

СОДЕРЖАНИЕ

К 70-летию съезда РСДРП	1304
Алексеев В. А., Антонец М. А., Виняйкин Е. Н., Волохов С. А., Гатэлюк Э. Д., Живора П. С., Иванов Б. С., Каменская С. А., Крюков А. Е., Пашкова Г. Р., Сизов А. С., Теплых А. И., Троицкий В. С., Чикин А. И., Янкавцев М. В. Измерение угловых размеров радиоисточника Кассиопея-А на частоте 9 $M\mu$ радиоинтерферометром независимого приема на базах 1,5 и 7 км	1307
Алексеев В. А., Антонец М. А., Белов И. Ф., Варыпаев А. А., Гатэлюк Э. Д., Ефанов В. А., Липатов Б. Н., Моисеев И. Г., Мкртичян С. М., Санамян В. А., Сизов А. С., Троицкий В. С., Щекотов Б. В., Чикин А. И. Измерения угловых размеров дискретных радиоисточников интерферометром независимого приема на 408 $M\mu$ с разрешением 0,1 угл. сек	1314
Алексеев В. А., Антонец М. А., Брауде С. Я., Виняйкин Е. Н., Волохов С. А., Гатэлюк Э. Д., Живора П. С., Иванов Б. С., Каменская С. А., Крюков А. Е., Мельяновский П. А., Мень А. В., Сизов А. С., Теплых А. И., Троицкий В. С., Чикин А. И., Янкавцев М. В. Измерения угловых размеров дискретных источников интерферометром независимого приема на частоте 25 $M\mu$ на базе Граково — Зименки	1318
Виткевич В. В. , Добыш Г. И., Артиюх В. С., Дагкесаманский Р. Д., Извеков Б. К., Суходольский С. А., Фролов В. А. Первые результаты измерений на радиоинтерферометре с ретрансляцией метрового диапазона ($\lambda = 35$ м)	1320
Капустин П. А., Петровский А. А., Пупышева Л. В., Разин В. А. Линейная поляризация галактического радиоизлучения на частоте 210 $M\mu$	1325
Арискин В. И., Берулис И. И., Брезгунов В. Н., Дагкесаманский Р. Д., Сороченко Р. Л., Удальцов В. А. Некоторые результаты измерений области центра Галактики в миллиметровом и метровом диапазонах волн	1334
Томассон П., Малумян В. Г. Наблюдения галактик Маркаряна на волне 75 см	1342
Пашенко М. И., Рудницкий Г. М., Слыши В. И. Исследование плотности вероятности сигнала межзвездных радиолиний гидроксила	1344
Кобрин М. М., Пахомов В. В., Дурасова М. С., Тимофеев Б. В., Прокофьева Н. А., Лебедев Е. И., Лавринов Г. А. Изучение флюктуаций солнечного радиоизлучения на волне 3 см с двумя радиотелескопами, разнесенными на 1500 км	1350
Каверин Н. С., Пахомов В. В., Платов Ю. В. Попытка экспериментального обнаружения корреляции вариаций высоты хромосферы и флюктуаций потока трехсантиметрового радиоизлучения Солнца	1354
Могилевский Э. И., Обридко В. Н., Шельтинг Б. Д. Спектр низкочастотных колебаний магнитного поля солнечных пятен и низкочастотная модуляция радиоэмиссии активных областей Солнца	1357
Берулис И. И., Молчанов А. П., Олянюк В. П., Погодин И. Е., Пудов О. Я. Франчук Н. Г., Яснов Л. В. Спектральный индекс и флюктуации радиоизлучения Солнца на волне $\lambda \approx 3$ см	1362
Берлин А. Б., Гельфрейх Г. Б., Занданов В. Г., Коржавин А. Н., Трескова Л. Е. Предварительные результаты исследования спектра флюктуаций радиоизлучения Солнца с почти непрерывным перекрытием суточного интервала	1366
Кременецкий С. Д., Рисовер Л. М., Смольков Г. Я. Задача восстановления распределения радиояркости Солнца	1369
Берулис И. И., Гребинский А. С., Коробчук О. В., Франчук Н. Г., Яснов Л. В. Кольцо потемнения в распределении радиояркости Солнца на волне $\lambda = 3$ см (полярная область)	1375
Апушкин Г. П., Цыганов А. Н. Области пониженной радиояркости на Солнце по наблюдениям в 8-миллиметровом диапазоне радиоволн	1379
Андианов С. А., Яснов Л. В. Исследование детерминированной составляющей суммарного потока радиоизлучения Солнца	1383

Ахмедов Ш. Б. Статистическое исследование характеристик медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца на волне 9 см	1388
Елисеев Г. Ф., Лазарева Л. Ф. Спектр радиоизлучения спокойного Солнца и его связь с циклом солнечной активности	1395
Федосеев Л. И. О второй гармонике фазовой зависимости радиоизлучения Луны	1398
Казанцев А. Н. Изменение параметров ионосферы Марса и условий распространения в ней радиоволн в зависимости от времени года, фазы солнечной активности и расстояния планеты от Солнца	1401
Данилин В. А., Казанцев А. Н., Плотников А. В. О точности определения параметров атмосфер планет из фазовых радиозатменных измерений	1405
Кисляков А. Г., Чернышев В. И., Носов А. А., Шандра Ю. П. Электрические параметры и система наведения радиотелескопа РТ-25×2	1409
Кисляков А. Г., Турчин В. И., Фогель А. Л., Чернышев В. И. Характеристики направленности радиотелескопа РТ-25×2	1418
Бахрах Л. Д., Григорьева М. И., Ефанов В. А., Коган Л. Р., Костенко В. И., Матвеенко Л. И., Мисежников Г. С., Моисеев И. Г., Монин Ю. Г., Мухина М. М., Штейншлейгер В. Б. Повышение чувствительности радиотелескопа РТ-22 КрАО в 3-сантиметровом диапазоне волн для радиointерферометра с предельным угловым разрешением	1425
Гельфрейх Г. Б., Голубчина О. А. Исследование и внедрение радиоастрономической юстировки на БПР	1429
Мень А. В., Антонов А. В. Исследование влияния ионосферы на характеристики радиотелескопа УТР-2	1434
Воронов В. Н., Киракосян Р. Радиометр диапазона 3 – 3,8 мм с переключателем на входе	1439
Куликов Ю. Ю., Федосеев Л. И., Швецов А. А., Амирхаян В. Р. Супергетеродинный анализатор спектра диапазона волн 1,1–1,7 мм	1442
Берлин А. Б., Корольков Д. В., Тимофеева Г. М., Берлин А. С., Тищенков Н. Т., Арсеньева О. А., Вергасов Р. И. Радиометр диапазона 4 см с охлаждаемым жидким азотом параметрическим усилителем на входе	1444
Гинделис Л. М. Применение импульсов с компенсирующими задержками в качестве позывных <i>CETI</i>	1448
Пановкин Б. Н. О возможности применения кибернетических методов для поиска высокоорганизованных систем во Вселенной	1452

К 70-ЛЕТИЮ II СЪЕЗДА РСДРП

В этом году советский народ, все прогрессивное человечество отмечают знаменательный юбилей—70-летие II съезда РСДРП. Съезд явился поворотным пунктом не только в российском, но и в международном рабочем движении. Впервые после смерти Маркса и Энгельса пролетариат получил организацию, способную в новых исторических условиях успешно руководить его борьбой за социальное освобождение.

Поистине титанических усилий стоила Ленину и его сторонникам борьба за создание партии. На протяжении целого десятилетия (1893—1903 гг.) он непримиримо боролся против идейных противников марксизма, за соединение научного социализма с рабочим движением, всесторонне разработал теоретические, политические и организационные основы партии нового типа, неустанно ковал ее фактическое единство. Без такой фундаментальной подготовки рождение подлинно революционной партии пролетариата было бы невозможно.

Серьезным зачатком такой партии в России был созданный Лениным в 1895 году петербургский «Союз борьбы за освобождение рабочего класса». Состоявшийся три года спустя в Минске I съезд партии провозгласил основание Российской социал-демократической рабочей партии. Однако съезд, проходивший без участия Ленина, бывшего в то время в сибирской ссылке, не смог выработать Программу и Устав партии, преодолеть разобщенность рядов социал-демократии.

Выдающуюся роль в сплочении партийных сил, в размежевании с оппортунистами сыграла ленинская «Искра» (1900—1903 гг.). Она воспитала блестящую плеяду революционеров-профессионалов—ядро партии, выжгла последние очаги кружковщины и кустарничества, подготовила созыв II съезда РСДРП, который стал заключительным этапом в создании большевистской партии. Всемирно-историческое значение съезда, подчеркивается в Постановлении ЦК КПСС от 4 апреля 1973 г., состоит в том, что на нем завершился процесс объединения революционных марксистских организаций и возникла партия нового типа на идеино-политических и организационных принципах, которые были разработаны Лениным. «Большевизм,—указывал В. И. Ленин,— существует, как течение политической мысли и как политическая партия, с 1903 года» (В. И. Ленин, Полн. собр. соч., т. 41, стр. 6).

Семидесятилетний путь, пройденный КПСС со времени своего II съезда, не имеет себе равных в истории. Из тесной кучки революционеров, идущей «по обрывистому и трудному пути, крепко взявшись за руки» (В. И. Ленин, Полн. собр. соч., т. 6, стр. 9), ленинская партия превратилась ныне в могучую, сплоченную, почти 15-миллионную армию коммунистов—правящую партию первого в мире социалистического государства, в ведущий отряд мирового освободительного движения.

Следуя заветам В. И. Ленина, КПСС вместе с советским народом осуществила невиданные по глубине, размаху и темпам свершения, предложила всему человечеству столбовую дорогу к социализму, комму-

низму. Под ее руководством Советский Союз стал могучим оплотом всех прогрессивных сил планеты в борьбе за мир и социальный прогресс.

Последовательная реализация внешнеполитической программы партии, выработанной на XXIV съезде КПСС, социалистической по содержанию, подлинно интернационалистской и глубоко миролюбивой, обеспечивает, как подчеркнул апрельский (1973 г.) Пленум ЦК, благоприятные внешние условия для коммунистического строительства, способствует упрочению всеобщего мира, повороту к разрядке напряженности.

Важнейшим и неисчерпаемым источником мощи и авторитета Советского государства является научно-технический прогресс. Уже в первые годы после Октябрьской революции принимаются меры для возобновления занятий в высших учебных заведениях, для развития в них исследовательских работ: улучшается материальное положение студентов и преподавателей, начинается создание широкой сети рабочих факультетов, организуются научно-исследовательские институты по наиболее важным направлениям науки и техники, такие, как Центральный аэрогидродинамический институт (ЦАГИ), Всесоюзный электротехнический институт (ВЭИ) и др., получившие впоследствии мировую известность.

Партия и правительство, лично В. И. Ленин энергично поддерживали всякую полезную инициативу лучшей части научных работников и инженеров. В апреле 1918 г. Ленин, ознакомившись с предложением Академии наук об изучении естественных богатств страны, пишет «Набросок плана научно-технических работ», где он намечает привлечение специалистов для составления плана реорганизации промышленности и экономического подъема России, выделяя, в частности, вопросы энергоснабжения, проблемы концентрации промышленности и rationalного ее размещения.

Примером дальновидного и продуманного подхода к вопросам развития науки может служить история Нижегородской радиолаборатории (НРЛ). Группа сотрудников небольшой лаборатории при Тверской радиостанции, во главе которой стояли В. М. Лещинский и М. А. Бонч-Бруевич, в июне 1918 г. предложила организовать на базе этой лаборатории научный центр по радиосвязи. Предложение было доведено до сведения В. И. Ленина, было им одобрено, и, благодаря его постоянной и конкретной помощи, уже в августе 1918 г. лаборатория приступила к работе на новом месте — в Нижнем Новгороде. Выполнив срочные задания по разработке и серийному изготовлению крайне дефицитных в условиях блокады России электронных ламп, НРЛ доказала свою работоспособность. В декабре 1918 г., за подписью Ленина, вышло «Положение о радиолаборатории». В «Положении» НРЛ рассматривается как «первый этап к организации в России Государственного социалистического радиотехнического института», задачей которого, кроме выполнения ряда срочных работ для радиосвязи, является объединение научных исследований в области радиотехники и, что здесь следует особо подчеркнуть, «в области смежных физических наук», т. е., по современной терминологии, в области радиофизики.

Хорошо известно, что НРЛ с честью оправдала оказанное ей доверие и была первым научным институтом, которому в 1924 г. было присвоено имя В. И. Ленина. Не останавливаясь на позднейшей истории НРЛ, напомним только слова М. А. Бонч-Бруевича о Ленине, сказанные им в 1928 г.: «Спустя 10 лет мы можем отметить с особым удивлением прозорливость гения, который в том жалком состоянии радиотехники, которое было 10 лет назад, сумел почувствовать ее великое будущее, сумел среди событий, которые в то время потрясали мир... В. И. Ленин сумел понять, что радио имеет перед собой те колоссальные

перспективы, которые мы сейчас имеем. Он даже формулировал их в том виде, как мы формулируем их спустя 10 лет».

Говоря о роли НРЛ в становлении отечественной радиофизики и радиотехники, нельзя не вспомнить, что первый научный журнал, специально посвященный, как мы сказали бы теперь, радиоэлектронике— «Телеграфия и телефония без проводов», издавался НРЛ.

На фундаменте отечественной радиоэлектроники, заложенном гением В. И. Ленина, выросли десятки исследовательских институтов и лабораторий, выросла мощная радиотехническая промышленность. По вопросам радиофизики и радиотехники издается ряд научных журналов, радиофизические методы исследования, радиотехнические приборы и аппаратура применяются в десятках областей науки и техники.

УДК 523.164

**ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ РАДИОИСТОЧНИКА
КАССИОПЕЯ-А НА ЧАСТОТЕ 9 M_{Hz} РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРОМ
НЕЗАВИСИМОГО ПРИЕМА НА БАЗАХ 1,5 и 7 км**

*В. А. Алексеев, М. А. Антонец, Е. Н. Виняйкин, С. А. Волохов,
Э. Д. Гатэлюк, П. С. Живора, Б. С. Иванов, С. А. Каменская,
А. Е. Крюков, Г. Р. Пашкова, А. С. Сизов, А. И. Теплых,
В. С. Троицкий, А. И. Чикин, М. В. Янкавцев*

Методом апертурного синтеза на ряде частот дециметрового и сантиметрового диапазонов [1] установлено, что радиоисточник Кассиопея-А, являющийся остатком сверхновой, имеет оболочечную структуру с угловым диаметром 4'. Измерения в метровом диапазоне свидетельствуют о постоянстве размеров радиооболочки Кассиопеи-А. На частотах ниже 100 M_{Hz} единственны известные измерения, проведенные Г. Рёбером с помощью радиоинтерферометра на частотах 20, 30, 50 и 100 M_{Hz} , не согласуются с общепринятыми в настоящее время представлениями о радиоструктуре Кассиопеи-А. Согласно [2] Кассиопея-А имеет гало, угловой диаметр которого изменяется от 9' на $\nu = 20 M_{Hz}$ до 4',3 на $\nu = 100 M_{Hz}$, и два ядра с размерами 1',8 на расстоянии 2',3 друг от друга (по измерениям на частотах 50 и 100 M_{Hz}). На частотах ниже 20 M_{Hz} измерения угловых размеров Кассиопеи-А не проводились.

Цель настоящей работы заключалась в определении угловых размеров Кассиопеи-А на частоте 9 M_{Hz} . Ниже кратко описываются интерферометр с независимым приемом, с помощью которого проводились наблюдения, методика измерений и обработки данных (в частности, учет влияния ионосферы), и результаты измерений.

АППАРАТУРА

Общая схема используемого в этом эксперименте радиоинтерферометра НИРФИ описана в работах [3, 4]. Прием осуществлялся на две антенны, представляющие собой синфазные решетки. Одна из них, стационарная, с линейной поляризацией, состоит из 120 волновых диполей. Диаграмма направленности имеет ширину $5^\circ \times 8^\circ$ на уровне 0,5 по мощности в главных плоскостях. Эта антenna использовалась ранее в радиоастрономических измерениях [5]. Вторая антenna, переносная, состоит из 18 полуволновых диполей, сгруппированных в 9 взаимно ортогональных пар. Для устранения влияния фарадеевских федингов поляризация малой антены была установлена круговой. Это достигалось суммированием сигналов двух ортогональных поляризаций с относительным сдвигом по фазе на $\lambda/4$. Расчетная ширина диаграммы направленности в главных плоскостях на уровне 0,5 по мощности составляет 34° . Диаграммы направленности обеих антенн были неподвижны и направлены в зенит.

В схеме радиоинтерферометра применялись типовые приемники декаметрового диапазона Р-250МГ с двойным преобразованием частоты. Для формирования частоты 1-го гетеродина осуществлялось шести-

кратное умножение частоты 1 $M\text{Гц}$, подаваемой с выхода блока опорных частот синтезатора Ч1-51. В качестве второго гетеродина использовался перестраиваемый по частоте выход синтезатора Ч1-51. Сигнал с выхода усилителя промежуточной частоты приемника перед записью на магнитофон преобразовывался третий раз в видеосигнал со спектром частот в полосе 4 $k\text{Гц}$, так как вторая промежуточная частота приемника была значительно больше ширины полосы записи магнитофона.

Запись сигналов осуществлялась на аналоговые двухканальные магнитофоны, построенные на базе однодорожечного магнитофона МУЗ-25. Для исключения нестабильности скорости движения магнитносителя на одну из дорожек записывался опорный сигнал одновременно с записью на другую дорожку информативного сигнала. В начале каждой секунды записывался тест-сигнал, что позволяло проконтролировать правильность ввода информации в ЭВМ, а также совместить записи в процессе нахождения функции корреляции. Формирование опорного сигнала, тест-сигнала и задание масштаба времени осуществлялось кварцевым генератором со стабильностью 10^{-9} . Корреляционная обработка сигналов проводилась интерференционным коррелометром с применением ЭВМ БЭСМ-4. Подробно вопросы построения и работы этой системы рассмотрены в [6].

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Интерферометрические наблюдения Кассиопеи-А на частоте 9 $M\text{Гц}$ проводились в октябре—ноябре 1971 г. В этот период источник проходил через диаграммы направленности приемных антенн ночью, когда критические частоты ионосферы не превышали $2 \div 3 M\text{Гц}$ и наблюдался наименьший уровень помех.

Первоначально антенны были разнесены на 7 км по линии восток—запад, затем длина базы была уменьшена до 1,5 км с сохранением ее ориентации. Запись принимаемых сигналов на магнитную ленту проводилась в течение 1 минуты в моменты времени, близкие к верхней кульминации источника. Одновременно на ленте самописца с постоянной времени 3 сек регистрировалась интенсивность принимаемых сигналов. Сильные амплитудные и фазовые флуктуации при принимаемого излучения источника, обусловленные неоднородностями ионосферы, с характерными временами от десятков секунд до нескольких минут приводят к «замытию» стационарной интерференционной картины. Для преодоления этой трудности осуществлялся радиоинтерферометр с частотным сканированием. Кроме того, при последующем корреляционном анализе время усреднения бралось достаточно малым ($T_{\text{уср}} = 3,5$ сек) по сравнению с наименьшим характерным временем фазовых флуктуаций ($\tau = 10 \div 30$ сек). Частоты гетеродинов в приемных пунктах отличались на 3 Гц . Таким образом выполнялось следующее неравенство:

$$\frac{2\pi}{f_{r_1} - f_{r_2}} \ll T_{\text{уср}} \ll \tau.$$

С помощью ЭВМ БЭСМ-4 для каждого интервала записи длительностью 3,5 сек вычислялись значения функции взаимной корреляции мгновенных амплитуд поля по формуле

$$\rho^i = \frac{\overline{E_{c_1}^i E_{c_2}^i}}{\sqrt{[(\overline{E_{c_1}^i})^2 + (\overline{E_{w_1}^i})^2] [(\overline{E_{c_2}^i})^2 + (\overline{E_{w_2}^i})^2]}}, \quad (1)$$

где i — номер интервала записи, $E_{c_1}^i$ и $E_{c_2}^i$ — амплитуды поля излу-

чения источника в приемных пунктах на i -м интервале времени, $E_{ш_i}^i$ и $E_{ш_i}$ — амплитуды шумов в приемных пунктах, обусловленных высокой температурой фонового галактического радиоизлучения ($T_\phi \approx 500000^\circ\text{K}$).

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Из общего числа записей корреляционным методом было обработано 28 наиболее удачных. Типичный пример временной зависимости взаимной функции корреляции представлен на рис. 1. Каждой такой развертке обработанного сигнала приводилась в соответствие временная зависимость отношения антенной температуры источника к температуре фона $T_{c_i}/T_{ш_i}$, снятая с ленты самописца, регистрирующего выходной сигнал стационарной антенны. При совместном рассмотрении записей, полученных на меньшей базе, заметно проявляется подобие временных зависимостей значений ρ^i и $T_{c_i}/T_{ш_i}$ (рис. 1 а). Аналогичный анализ результатов измерений на большой базе показал, что такая же связь между указанными величинами существует только для 13% от всего времени наблюдения (рис. 1 б). На рис. 2, 3 и 4 приведены значения функций корреляции ρ^i в зависимости от соответствующих

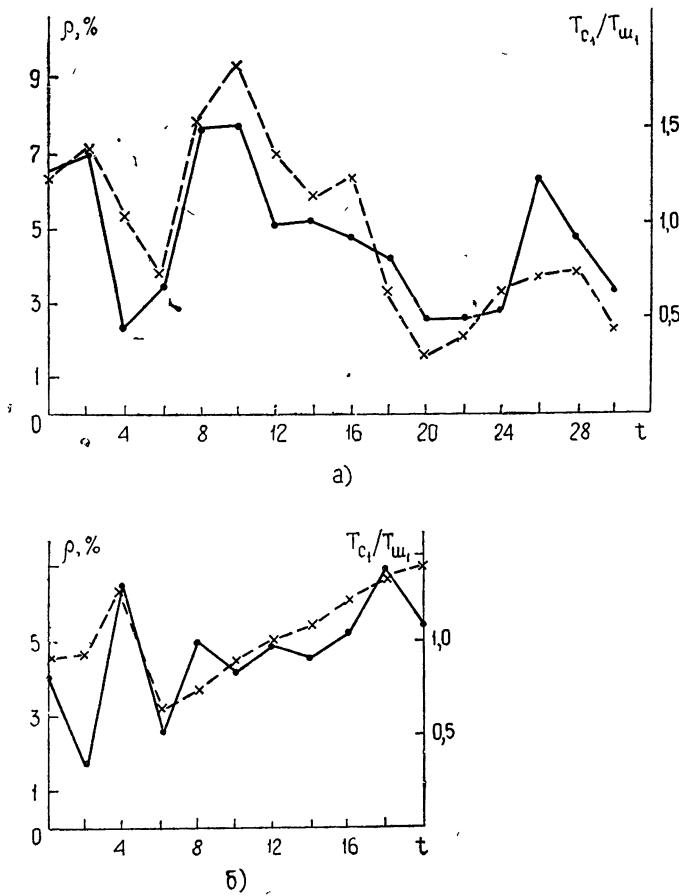


Рис. 1. Пример временной зависимости ρ (сплошная кривая) и $T_{c_i}/T_{ш_i}$ (пунктир);

а) для базы 1,5 км, б) для базы 7 км.
Одному делению на оси абсцисс соответствует 1,75 сек.

им значений $T_{c_1}^i/T_{\text{ш}_1}^i$ — отношения сигнал/шум на выходе 120-дипольной антенны. На рис. 2 представлены все результаты измерений, относящиеся к базе 1,5 км. Отмеченные выше 13% точек для базы 7 км нанесены на рис. 3. Остальные результаты, полученные при наблюдениях с базой 7 км даны на рис. 4. Ломаными линиями на рис. 2 и 4 проведены усредненные экспериментальные кривые. Существенное различие зависимостей $\rho^i(T_{c_1}^i/T_{\text{ш}_1}^i)$ для разных баз можно объяснить дифракцией излучения на неоднородностях ионосферы. Оценка характерного периода мерцаний источника с учетом возможных скоростей движения неоднородностей в ионосфере показывает, что на частоте 9 Мгц большую роль в рассеянии играют крупномасштабные неоднородности с эффективными размерами порядка 5 км и больше. При этом естественно ожидать, что эффективный размер дифракционной картины часто превышает 1,5-километровую длину малой базы. В случае большего расстояния между антеннами такое условие выполняется реже, так как с увеличением размеров неоднородностей уменьшается их число.

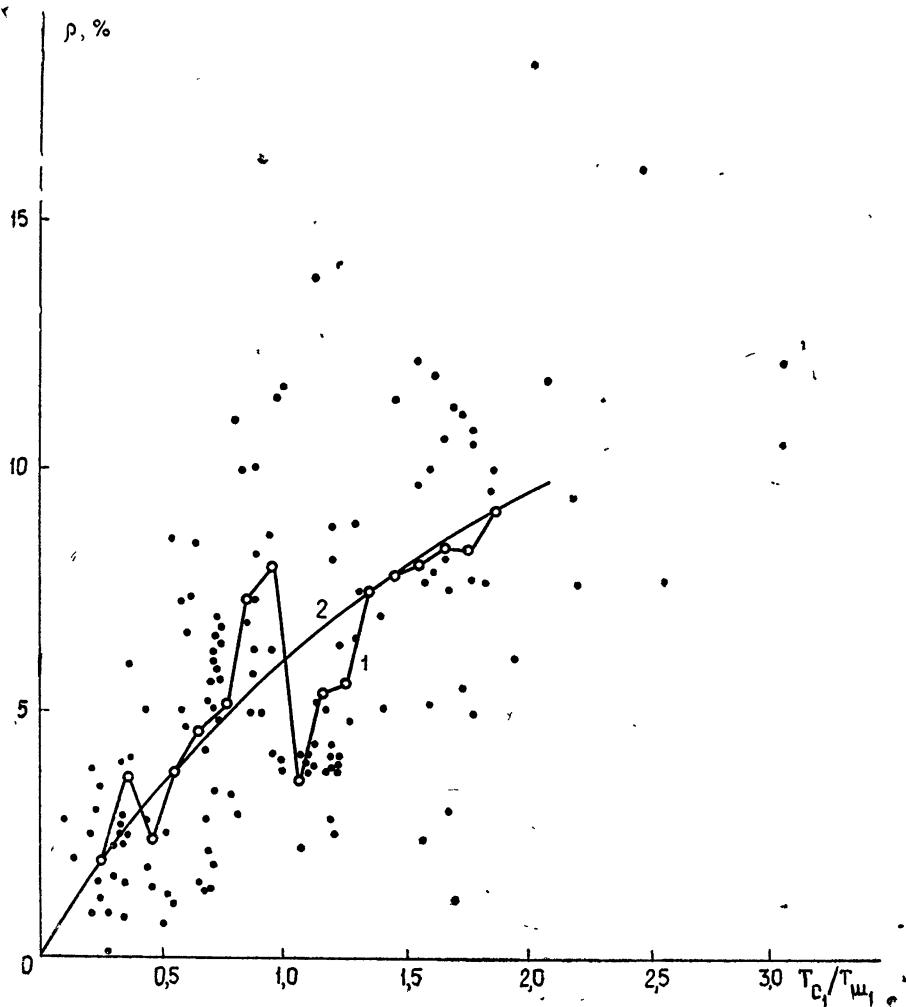


Рис. 2 Значения ρ^i в зависимости от $T_{c_1}^i/T_{\text{ш}_1}^i$ на базе 1,5 км.
1—усредненная экспериментальная кривая, 2—график (4) при $\gamma = 1$.

Учитывая сказанное выше, можно предположить пропорциональность между антennыми температурами в приемных пунктах в случае малой базы

$$\frac{T_{c_1}^i}{T_{w_1}^i} = \alpha \frac{T_{c_2}^i}{T_{w_2}^i}. \quad (2)$$

Фактически это означает, что в период регистрации сигналов обе антенны находились внутри одного дифракционного « пятна ». Для определения угловых размеров радиоисточника необходимо, используя уравнение (2) и функцию видимости

$$\gamma = \frac{\overline{E_{c_1}^i E_{c_2}^i}}{\sqrt{\overline{(E_{c_1}^i)^2} \overline{(E_{c_2}^i)^2}}}, \quad (3)$$

привести выражение (1) к следующему виду:

$$\rho^i = \frac{\sqrt{\alpha} \frac{T_{c_1}^i}{T_{w_1}^i} \gamma (D/\lambda)}{\sqrt{2} \sqrt{(1 + T_{c_1}^i/T_{w_1}^i)(1 + \alpha T_{c_1}^i/T_{w_1}^i)}}. \quad (4)$$

Здесь D/λ — размер базы в длинах волн, $T_{c_1}^i/T_{w_1}^i$ — отношение сигнал/шум на стационарной антенне. Множитель $1/\sqrt{2}$ обусловлен тем, что приемные антенны имели различную поляризацию.

Так как угловое разрешение при малой базе низкое ($\sim 70'$), естественно считать источник неразрешенным ($\gamma = 1$). При этом можно определить численное значение коэффициента α из условия совпадения экспериментальной кривой рис. 2 с графически построенной зависимостью (4). Если же известна величина α , то функция видимости источника является единственным свободным параметром формулы (4). Поэтому значение γ для $D = 7 \text{ км}$ можно определить тем же способом, что и величину α , воспользовавшись рис. 3. Лучшее соответствие зависимости ρ^i от $T_{c_1}^i/T_{w_1}^i$ по экспериментальным данным получается при $\gamma = 0,8$ (см. рис. 3). Это значение γ отвечает угловому размеру Кассиопеи-А, равному $5'$, если предположить гауссово распределение интенсивности радиоизлучения по диску источника. Разброс точек на рис. 3 приводит к погрешности измерения углового размера в пределах $\pm 1'$. Согласно оценкам параметров межпланетной среды по мерцаниям радиоисточников [7] можно считать, что при достаточно больших расстояниях от Солнца ($R > 1 \text{ а. е.}$) среднеквадратичное изменение фазы не превышает 1 рад , а эффективный размер неоднородностей порядка

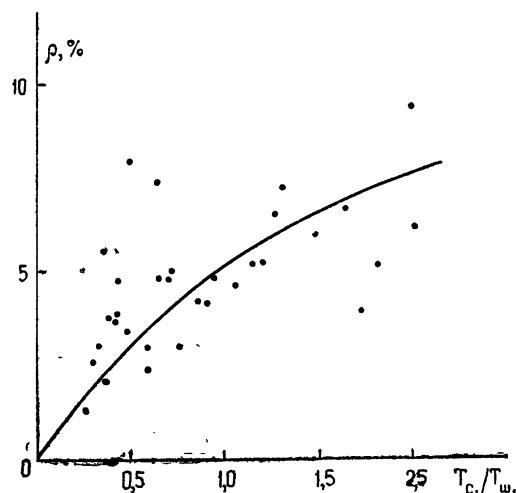


Рис. 3. Значения ρ^i в зависимости от $T_{c_1}^i/T_{w_1}^i$ на базе 7 км, для которых наблюдается временное подобие.

Кривая — график (4) при $\gamma = 0,8$,

ка $100 \div 200$ км. При этом простой расчет по формулам для слабого рассеяния [8] показывает, что угловые размеры точечного источника должны быть больше на $40 \div 60''$. Таким образом, можно сделать вывод, что в пределах точности измерений угловые размеры Кассиопеи-А на $\lambda = 33$ м такие же, как на метровых и дециметровых волнах. Вместе с тем известен, например, частотный ход угловых размеров старого остатка сверхновой HB-9 в декаметровом диапазоне [10]. По-видимому, это явление связано с возрастом радиоизлучающих объектов такого типа.

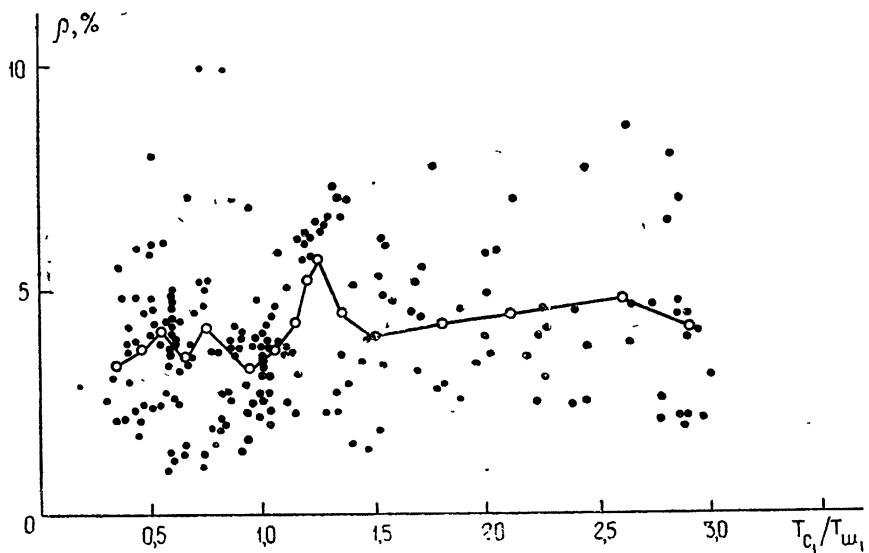


Рис. 4. Значения ρ^t в зависимости от $T_{c_1}^t/T_{sh_1}^t$ на базе 7 км.

Результаты наблюдений позволяют также оценить видимые угловые размеры радиоисточника в условиях рассеяния излучения на неоднородностях ионосферы. Величина функции видимости в этом случае находится по отношению среднего значения функции корреляции $\rho(7 \text{ км}) = 4\%$, определяемого по рис. 4, к величине $\rho(1,5 \text{ км}) = 8\%$, соответствующей отношению $T_{c_1}^t/T_{sh_1}^t = 1,5$ (рис. 2). Многолетние наблюдения на стационарной антенне, приводимые в НИРФИ Бенедиктовым и его сотрудниками с 1965 г. [9], показывают, что для Кассиопеи-А указанное отношение сигнал/шум наблюдается при сравнительно невозмущенной ионосфере. По-прежнему рассматривая случай гауссовой функции радиояркости излучающего объекта при $\rho(7 \text{ км})/\rho(1,5 \text{ км}) = 0,5$, находим видимые угловые размеры Кассиопеи-А $\theta_{\text{вид}} = 8',5 \pm 1'$.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Разину за постоянное внимание к работе, Е. А. Бенедиктову, В. В. Беликовичу, Л. М. Ерухимову за полезные советы и замечания, П. А. Мельяновскому за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. К. Дженнисон, Латам, Роусон, Радиоастрономия, Парижский симпозиум, ИЛ, М, 1961, стр 302
2. G. Reber, J. Geophys. Res., 64, 287 (1959).

3. В. А. Алексеев, Э. Д. Гатэлюк, В. Д. Кротиков, В. Н. Никонов, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 1, 5 (1970).
4. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, В. В. Виткович, Э. Д. Гатэлюк, П. С. Живора, В. Д. Кротиков, А. Е. Крюков, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, В. А. Шемагин, М. В. Янкавцев, Б. П. Фатеев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 9, 1303 (1971).
5. Е. А. Бенедиктов, Т. В. Ефимова, Л. А. Скребкова, Астрон. ж., 46, 286 (1969).
6. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, Э. Д. Гатэлюк, П. С. Живора, Б. С. Иванов, А. Е. Крюков, Ю. А. Тихонов, М. В. Янкавцев, Радиотехника и электроника, 17, 332 (1972).
7. О. В. Slee, Planet and Space Sci., 14, 255 (1966).
8. Ратклиф, Проблемы современной физики, № 10, ИЛ, М., 1957.
9. Е. А. Бенедиктов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 10, 1474 (1970).
10. Л. Л. Базелян, С. Я. Брауде, А. В. Мень, Астрон. ж., 43, 740 (1966).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 февраля 1973 г.

УДК 523.164

ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ ДИСКРЕТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ НЕЗАВИСИМОГО ПРИЕМА НА 408 M_{Hz} С РАЗРЕШЕНИЕМ 0,1 угл. сек

*В. А. Алексеев, М. А. Антонец, И. Ф. Белов, А. А. Варыпаев,
Э. Д. Гатэлюк, В. А. Ефанов, Б. Н. Липатов, И. Г. Моисеев,
С. М. Мкртчян, В. А. Санамян, А. С. Сизов, В. С. Троицкий,
Б. В. Шекотов, А. И. Чикин*

В апреле 1972 г. совместными усилиями НИРФИ, БАО, КрАО на частоте 408 МГц с помощью интерферометра независимого приема были проведены наблюдения дискретных радиоисточников 3С 147, 3С 273В, 3С 286, 3С 454.3. Наблюдения проводились на базе 940 км Симеиз—Бюракан, что соответствует отношению $D/\lambda = 1,3 \cdot 10^6$ и максимальному угловому разрешению $\sim 0,1$ сек дуги. Большой цикл наблюдений с помощью интерферометра независимого приема компактных радиоисточников на частоте 408 МГц был проведен в 1968—1969 гг. [1, 2]. Целью наших измерений являлась проверка аппаратуры, методики и программы обработки, разработанной в НИРФИ для интерферометрии независимого приема, и определение функций видимости и угловых размеров наблюдаемых источников для других, по сравнению с [1, 2], позиционных углов. Использовались следующие антенные системы.

1. Симеиз — полноповоротный радиотелескоп РТ-22 с облучателем круговой поляризации. Эффективная площадь РТ-22 на частоте 408 Мгц составляет 210 м². Шумовая температура антенны $\sim 50^{\circ}\text{K}$.

2. Бюракан — параболический цилиндр БРТ-75 с меридиональной установкой. Эффективная площадь БРТ-75 для различных источников менялась от 800 до 1000 м². Шумовая температура антенны $\sim 90^{\circ}\text{K}$. Поляризация облучателей линейная.

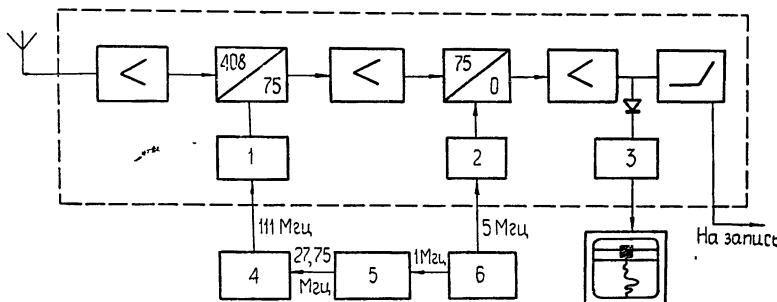


Рис. 1. Блок-схема системы синтезирования гетеродинных частот:
 1 — умножитель 111 Мгц на 3; 2 — умножитель 5 Мгц на 15; 3 —
 компенсатор, 4 — умножитель 27,75 Мгц на 4—Ч6-2; 5 — синтеза-
 тор частот 41-51, 6 — рубидиевый стандарт частоты 42-43.

Супергетеродинные приемники с двойным преобразованием частоты имели на входе транзисторные ВЧ усилители с шум-фактором,

равным 1,8. Таким образом, полная шумовая температура, пересчитанная ко входам антенн, составляла для РТ-22— 280°K , а для БРТ-75, с учетом потерь в кабелях от облучателей до приемника, — 450°K . Для регистрации прохождения источников использовался компенсационный метод. Система синтезирования гетеродинных и некоторых вспомогательных частот, необходимых в радиоинтерферометре НИРФИ на 408 Mgц , состоит из рубидиевого стандарта частоты Ч1-43 с относительной нестабильностью $5 \cdot 10^{-10}$ за секунду, синтезатора частот Ч1-51 и умножителя частоты Ч6-2 [3]. Для компенсации разницы допплеровских частот в двух пунктах, обусловленной вращением Земли, гетеродинные частоты были сдвинуты на соответствующую величину с помощью синтезатора частот Ч1-51. Блок-схема приемника и системы синтезирования частот изображена на рис. 1. Система временной синхронизации пунктов приема, изображенная на рис. 2 и состоящая из специализированного приемника сигналов СЕВ Ч7-13, телевизора, электронных часов Ч7-15, измерителя временных интервалов ЧЗ-30, программатора времени и осциллографа, по схеме построения аналогична системе синхронизации, примененной нами в измерениях на 86 Mgц [1]. Эта система позволяет, в принципе, синхронизировать два приемных пункта с точностью не хуже $\pm 1 \text{ мксек}$, если предварительно измерить задержки в системах ретрансляции ТВ сигналов от Москвы до радиотелескопов. Измерение задержек от Москвы до ретрансляторов в Ереване и на Ай-Петри по методике, описанной в [5, 6], были проведены сотрудниками ВНИИФТРИ под руководством Г. Н. Палия. Следует отметить, что путь распространения ТВ сигнала от ретранслятора Ай-Петри до РТ-22 и расстояние от ретранслятора в Ереване до БРТ-75 не были известны с достаточной точностью. Это может внести погрешность в синхронизацию до 30 мксек в любую сторону от расчетной, однако ошибка может быть учтена после обработки первых записей от источников.

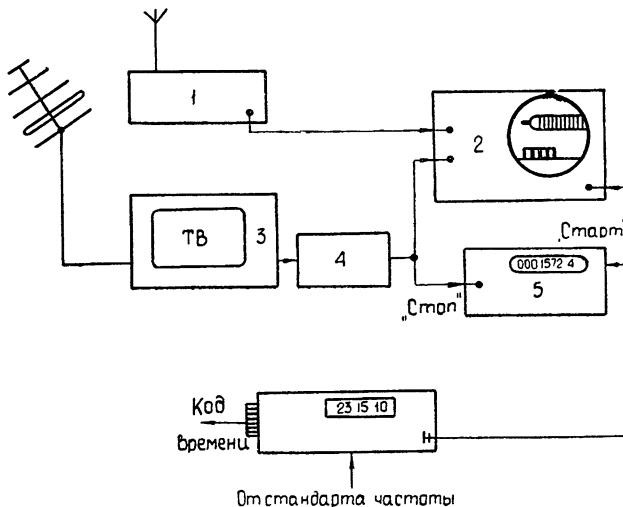


Рис. 2. Система временной синхронизации пунктов приема:
 1 — приемник сигналов СЕВ Ч7-13; 2 — осциллограф;
 3 — телевизор; 4 — селектор кадровых импульсов; 5 — измеритель интервалов времени ЧЗ-30; 6 — электронные часы Ч7-15.

Запись исследуемых сигналов осуществляется в цифровой форме на машинные накопители НМЛ-4-2, предварительно сьюстированные с накопителями ЭВМ Раздан-3 ВЦ АН Армянской ССР. Блок-схема

системы записи приведена на рис. 3. Полоса записываемых сигналов составляет 80 кГц , что при времени усреднения порядка 30 сек дает корреляционный выигрыш $Q_{\text{кор}} \approx 1000$. Принцип записи, применяемый в радиоинтерферометре на 408 МГц , потребовал некоторой переделки ЭВМ Раздан-3, которая была проведена сотрудниками ВЦ АН Армянской ССР. На ЭВМ вычислялась знаковая функция корреляции $R_{\text{зн}}(\tau)$ однозначно связанные с искомой соотношением $R(\tau) = \sin \frac{\pi}{2} R_{\text{зн}}(\tau)$.

Подробно система записи и программа обработки интерференционных сигналов рассмотрены в [7].

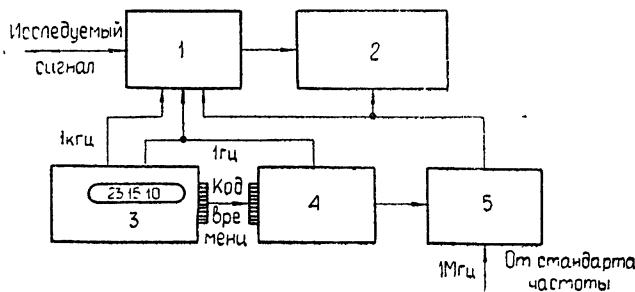


Рис. 3. Система записи сигналов на магнитную ленту:
1 — преобразователь аналог-цифра; 2 — накопитель
НМЛ-4-2; 3 — электронные часы 47-15; 4 — про-
грамматор времени; 5 — измеритель длины записываемого
массива информации.

Т а б л и ц а

Источник	Частота, $M\text{Гц}$	$\frac{D}{\lambda} \cdot 10^6$	Видимость γ	Угловые размеры источника θ , угл. сек	Позицион- ный угол	Ссылки
3C 147	408	1,3	0,27	0,11	58	Наст. раб
	408	1,12	0,22	0,13	126	[1]
	1400	2,6	0,2	0,07	128	[8]
3C 273 B	408	1,3	0,9	0,03	58	Наст. раб.
	408	2,6	0,87	0,027	106	[1]
3C 286	408	1,3	0,63	0,07	58	Наст. раб.
	448	1,33	0,5	0,08	52	[1]
	1400	1,75	0,75	0,04	170	[8]
3C 454.3	408	1,3	1,0	0,03	58	Наст. раб.
	2690	1,1	0,96	0,02	0—180	[9]
	4998	2,1	0,99	0,02	0—180	[9]

В результате обработки получена корреляция от всех четырех наблюдавшихся источников. Ошибка в синхронизации составила $18 \div 30 \text{ мксек}$, из которых 24 мксек отнесены нами к систематической ошибке, вызванной незнанием пути распространения ТВ сигнала. Слу-

чайная ошибка в синхронизации пунктов составляет ± 6 мксек и объясняется следующими факторами: ошибкой в определении разности времени распространения исследуемого сигнала до пунктов приема в ± 1 мксек, флуктуациями хода часов в ± 5 мксек и ошибкой в ± 3 мксек, связанной с цифровой формой записи сигналов.

Расчет функций видимости γ и оценка угловых размеров θ исследуемых источников по результатам наблюдений проводились по общепринятой методике. При этом в качестве эталонного (точечного) источника нами взят источник ЗС 454.3, функция видимости для которого прин员а за единицу (в результате измерений было получено значение $\gamma_{\text{ЗС 454.3}}$, равное $1,3 \pm 0,3$). Результаты измерений сведены в таблицу; среднеквадратичная ошибка значений γ и θ составляет $25 \div 30\%$. В таблице также приведены значения функции видимости и угловых размеров для этих источников из опубликованных материалов, полученные на других позиционных углах, но с близким к нашему угловым разрешением. Сопоставление этих данных позволяет сделать вывод о том, что в различных сечениях (на различных позиционных углах) источники ЗС 273 В и ЗС 286 имеют близкие угловые размеры, т. е. при нашем разрешении описываются простой моделью источника с круговой симметрией. Полученные результаты по источнику ЗС 147 могут быть объяснены в рамках модели двойного источника с позиционным углом $85 \pm 5^\circ$, предложенной в [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. N. W. Brotén, R. W. Clarke, T. H. Legg, J. L. Lock, J. L. Yen, R. M. Chisholm, Mon. Not. R. Astr. Soc., 146, 313 (1969).
2. R. W. Clarke, N. W. Brotén, T. H. Legg, J. L. Lock, J. L. Yen, Mon. Not. R. Astr. Soc., 146, 381 (1969).
3. Аппаратура для частотных и временных измерений, под ред. А. П. Горшкова, изд. Сов. радио, М., 1971.
4. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, В. В. Виткович, Э. Д. Гатэлюк, П. С. Живорा, В. Д. Кротиков, А. Е. Крюков, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, В. А. Шемагин, М. В. Янкавцев, Б. П. Фатеев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 9, 1304 (1971).
5. Tolmen, V. Ptacek, A. Soucek, R. Stecher, IEEE Trans. on Instrum. and Meas., 16, № 3, 247 (1967).
6. Г. Н. Палий, Ю. А. Федоров, Труды метрологических институтов СССР, вып. 106, 50 (1969).
7. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, Г. С. Барсамян, Э. Д. Гатэлюк, Л. Егизарян, А. Е. Крюков, Б. Н. Липатов, С. М. Мкртчян, В. А. Сагнамян, Б. В. Шекотов, Изв. АН Арм. ССР, сер. техн., № 4 (1972).
8. B. G. Clark, K. I. Kellerman, C. C. Vage, M. H. Cohen, D. L. Jauncey, Appl. J., 153, 705 (1968).
9. W. Donaldson, G. K. Miley, H. P. Palmer, H. Smith, Mon. Not. R. Astr. Soc., 146, 213 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 февраля 1973 г.

УДК 523.164

ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ НЕЗАВИСИМОГО ПРИЕМА НА ЧАСТОТЕ 25 Мгц НА БАЗЕ ГРАКОВО—ЗИМЕНКИ

*С. А. Волохов, Э. Д. Гатэлюк, П. С. Живора, Б. С. Иванов,
В. А. Алексеев, М. А. Антонец, С. Я. Брауде, Е. Н. Виняйкин,
С. А. Каменская, А. Е. Крюков, П. А. Мельяновский, А. В. Мень,
А. С. Сизов, А. И. Теплыых, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, М. В. Янкавцев*

В феврале—марте 1972 г. была проведена попытка измерения угловых размеров источников ЗС 144, ЗС 196, ЗС 254 и ЗС 273 на частоте 25 Мгц с помощью интерферометра с независимым приемом. Длина базы равнялась 900 км, что соответствует угловому разрешению 2,8 сек дуги.

В первом пункте (Граково, около г. Харькова) прием осуществлялся на плечо «север—юг» радиотелескопа УТР-2; эффективная площадь этого плеча составляет 10^5 м^2 [1]. Во втором пункте (Зименки, около г. Горького) использовалась решетка с эффективной площадью $1,5 \cdot 10^3 \text{ м}^2$, состоявшая из 36 полуволновых вибраторов, ориентированных вдоль меридиана в два ряда по 18 диполей. Диаграмма направленности этой антенны управлялась по углу места с помощью системы фазирования. Поляризация антенн в обоих приемных пунктах была линейной. Связь между приемными пунктами поддерживалась с помощью телетайпа.

В аппаратуре по сравнению с описанной в работе [2] произведены следующие изменения: 1) использовались рубидиевые стандарты частоты вместо кварцевых; 2) синхронизация осуществлялась с помощью телевидения [3]. Методика измерений была аналогична описанной в [2]. Записи сигналов производились при полосе 10 кгц. Обработка результатов наблюдений проводилась так же, как и в [2]. Время интегрирования равнялось 0,9 сек.

В эксперименте предстояло обнаружить довольно слабый интерференционный эффект. В качестве примера приведем оценку коэффициента корреляции, ожидаемого при наблюдении компактного источника в Крабовидной туманности (ЗС 144). Согласно [4] на частоте 38 Мгц поток компактного источника равен 380 ед. потока. С использованием спектрального индекса $\alpha = 1,8$ [5] на частоте 25 Мгц имеем 800 ед. потока. Вычислив antennные температуры, обусловленные источником ЗС 144 и компактной его частью, по формуле для коэффициента корреляции

$$\rho = \frac{\sqrt{T_{s1} T_{s2}}}{\sqrt{(T_{s1} + T_{w1})(T_{s2} + T_{w2})}} \quad (1)$$

получим $\rho \approx 3\%$. В (1) $T_{s1,2}$ — antennные температуры от компактного источника, $T_{w1,2}$ — температуры шумов, обусловленных фоном и разрешенной частью источника ЗС 144.

Значение ρ в реальных условиях было еще меньше из-за влияния

ряда факторов. Во-первых, необходимо иметь в виду, что регистрируемая интенсивность радиоизлучения компактных источников испытывает хаотическую модуляцию на неоднородностях ионосферы и межпланетной среды. Длина базы в настоящем эксперименте заведомо превышала радиус корреляции дифракционной картины, обусловленной неоднородностями ионосферы и межпланетной среды [6, 7]. Таким образом, прием радиоизлучения источников осуществлялся при наличии некоррелированных амплитудных и фазовых флуктуаций сигналов. Во-вторых, ввиду линейной поляризации обеих антенн амплитуда и фаза интерференционной составляющей или коэффициент корреляции испытывали флуктуации вследствие фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн [4].

В результате обработки 630 секунд записи сигналов радиоисточника ЗС 144 было установлено, что в течение 1% этого времени наблюдалась корреляционная функция при определенных заранее сдвигах между записями, учитывающих пространственную задержку и задержку синхронизации. Критериями реальности корреляционной функции явились ее форма и значение в максимуме, которое в случае отсутствия перечисленных выше мешающих факторов должно было быть $\approx 3\%$. Таким образом в течение 6,3 сек наблюдалась интерференция, обусловленная компактным источником в Крабовидной туманности, имеющим угловой размер меньше $2''$,8 и плотность потока излучения около 25% от плотности потока излучения всего источника.

Обработка записей сигналов других источников не позволила сделать положительного вывода.

В заключение авторы благодарят В. А. Разина за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я. Брауде, Ю. М. Брук, П. А. Мельяновский, А. В. Мень, Л. Г. Содин, Н. К. Шарыкин, Препринт № 7, Институт радиофизики и электроники, АН УССР, Харьков, 1971.
2. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, Е. Н. Виняйкин, С. А. Волохов, Э. Д. Гатюк, П. С. Живора, Б. С. Иванов, С. А. Каменская, А. Е. Крюков, Г. Р. Пашкова, А С Сизов, А И Теплыkh, В С Троицкий, А. И. Чикин, М. В. Янкавцев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 9, 1307 (1973).
3. В. А. Алексеев, М. А. Антонец, В. В. Виткевич, Э. Д. Гатюк, П. С. Живора, В. Д. Кротиков, А. Е. Крюков, В. С. Троицкий, А. И. Чикин, В. А. Шемагин, М. В. Янкавцев, Б. П. Фатеев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 9, 1303 (1971).
4. O. B. Slee, R. K. Wraith, Nature, 214, 1971 (1967).
5. С. Я. Брауде, И. Н. Жук, О. М. Лебедева, А. В. Мень, Б. П. Рябов, Препринт № 2, Институт радиофизики и электроники АН УССР, Харьков, 1969.
6. O. B. Slee, Planet Space Sci., 14, 255 (1966).
7. D. N. Mathewson, L. T. Little, Nature Phys. Sci., 234, 29 (1971).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
30 января 1973 г.

УДК 523.164

**ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ
НА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С РЕТРАНСЛЯЦИЕЙ
МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ($\lambda = 3,5 \text{ м}$)**

|*B. B. Виткович*|, *Г. И. Добыши*, *В. С. Артюх*, *Р. Д. Дагкесаманский*,
Б. К. Извеков, *С. А. Суходольский*, *В. А. Фролов*

В конце 1971 г. на Радиоастрономической станции ФИАН была успешно завершена работа по созданию аппаратуры радиоинтерферометра с ретрансляцией метрового диапазона. Рабочая частота $\nu = 85,5 \text{ МГц}$ ($\lambda = 3,5 \text{ м}$). Радиорелейная линия работает на частоте 2030 МГц . Система ретрансляции позволяет работать с базами до 30 км , что дает возможность исследовать структуру источников масштабом до $7''$.

В качестве основной антенны интерферометра использовалось полотно «восток—запад» ДКР-1000 [1], оснащенное антенными усилителями. Эффективная площадь этой антенны на волне $3,5 \text{ м}$ порядка 8000 м^2 . Антenna подвижного выносного пункта состоит из отдельных секций, вращающихся по углу места. Каждая секция представляет собой решетку из 8 антенн типа Уда-Яги. В описываемых ниже наблюдениях антenna выносного пункта состояла из трех таких секций. Некоторые параметры отдельной секции антенны подвижного пункта, а также блок-схема аппаратуры радиоинтерферометра приведены в работе [2].

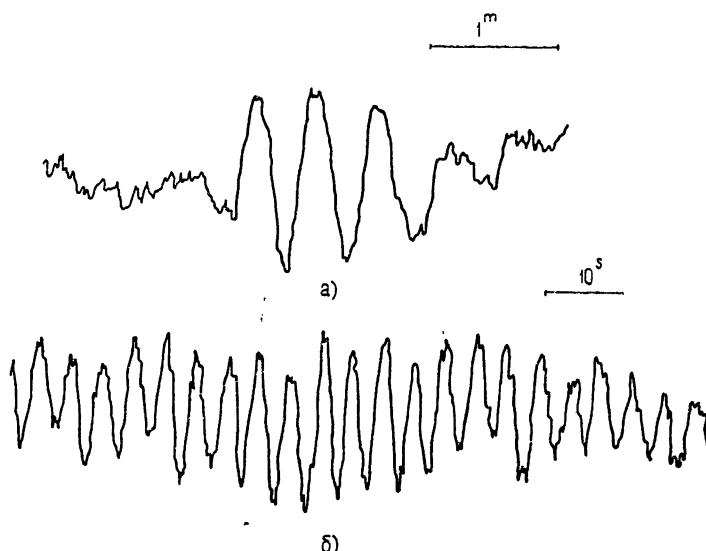


Рис. 1. Примеры записей радиоисточников.
 а) ЗС 123, $D = 530 \lambda$; б) ЗС 273, $D = 3700 \lambda$.

Были выполнены наблюдения с двумя различными базами интерферометра $D_1 = 1850 \text{ м}$ ($\approx 530 \lambda$) и $D_2 = 13000 \text{ м}$ ($\approx 3700 \lambda$). Обе базы ориентированы близко к направлению восток—запад. Огибающая интерференционной записи определялась диаграммой направленности антенны «восток—запад» ДКР-1000 по прямому восхождению. Примеры записей радиоисточников приведены на рис. 1.

Из наблюдений определялось отношение амплитуды интерференции исследуемого источника A к амплитуде интерференции опорного источника A_0 , которое, как известно, можно записать в виде

$$k = A/A_0 = MS/M_0 S_0.$$

Здесь M — так называемая глубина модуляции или амплитуда комплексной функции когерентности поля, создаваемого исследуемым источником в раскрытиях антенн, составляющих интерферометр, S — плотность потока источника, M_0 и S_0 — те же величины для опорного источника.

В качестве опорных источников были выбраны радиоисточники ЗС 196 и ЗС 298, угловые размеры которых много меньше ширины интерференционных лепестков на обеих базах, и, следовательно, величина M_0 для этих источников равна единице. Для нахождения интересующей нас величины M были использованы значения плотностей потоков источников на частоте 86 МГц, приведенные в работе [3]. Сама величина A определялась путем спектрального анализа отрезка записи прохождения источника через диаграмму направленности интерферометра. На рис. 2 приведен пример такой обработки, выполненной на вычислительной машине М-220М*.

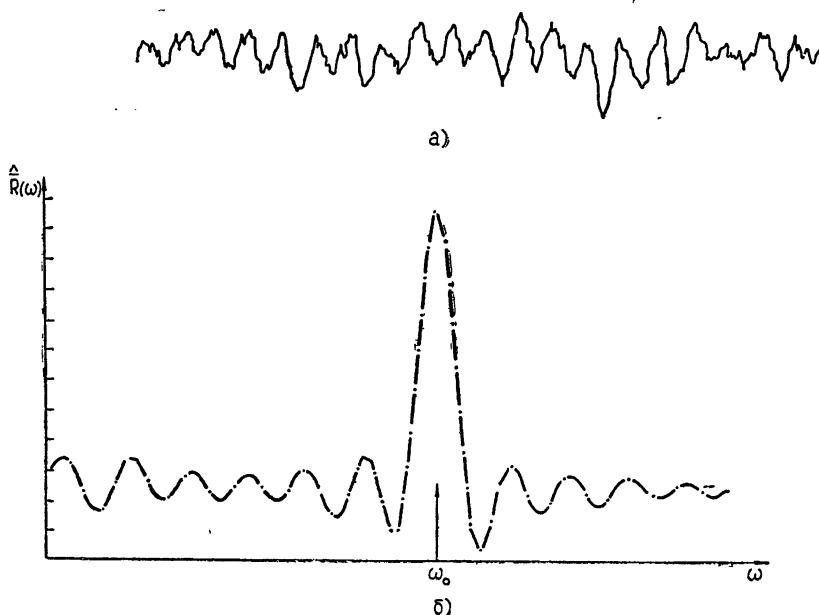


Рис. 2. Запись радиоисточника ЗС 283 27.03.72, $D = 3700 \lambda$ и косинус-преобразование корреляционной функции $\bar{R}(\omega)$ отрезка этой записи; ω_0 — частота интерференционных лепестков.

* Программа обработки и расчеты были выполнены И. М. Дагкесамацкой.

Величина $\overline{R}(\omega)$ представляет собой оценку косинус-преобразования автокорреляционной функции записи источника:

$$\overline{R}(\omega) = \int R(\tau) \cos \omega \tau d\tau,$$

где

$$R(\tau) = \int f(t)f(t + \tau) dt.$$

Легко видеть, что произведение MS пропорционально $\sqrt{\overline{R}(\omega_0)}$, где ω_0 — частота интерференционных лепестков.

Полученные в результате такой обработки и усредненные по нескольким (> 3) записям данные представлены в табл. 1. Ошибка найденных значений M обусловлена главным образом различием измеренных в разные дни значений глубины модуляции. Почти для всех источников (за исключением двух) измерения были выполнены лишь на одной базе, и данных явно недостаточно для обсуждения. Отметим только, что полученные данные, как правило, неплохо согласуются с результатами интерферометрических измерений на более высоких частотах [4, 5]. Но на двух источниках мы остановимся несколько подробнее.

Таблица 1

	$D = 530 \lambda$	
опорный источник	MS	M
3С	315	$0,81 \pm 0,20$
123	710	$0,39 \pm 0,09$
144	112	$1,04 \pm 0,25$
161	123	1,00
196		
218	435	$0,82 \pm 0,20$
274	346	$0,17 \pm 0,05$
	$D = 3700 \lambda$	
опорный источник	MS	M
3С	122	$0,23 \pm 0,06$
218	130	$0,82 \pm 0,15$
273	< 20	$0,010 \pm 0,005$
274	20	$< 0,4$
278	40	$0,54 \pm 0,14$
283	91	1,00
298		
3С 218 (радиогалактика Гидра-А)	16	$0,28 \pm 0,10$
317	64	$0,56 \pm 0,20$
318,1	< 15	$< 0,33$
348	20	$0,027 \pm 0,014$
353	12	$0,03 \pm 0,02$
405	861	$0,065 \pm 0,013$

3С 218 (радиогалактика Гидра-А). Как видно из рис. 3, значения глубины модуляции M , полученные на волнах метрового диапазона (измерения, выполненные в Джодрелл Бэнк на волне 1,9 м [6], и данные настоящей работы), указывают, по-видимому, на наличие протяженной компоненты, гало, размером порядка 3' и компоненты малых угловых размеров ($\leq 20''$), содержащей не более 20% всей плотности потока. Это несколько расходится с моделью источника, предложенной в работе [4], согласно которой на частоте 960 Мгц имеется гало ($\sim 5'$) и компонента с угловыми размерами $\approx 40''$, причем гало содержит

лишь 12% всей плотности потока. Указанное расхождение можно было бы объяснить существенным различием спектральных индексов двух компонент, однако, следует отметить, что согласно [5] на частоте 2695 $M\mu$ процент плотности потока, содержащийся в протяженной компоненте, опять возрастает до 80%.

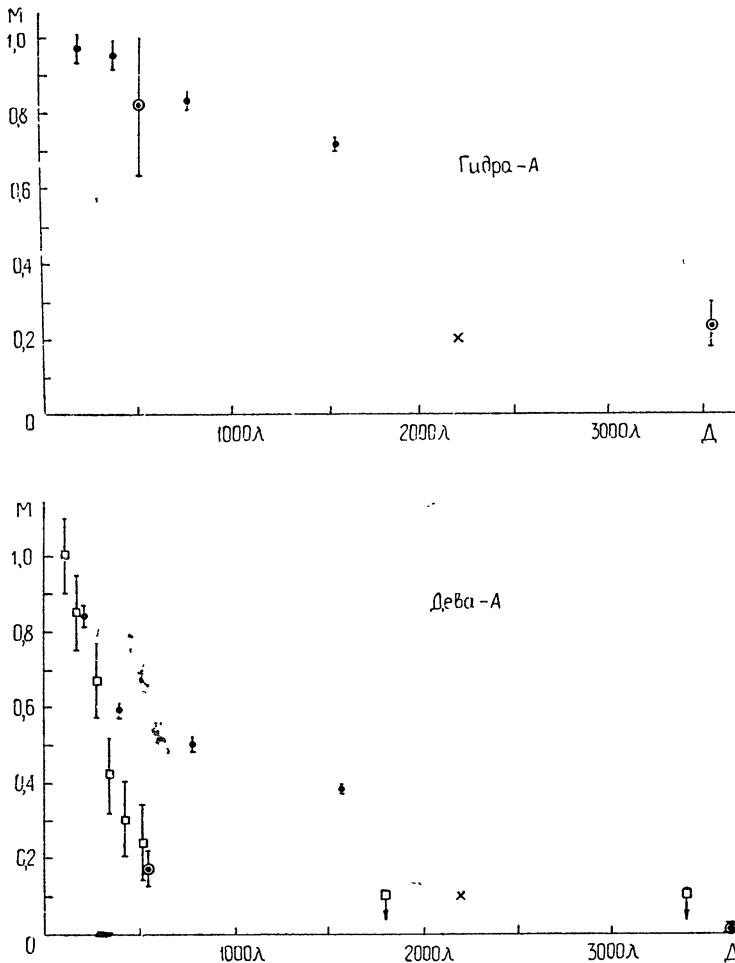


Рис. 3. Зависимость глубины модуляции M от базы D для радиоисточников Гидра-А (3С 218) и Дева-А (3С 274), построенная по данным работ [4, 6, 8] и данным настоящей работы;
 ●●● — $\nu = 960 M\mu$, $p = 90^\circ$, [4]; $\times \times \times$ — $\nu = 158 M\mu$, $p \approx 90^\circ$ [8]; $\square \square \square$ — $\nu = 86 M\mu$, $p = 90^\circ$ [8]; $\odot \odot \odot$ — $\nu = 85,5 M\mu$, $p = 75,5^\circ$, данные настоящей работы.

3С 274 (радиогалактика Дева-А, $M = 87$). Этот хорошо известный источник имеет сравнительно протяженное гало, размером около $7'$, которое, как видно из рис. 3, почти полностью разрешается уже при наблюдениях с малой базой в 530λ . Измеряемая с большой базой амплитуда интерференции целиком относится к ядру, которое согласно наблюдениям в дециметровом диапазоне состоит из двух компонент, расположенных на угловом расстоянии $\approx 30''$. Спектр ядра радиогалактики Дева-А приведен на рис. 4. На частотах выше $400 M\mu$ спектральный индекс этой компоненты 0,44 [7]. На более низких частотах мы использу-

зовали результаты наших измерений и данные работы [6], полученные на волне 1,9 м с базой 2200 λ. Следует отметить, что полученные из интерферометрических измерений данные метрового диапазона, учитывая конечные размеры источника, должны быть несколько увеличены.

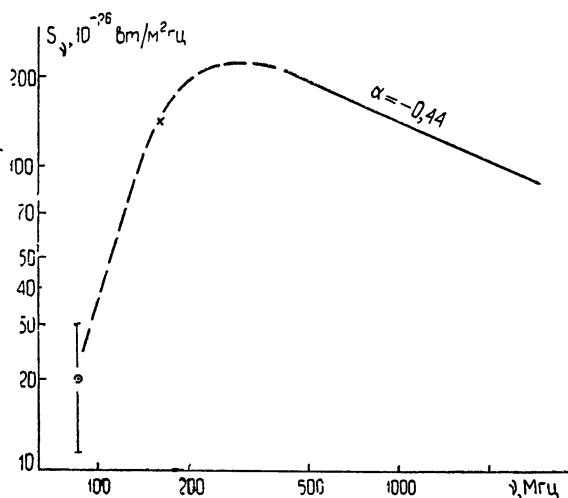


Рис. 4. Спектр центральной компоненты радиогалактики Дева-А.

××× — данные работы [6]; ○○○ — данные настоящей работы; спектр на частотах выше 400 Мгц построен по данным [7].

Однако, можно с уверенностью сказать, что в диапазоне 150–400 Мгц в спектре центральной компоненты радиогалактики Дева-А наблюдается максимум. Падение плотности потока с дальнейшим понижением частоты может быть вызвано различными причинами. Наиболее вероятной из них, на наш взгляд, является поглощение радиоизлучения в ионизированном водороде, расположенному в центральных областях галактики M 87. Если принять электронную температуру поглощающей области $T_e = 10^4$ К, то можно оценить полную меру эмиссии $\int n_e^2 dl = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-6} \text{ нс.}$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Виткевич, П. Д. Калачев, Тр. ФИАН СССР, 28, 5 (1965).
2. Г. И. Добыш и др., Докл. на VII Всесоюзной конференции по радиоастрономии, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика (в печати).
3. В. С. Артиух и др., Астрон. ж., 45, 712 (1968).
4. A. T. Moffet, P. Maltby, Astroph. J. Suppl., 7, № 67 (1962).
5. F. N. Bash, Astroph. J. Suppl., 16, № 149 (1971).
6. L. R. Allen et al., M. N. R. A. S., 124, 477 (1962).
7. K. I. Kellermann, Astroph. J., 140, 969 (1964).
8. B. J. Mills, Austr. J. Phys., 6, 452 (1953).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
11 декабря 1972 г.

УДК 523.164.4

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ 210 МГц

П. А. Капустин, А. А. Петровский, Л. В. Пузышева, В. А. Разин

В настоящее время наблюдения поляризации галактического радиоизлучения стали одним из важных методов исследования магнитного поля, ионизированного газа и космических электронов в межзвездном пространстве. Для получения наибольшего количества информации о межзвездной среде поляризационные измерения необходимо проводить в возможно более широком диапазоне частот.

В течение ряда лет в НИРФИ проводились исследования частотного спектра и углового распределения поляризационных параметров радиоизлучения из области неба вблизи антицентра Галактики (около точки с галактическими координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$ (прямое восхождение $\alpha = 3^{\text{h}}48^{\text{m}}$, склонение $\delta = +64^\circ$)). Эта область выделяется значительной линейной поляризацией излучения. Результаты выполненных в НИРФИ поляризационных наблюдений на четырех частотах выше 400 МГц опубликованы в работах [1, 2]. В настоящей статье речь будет идти об измерениях линейной поляризации галактического радиоизлучения из указанной области неба на относительно низкой частоте 210 МГц. Следует подчеркнуть, что в литературе очень мало данных о поляризации галактического радиоизлучения на частотах ниже 400 МГц. Так, в ранней работе [3], в которой исследовалась линейная поляризация галактического радиоизлучения на частоте 207 МГц в полосе на небосводе со средним склонением 56° , отмечалось лишь, что: 1) температура линейно поляризованного излучения на галактических широтах больше 50° составляет $2 \div 4^\circ\text{K}$ (при ширине луча антенны $18 \times 20'$); 2) «интенсивность линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения в направлении с галактической широтой $b^1 = +8^\circ$ приблизительно в два раза больше, чем в направлении с $b^1 = -8^\circ$ »*.

Положительные результаты поляризационных наблюдений области неба вблизи антицентра Галактики на частоте 240 МГц (длина волны $\lambda = 1,25 \text{ м}$) приведены в работе [4]. В этой работе с помощью 76-метрового радиотелескопа измерялись разности антенных температур, отвечающих вертикально и горизонтально поляризованным компонентам радиоизлучения. В [4] нет данных о позиционном угле поляризованного излучения и, кроме того, указаны только границы участков неба, в которых температура поляризованной компоненты больше 3°K .

Цель наших наблюдений на частоте 210 МГц заключалась в получении (хотя и с невысоким разрешением) полных данных о линейной поляризации излучения в области неба около точки с координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$.

* Здесь в соответствии с работой [8] указаны широты в старой системе галактических координат.

Поляризационные измерения на частоте 210 Мгц проводились осенью 1967 г. и с улучшенной аппаратурой в августе 1968 г. Дополнительные контрольные и калибровочные измерения поляризации космического радиоизлучения на частоте 210 Мгц в отдельных точках небосвода были проведены в двадцатых числах сентября, октября и ноября 1968 г. Ниже приводятся только результаты измерений 1968 г., так как они имеют более высокую точность.

а) *Аппаратура.* Принципы решения основных технических и методических вопросов при поляризационных наблюдениях на частоте 210 Мгц были во многом аналогичны описанным в работе [1], поэтому мы остановимся лишь на некоторых моментах, дающих представление о качестве эксперимента. Измерения на частоте 210 Мгц проводились в Старой Пустыни с помощью 12-метрового параболического рефлектора с фокусным расстоянием 4,6 м. Для уменьшения уровня боковых лепестков диаграммы направленности антенны и симметрирования главного луча в качестве облучателя использовались два параллельных полуволновых вибратора, отстоящих друг от друга на расстоянии 0,4 λ и расположенных на высоте 0,15λ над квадратным сетчатым металлическим экраном со стороной, равной λ. В фокусе рефлектора облучатель крепился на цилиндрической трубе, внутри которой проходил антенный фидер, состоявший из кабеля с малыми потерями и коаксиального одноканального врачающегося соединения (вентиль, обеспечивавший развязку ~ 20 дБ при потерях $\sim 0,3$ дБ, и коаксиальная линия переменной длины, выполнявшая роль согласующего элемента, находились в кабине радиотелескопа).

Совмещение фазового центра облучателя с фокусом рефлектора достигалось перемещением облучателя вдоль трубы, на которой он крепился. Ширина диаграммы направленности антенны по точкам половинной мощности равнялась $9^{\circ}30'$ в E-плоскости и $9^{\circ}18'$ в H-плоскости.

Изменение поляризации антенны осуществлялось путем вращения облучателя вокруг ее электрической оси. Позиционный угол облучателя регистрировался с помощью электромеханической системы с погрешностью не более одного градуса.

Особое внимание уделялось симметрированию системы облучения радиотелескопа и достижению постоянства параметров антенно-фидерного тракта при вращении облучателя. Ось трубы, на которой крепился облучатель, тщательно совмещалась с геометрической осью рефлектора; сама труба достаточно жестко закреплялась у вершины параболического рефлектора (без тяг).

Приемная аппаратура представляла собой трехканальный модуляционный радиометр, позволявший одновременно регистрировать сигналы, отвечающие полосам пропускания 1,2 и 16 Мгц, а также разность этих сигналов. Флуктуационный порог чувствительности радиометра при полосе пропускания 1,2 Мгц и постоянной времени 16 сек равнялся 0,25°К. Подробнее трехканальный радиометр описан в [5].

б) *Калибровка радиотелескопа.* Радиотелескоп калибровался по радиоизлучению дискретного источника Кассиопея-А. Температура линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения, усредненная по главному лучу диаграммы направленности антенны, вычислялась по формуле

$$T_{\text{п}} = \frac{n_{\text{п}}}{n_{\text{к}}} \frac{\lambda^2 S_{\text{k}}}{8\pi k} D_{\text{гл}}, \quad (1)$$

в которой $n_{\text{п}}$ и $n_{\text{к}}$ — показания выходного прибора, соответствующие интенсивности линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения и интенсивности Кассиопеи-А, k — постоянная Больцмана,

S_K — плотность потока радиоизлучения Кассиопеи-А, принимавшаяся равной на частоте 210 МГц $10300 \cdot 10^{-26} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$ [6], λ — длина волны, $D_{\text{пл}}$ — коэффициент направленного действия (КНД) по главному лепестку диаграммы направленности антенны на уровне -20 дБ по мощности. Величина $D_{\text{пл}}$ вычислялась как среднее геометрическое КНД, отвечающих диаграммам в E - и H -плоскостях: $D_{\text{пл}} = \sqrt{D_H D_E} = 430$.

в) *Методика измерений.* При измерениях поляризации космического радиоизлучения облучатель в фокусе рефлектора радиотелескопа непрерывно вращался со скоростью один оборот за пять минут. На ленте самописца регистрировался возникавший в результате этого квазипериодический сигнал, по амплитуде и фазе которого затем определялись температура линейно поляризованной компоненты и позиционный угол направления преимущественных колебаний электрического вектора в излучении. Позиционный угол облучателя отсчитывался от направления на зенит против часовой стрелки. На ленте самописца автоматически через каждые 45° делались метки позиционного угла облучателя и минутные метки времени.

Все наблюдения проводились в ночное время, чтобы избежать помех от Солнца.

Исследования распределения поляризованного радиоизлучения в выбранном участке неба проводились при фиксированных направлениях луча антенны в плоскости меридиана с использованием суточного вращения небесной сферы.

Для определения величины побочных эффектов, как и в работе [1], проводились наблюдения области Полярной звезды и «поляризованной» области с координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$.

Наблюдения области с координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$ на частоте 210 МГц показали, что экспериментальные точки на плоскости параметров Стокса Q и U концентрируются около окружности с центром вблизи начала координат и, следовательно, величина побочных эффектов невелика. Координаты центра окружности, найденные методом наименьших средних квадратов, оказались следующими: $Q_{\text{поб}} = -0,1^\circ\text{К}$, $U_{\text{поб}} = 0,2^\circ\text{К}$.

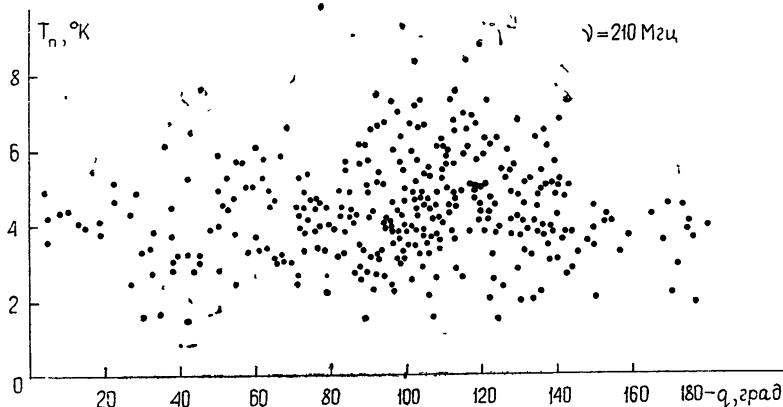


Рис. 1. Значения эффективной яркостной температуры поляризованной компоненты в зависимости от экваториального параллактического угла.

Для того, чтобы более надежно оценить относительную величину поляризационного и побочного эффектов, наблюдавшиеся при поляризационных измерениях вариации яркостной температуры и позиционного угла (за вычетом фарадеевского вращения в ионосфере) были панесены на графики как функции экваториального параллактического угла

(рис. 1 и 2). Из рис. 1 и 2 видно, что в силу значительной дисперсии экспериментальных точек наиболее разумна линейная аппроксимация указанных зависимостей. Это равносильно возможности пренебречь побочными эффектами, эквивалентная температура которых во всяком случае не превышала 20% от температуры поляризованного сигнала*. По данным, приведенным на рис. 1 и 2, было найдено, что средняя температура линейно поляризованного космического радиоизлучения на частоте 210 Мгц в области с координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$ $T_n = (4 \pm$

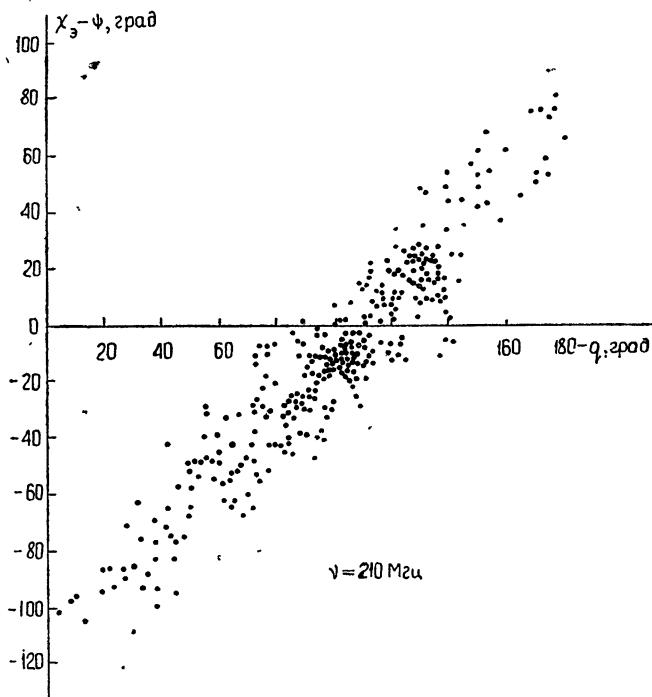


Рис. 2. Позиционный угол поляризованного излучения (за вычетом фарадеевского вращения в ионосфере) как функция экваториального параллактического угла.

* Допустим, что побочные эффекты характеризуются температурой T_1 и позиционным углом χ_1 , а поляризованный сигнал — температурой T_2 и позиционным углом χ_2 . Суммируя параметры Стокса (или используя векторную диаграмму на плоскости Q и U), легко найти, что результирующая температура дается выражениями

$$T^2 = T_1^2 + T_2^2 + 2T_1T_2 \cos 2(\chi_2 - \chi_1) = (T_2 - T_1)^2 + 4T_1T_2 \cos^2(\chi_2 - \chi_1). \quad (2)$$

Если $T_1 \ll T_2$, то $T \approx T_2 + T_1 \cos 2(\chi_2 - \chi_1)$. Результирующий позиционный угол χ определяется формулой

$$\operatorname{tg} 2(\chi - \chi_1) = \sin 2(\chi_2 - \chi_1) [(T_1/T_2) + \cos 2(\chi_2 - \chi_1)]^{-1}. \quad (3)$$

Например, при $\chi_2 - \chi_1 = 90^\circ$ и $(T_1/T_2) < 1$ температура $T = T_{\min} = T_2 - T_1$, а $2(\chi - \chi_1) = 180^\circ$, т. е. $\chi = \chi_1 + 90^\circ = \chi_2$. Вблизи этой точки, которая является точкой перегиба функции $\chi - \chi_1$, удобно ввести новые переменные ξ и η с помощью равенств $\chi_2 - \chi_1 = 90^\circ + \xi$; $\chi - \chi_1 = 90^\circ + \eta$. Из соотношения (3) получаем $\eta = \xi (1 - T_1/T_2)^{-1}$. Таким образом, производная $\frac{d\eta}{d\xi}$ определяется отношением температур T_1 и T_2 . Если известны

T_{\min} и $\frac{d\eta}{d\xi}$, то можно определить T_1 и T_2 : $T_2 = T_{\min} \frac{d\eta}{d\xi}$, а $T_1 = T_{\min} \left(\frac{d\eta}{d\xi} - 1 \right)$. По рис. 1 и 2 невозможно определить T_{\min} и найти точку перегиба функции $\chi - \chi_1$. Однако легко видеть, что $(T_1/T_2) < 0,2$.

$\pm 0,7$)°К*, а позиционный угол $\chi_e = 65 \pm 6^\circ$ в экваториальной и $\chi_g = 26 \pm 6^\circ$ в галактической системах координат. Приведенные значения поляризационных параметров, полученные без учета побочных эффектов, были приняты в качестве калибровочных. В соответствии с этим в результаты других поляризационных измерений на частоте 210 Мгц также не вносились поправки на побочные эффекты. Судя по всему, такое упрощение процедуры определения поляризационных параметров космического радиоизлучения, ставшее возможным благодаря принятых мерам по обеспечению надлежащих характеристик системы облучения рефлектора радиотелескопа, не приводило к принципиальным ошибкам измерений. Об этом свидетельствует, в частности, тот факт, что средние значения параметров Стокса Q и U по всей области небосвода, исследованной на частоте 210 Мгц, оказались меньше 1°К, а точнее $\bar{Q} = 0,35$ °К, $\bar{U} = 0,56$ °К. Кроме того, выполненные 26, 27 и 28 октября 1968 г. поляризационные наблюдения с сопровождением двух областей неба, имеющих координаты $\delta = 58^\circ$, $\alpha = 2^h30^m$ и 4^h30^m , также дали небольшую величину побочных эффектов. Для первой области получены значения $Q_{\text{поб}} = 0$ °К, $U_{\text{поб}} = 0$ °К при $T_n = (4,6 \pm 0,8)$ °К, $\chi_e = 41 \pm 10^\circ$. По наблюдениям второй области $Q_{\text{поб}} = -0,4$ °К, $U_{\text{поб}} = +0,4$ °К в то время, как $T_n = (4,3 \pm 0,8)$ °К, $\chi_e = 178 \pm 10^\circ$.

С целью дополнительной проверки корректности поляризационных измерений на частоте 210 Мгц по данным наблюдений области с координатами $l = 142^\circ$, $b = +8^\circ$ определялась корреляция между измеренным непосредственно позиционным углом и углом поворота плоскости поляризации космического радиоизлучения в ионосфере, оценивавшимся расчетным путем (см. [1]). Результаты показаны на рис. 3, где по оси абсцисс отложены расчетные значения угла поворота плоскости поляризации внеземного радиоизлучения в ионосфере, а по оси ординат—соответствующие им измеренные значения позиционного угла в экваториальной системе координат. Несмотря на значительный разброс точек, наличие корреляции не вызывает сомнений.

г) *Редукция экспериментальных данных.* Обработка результатов поляризационных наблюдений на частоте 210 Мгц проводилась так же, как и в работе [1]. По разностям значений переменной составляющей антенной температуры ΔT_a при позиционных углах облучателя $\chi = 0$ и 90° , 180 и 270° , 45 и 135° , 225 и 315° определялись величины $Q_{\text{пол}}$ и $U_{\text{пол}}$, соответствующие второй гармонике ΔT_a . По значениям $Q_{\text{пол}}$ и $U_{\text{пол}}$ вычислялись температура линейно поляризованной компоненты радиоизлучения и позиционный угол в горизонтальной системе координат. Последний преобразовывался в экваториальную, а затем в галактическую системы координат путем прибавления экваториального и галактического параллактического углов. Вычислялся угол поворота плоскости поляризации космического радиоизлучения, обусловленный эффектом Фарадея в ионосфере [1], и определялся позиционный угол излучения за пределами ионосферы. Найденные значения температуры поляризованной компоненты и позиционного угла исправлялись с учетом постоянной времени радиометра. После этого определялись средние значения поляризационных параметров для исследуемой области по всем данным и оценивались погрешности измерений.

* Наблюдалась некоторая тенденция к увеличению вариаций яркостной температуры от августа к ноябрю 1968 г. при неизменном позиционном угле, что нашло отражение в большой дисперсии значений температуры на рис. 1 в интервале параллактических углов $80 \pm 140^\circ$. Большая часть точек выше уровня 4°К соответствует измерениям, проведенным в октябре и ноябре 1968 г. Однако из-за недостаточной точности измерений вполне оправданной представляется приведенная в тексте оценка средней температуры поляризованного радиоизлучения за все время наблюдений.

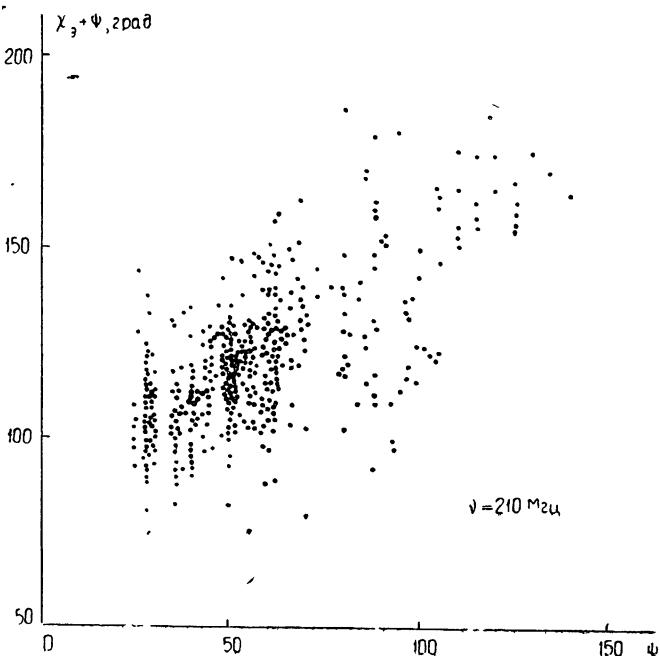


Рис. 3. Корреляционная диаграмма:
измеренный позиционный угол в экваториальной системе координат—рас-
четный угол поворота плоскости поляризации излучения в ионосфере.

д) Результаты измерений поляризации космического радиоизлучения на частоте 210 МГц. Пробные поляризационные измерения на частоте 210 МГц в области неба с $\delta=64^\circ$ и $\alpha=2-5^\text{h}$ проводились с использованием всех трех выходов радиометра: узкополосного ($\Delta\nu=1,2 \text{ МГц}$), широкополосного ($\Delta\nu=16 \text{ МГц}$) и разностного. Но так как наблюдения проводились ночью, а в выбранной области неба мера вращения невелика (см. [1]), то на разностном канале отношение сигнала к шуму было меньше, чем на узкополосном и широкополосном каналах. Поэтому все последующие поляризационные измерения на частоте 210 МГц проводились только с использованием узкополосного и широкополосного каналов радиометра.

Были исследованы три полосы на небосводе с центральными склонениями 58, 64 и 70° , простирающиеся по прямому восхождению от $\alpha=1^\text{h}$ до $\alpha=7^\text{h}$. Каждая из этих полос наблюдалась по три раза. Результаты измерений представлены в табл. 1. В ней приведены температуры поляризованной компоненты T_p и значения позиционного угла электрического вектора в экваториальной (χ_3) и галактической (χ_r) системах координат через получасовые интервалы по прямому восхождению.

Для сравнения с результатами ранних наблюдений поляризации космического радиоизлучения на частоте 207 МГц [3] в табл. 2 приведены усредненные значения поляризационных параметров на частоте 210 МГц по участкам неба, включающим склонения 58, 64 и 70° и ограниченным по прямому восхождению интервалами 40 минут. Такое усреднение эквивалентно усреднению по диаграмме направленности с раствором $\sim 20 \times 20^\circ$, ориентированной на склонение 64° . Интересно отметить, что в области $\alpha \approx 3^\text{h}$ деполяризация космического радиоизлучения при расширении луча антенны до 20° оказывается незначительной.

Таблица 1
Поляризация галактического радиоизлучения на частоте 210 $M\mu$

δ , град	α	b , град	l , град	T_{π} , °К	χ^* , град	χ^*_r , град
58	2 ^h 48 ^m	-0,6	139,5	5±0,7	26±12	-2±12
	3 18	1,3	142,8	7,2±0,7	35±12	1±12
	3 48	3,4	145,8	3,0±0,7	90±12	49±12
	4 18	6,4	149,0	3,3±0,7	152±6	104±6
	4 48	9,3	151,6	4,0±0,7	198±6	146±6
	5 18	12,5	154,1	3,6±0,7	210±6	152±6
	5 48	15,9	156,0	2,1±0,7	216±10	150±10
	6 18	19,7	157,6	1,7±0,7	216±10	144±10
64	2 18	3,3	132,2	5,3±0,7	8±18	-14±18
	2 48	4,9	136,4	9,7±0,7	20±18	-7±18
	3 18	6,2	139,4	7,5±0,7	40±6	19±6
	3 48	8,1	142,2	4,0±0,7	65±6	26±6
	4 18	10,5	144,7	2,4±0,7	112±8	92±8
	4 48	12,8	146,9	3,0±0,7	158±8	105±8
	5 18	15,7	148,7	3,1±0,7	200±15	140±15
70	2 18	9,1	131,5	2,8±0,7	-4±12	-26±12
	2 48	10,2	133,9	3,6±0,7	8±12	-20±12
	3 18	11,5	136,2	4,7±0,7	20±12	-14±12
	3 48	12,9	138,4	5,3±0,7	34±6	-5±6
	4 18	14,6	140,3	4,0±0,7	42±6	-7±6
	4 48	16,5	141,9	3,0±0,7	60±6	-5±6
	5 18	18,8	143,2	2,4±0,7	56±15	-5±15
	5 48	21,1	144,4	1,7±0,7	41±15	-28±15

* Погрешности измерений позиционного угла даны без учета возможной систематической ошибки в определении угла поворота плоскости поляризации излучения в ионосфере.

Характеризуя в целом результаты измерений поляризации космического радиоизлучения на частоте 210 $M\mu$, можно сказать, что, во-первых, они подтверждают результаты ранних поляризационных наблюдений на частоте 207 $M\mu$ [3] в отношении оценки температуры поляризованной компоненты и характера ее распределения вблизи галактической широты $b = +8^\circ$, а во-вторых, дают определенную информацию о распределении поляризационных параметров в протяженной области в районе антицентра Галактики на довольно низкой для поляризационных измерений частоте. Последнее обстоятельство имеет существенное значение для исследования физических условий в межзвездном пространстве.

* Критические замечания по поводу результатов работы [3], содержащиеся в [7], основаны на неправильном заключении о том, что полное вращение плоскости поляризации космического радиоизлучения на частоте 207 $M\mu$ не превосходит 4 рад, и поэтому метод модуляции ширины полосы пропускания радиометра, использованный в [3], не мог быть эффективен. В действительности общее вращение плоскости поляризации радиоизлучения с частотой 207 $M\mu$ в межзвездной среде и в ионосфере может быть достаточно большим (больше 5 рад в межзвездной среде [1, 8, 9] и больше 10 рад в ионосфере днем [10–12] (а именно днем проводились многие измерения на частоте 207 $M\mu$)). Кроме того, значительная часть измерений на частоте 207 $M\mu$ [3] была выполнена прямым способом с использованием узкополосного (0,2 $M\mu$) и широкополосного (5 $M\mu$) приемников. Эти измерения дали материал не только для определения температуры линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения, но и для экспериментальной оценки глубины модуляции при поляризационных измерениях методом переключения ширины полосы пропускания радиометра. Выводы в работе [3] были сделаны с учетом всей совокупности поляризационных измерений,

е) *Обсуждение результатов.* Будем считать, что линейно поляризованное радиоизлучение возникает во всей толще локального спирального рукава [13], а не в объектах типа старых остатков сверхновых звезд, находящихся на небольшом расстоянии от солнечной системы [14]. При этом предположении данные о поляризации галактического радиоизлучения на частоте 210 Мгц могут быть непосредственно использованы для оценки концентрации ионизированного газа в межзвездном пространстве.

Таблица 2

Усредненные значения поляризационных параметров галактического радиоизлучения на частоте 210 Мгц при $\delta = 64^\circ$
и ширине луча антенны $20 \times 20^\circ$

Интервалы усреднения по прямому восхождению	\bar{T}_n , $^{\circ}\text{К}$	$\bar{\chi}_e$, град
$2^{\text{h}}00^{\text{m}} \pm 2^{\text{h}}40^{\text{m}}$	3,8	30
$2\ 41 \pm 3\ 21$	4,8	27
$3\ 22 \pm 4\ 02$	2,6	37
$4\ 03 \pm 4\ 43$	0,6	97
$4\ 44 \pm 5\ 24$	0,6	165
$5\ 25 \pm 6\ 05$	0,6	190

Эффективный размер области, из которой приходит линейно поляризованное излучение, можно определить следующим образом. Полная интенсивность излучения «поляризованной» области пропорциональна T_n/p , где T_n — эффективная яркостная температура линейно поляризованной компоненты, p — степень поляризации. Разделив интенсивность излучения, отнесенную к одной из ортогональных поляризаций, на соответствующую излучательную способность ϵ_T kpc^{-1} , получим размер «поляризованной» области вдоль луча зрения: $R_{\text{пол}} \sim T_n / 2p\epsilon_T$. Величину ϵ_T мы оценим, воспользовавшись результатами наблюдений экранирующего действия областей HII на частоте 22 Мгц [15]. На этой частоте в направлении $l \approx 135^\circ$, $b \approx 0^\circ$ среднее значение излучательной способности по лучу зрения от Солнца до области HII, находящейся на расстоянии $2,2 \pm 0,3$ кпс, равно $(9,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-40} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \times \text{стераад}^{-1} \cdot \text{гц}^{-1}$. На пути до области HII луч зрения пересекает часть Орионова и Персеева спиральных рукавов и пространство между ними, поэтому для объемной излучательной способности Орионова (локального) рукава целесообразно принять величину, вдвое большую приведенной выше. Далее, $\epsilon_v = I_v/R = 2kT v^2/c^2 R = 3,08 \cdot 10^{-37} v^2 T/R \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} \times \text{стераад}^{-1} \cdot \text{гц}^{-1}$ (v — частота излучения, c — скорость света, R — расстояние до области HII). Отсюда при спектральном индексе 0,5 в диапазоне 22–210 Мгц находим, что на частоте 210 Мгц $\epsilon_T = T/R \approx 0,1^\circ\text{К pc}^{-1}$. Если магнитное поле в «поляризованной» области квазиоднородно, а степень поляризации $\sim 0,5$ (т. е. угол поворота плоскости поляризации радиоизлучения при распространении через область ~ 1 рад), то на частоте 210 Мгц $R_{\text{пол}} \sim 40 \div 80$ pc (см. значения T_n в табл. 1). Так как угол поворота плоскости поляризации $\psi = 2,37 \cdot 10^4 N_e H_{\parallel} R_{\text{пол}}/v^2$ (N_e — концентрация электронов в см^{-3} , H_{\parallel} — продольная составляющая магнитного поля в гауссах), то на частоте 210 Мгц имеем $5,5 \cdot 10^{-13} N_e H_{\parallel} R_{\text{пол}} \sim 1$. Из этого соотношения находим $N_e H_{\parallel} \sim (0,75 \div 1,5) \cdot 10^{-8} \text{ гаусс} \cdot \text{см}^{-3}$ и при $H_{\parallel} \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ гаусс}$ $N_e \sim (2,5 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Близкие к этим значениям N_e приведены в [3, 16]. Полученные значения электронной концентрации в «поляризованной» области значительно меньше средней концентрации ионизированного газа в галактическом

диске ($\sim 0,03 \text{ см}^{-3}$), определенной из наблюдений пульсаров [17]. Таким образом, «поляризованная» область вблизи антицентра Галактики характеризуется весьма низким содержанием ионизированного газа.

В заключение мы хотели бы поблагодарить Л. В. Гришевича за предоставление ионосферных данных, а также С. А. Волохова за участие в подготовке измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Разин, В. В. Хрулев, В. Т. Федоров, С. А. Волохов, А. А. Мельников, А. М. Пасека, Л. В. Пузышева, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 10, 1461 (1968).
2. А. А. Мельников, В. А. Разин, В. В. Хрулев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 10, № 12, 1760 (1967).
3. В. А. Разин, Астрон. ж., 35, 241 (1958).
4. F. G. Smith, Nature, 217, 831 (1968).
5. П. А. Капустин, А. А. Петровский, В. А. Разин, Н. Ф. Соколова, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 5, 689 (1968).
6. E. A. Parker, Month. Not. Roy. Astr. Soc., 138, 407 (1968).
7. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 4, 245 (1966).
8. R. G. Bingham, Month. Not. Roy. Astr. Soc., 137, 157 (1967).
9. R. G. Bingham, J. R. Shakeshaft, Month. Not. Roy. Astr. Soc., 136, 347 (1967).
10. J. V. Evans, Proc. Phys. Soc., B69, 953 (1956).
11. R. A. Hill, R. B. Duce, J. Geophys. Res., 65, 173 (1960).
12. Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере, изд. Мир, М., 1964.
13. В. А. Разин, Астрон. ж., 48, 46 (1971).
14. E. M. Bergkuijsen, Astron. Astrophys., 14, 359 (1971).
15. R. S. Roger, Astrophys. J., 155, 831 (1969).
16. В. А. Разин, Астрон. ж., 35, 829 (1958).
17. A. H. Bridle, V. R. Venugopal, Nature, 224, 545 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 января 1973 г.

УДК 523.164

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОБЛАСТИ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И МЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ВОЛН

*В. И. Арискин, И. И. Берулис, В. Н. Брезгунов, Р. Д. Дагкесаманский,
Р. Л. Сороченко, В. А. Удальцов**

Начатые еще в 1950-х годах исследования радиоизлучения области центра Галактики в последние годы приобретают особый интерес. Это обусловлено как повышением чувствительности и разрешающей способности радиотелескопов, так и проблемами, связанными с активностью ядра и ее влиянием на эволюцию Галактики в целом.

Однако все более или менее детальные радиоастрономические исследования области центра Галактики относятся к диапазону $\lambda = 3 \div 30 \text{ см}$ [1]; здесь были получены изофоты на нескольких частотах и выделены отдельные дискретные источники радиоизлучения (см. схему на рис. 1). На более низких частотах следует отметить данные пионерской работы Миллса и др. [2], в которой приводятся изофоты области центра Галактики, полученные на волне $\lambda = 3,5 \text{ м}$ с разрешением $\sim 50 \times 50 \text{ угл. мин.}$ В миллиметровом диапазоне волн данные о распределении радиояркости в области галактического центра практически отсутствуют.

В настоящей работе сообщаются результаты большой серии наблюдений области центра Галактики, выполненных в миллиметровом и метровом диапазонах волн в течение первой половины 1972 года на Радиоастрономической станции ФИАН.

Наблюдения на волне $\lambda = 8,2 \text{ мм}$ проводились на 22-метровом радиотелескопе с квантовым парамагнитным усилителем на входе радиометра [3]. При постоянной времени $\tau = 1 \text{ сек}$ была реализована флюктуационная чувствительность $\delta T = 0,1 \text{ К}$. Высокая чувствительность в сочетании с хорошим угловым разрешением ($1,7 \times 2,3 \text{ угл. мин.}$) позволила перейти от получения интегральных характеристик к исследованию распределения радиояркости источников радиоизлучения Sgr A и Sgr B₂**.

Результаты наблюдений приведены на рис. 2 в виде контурных карт распределения радиояркости. Градация изофот дана в единицах антенных температур с коррекцией записей на τ и поглощение в атмосфере, которое учитывалось по радиоизлучению Юпитера в предположении, что его яркостная температура $T_{\text{яю}} = 144 \text{ К}$. Коррекция на диаграмму направленности не проводилась. На волне $8,2 \text{ мм}$ в области Sgr A видно три источника радиоизлучения. Основной источник по обеим координатам совпадает с положением галактического центра, а два компонента—восточный и западный—расположены по обе стороны на расстояниях около трех минут. Радиоисточник Sgr B₂ разре-

* Измерения в миллиметровом диапазоне проводились В. И. Арискиным, И. И. Берулис, Р. Л. Сороченко, и измерения в метровом диапазоне проводились В. Н. Брезгуновым, Р. Д. Дагкесаманским, В. А. Удальцовым.

** Области, в которых исследовалось распределение радиояркости, на рис. 1 помечены прямоугольниками.

шается на два компонента. Основные результаты измерений приведены в табл. 1.

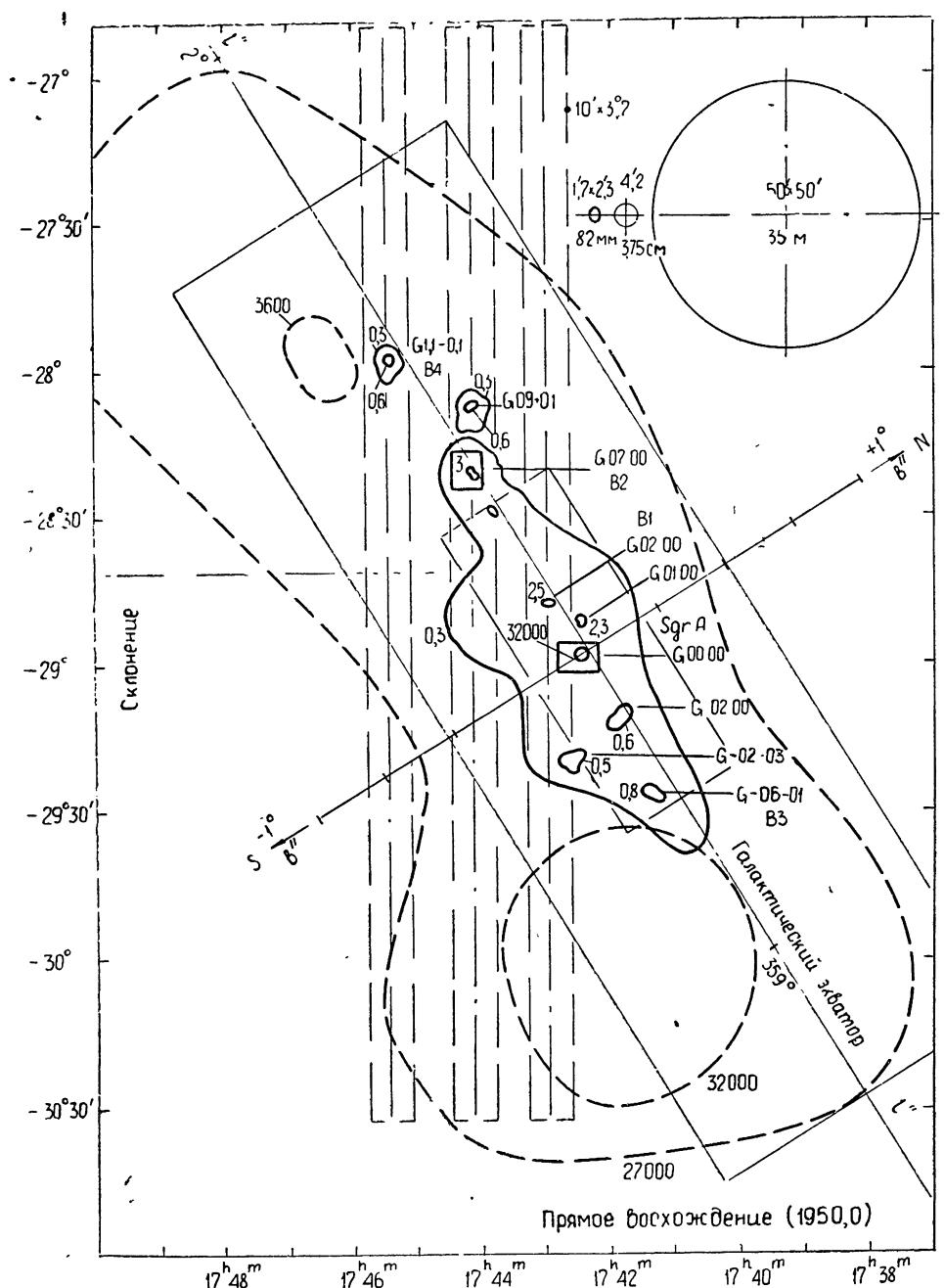


Рис. 1. Область галактического центра. Сплошными кривыми даны изофоты на волне 3,75 см с общепринятыми обозначениями выделенных источников [1]; штрихами показаны изофоты на волне 3,5 м [2]; прямоугольниками около Sgr A и Sgr B₂ — области, исследованные на волне 8,2 мм. Угловые разрешения на всех волнах приведены в верхнем правом углу. Штрихом показаны три положения диаграммы направленности В—З ДКР-1000 размером 9', 5×3°, 75 на волне 2,7 м, при которых наблюдалась дисcrete источники; штрих-пунктиром — оси этих диаграмм. Прямоугольниками с размерами $l \times b = 1 \times 0^{\circ}4$ и $3 \times 1^{\circ}$ показаны протяженные источники, наблюдаемые в сантиметровом и метровом диапазонах соответственно [1, 2].

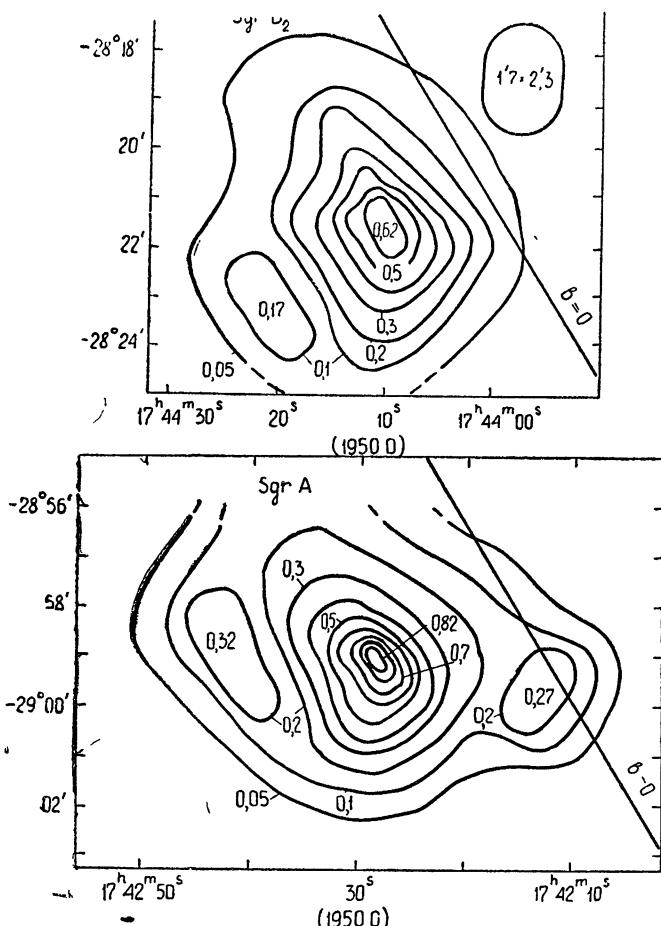


Рис. 2. Контурные карты областей Sgr A и Sgr B₂. Градация изофот дана в единицах антенной температуры. В верхнем правом углу контурной карты Sgr B₂ приводится диаграмма направленности по уровню мощности 0,5.

Таблица 1

№	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	$T_a, ^\circ K$	$\int S, \text{ см}^{-2} \cdot \text{м}^{-2}$	$\Phi_{\alpha} 0,5, \text{ угл. сек}$	$\Phi_{\delta} 0,5, \text{ угл. сек}$	$S, \text{ см}^{-2} \cdot \text{м}^{-2}$	Возможное отождествление источников
1	17 ^h 42 ^m 13 ^s $\pm 1^s, 5$	-28°59'41" $\pm 20''$	0,27	89 ± 8				Sgr A _{вост}
2	17 42 28,5 ± 1	-28 59 00 ± 15	0,82		1,5	1,8	63 ± 5	Sgr A
3	17 42 42 $\pm 1,5$	-28 58 52 ± 20	0,32					Sgr A _{зап}
4	17 44 10 ± 1	-28 21 35 ± 15	0,62	58 ± 6	1,9	2,3	54 ± 5	Sgr B ₂
5	17 44 21 $\pm 1,5$	-28 23 14 ± 20	0,17					Sgr B ₂ зап

Приведенный в табл. 1 исправленный с учетом диаграммы направленности радиотелескопа угловой размер Sgr A на волне 8,2 мм качественно согласуется с найденной в работе [4] зависимостью углового размера этого источника от длины волны и уточняет ее (см. рис. 3). Одна из возможных моделей ядра, которая объясняет указанную зависимость, предложена в работе [5]. Эта модель предполагает непрерывную инжекцию релятивистских частиц в центральных областях с последующей их диффузией на периферию.

Наблюдения на антенне В—З ДКР-100 были выполнены на шести частотах в диапазоне $83 \div 120 \text{ МГц}$. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа на частоте 100 МГц по уровню половинной мощности равна $12'$ по прямому восхождению и $4^{\circ},5$ по склонению. В интервале прямых восхождений $\alpha_{1950.0} = 17^{\text{h}}42^{\text{m}},5 \div 17^{\text{h}}45^{\text{m}},5$ при ориентации диаграммы направленности на склонение $\delta = -28^{\circ},5$ были выделены дискретных источника радиоизлучения.

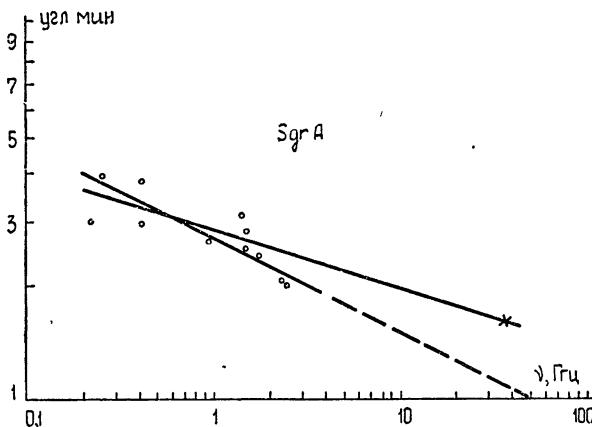


Рис. 3. Зависимость углового размера $Sgr\ A$ от длины волны. Данные настоящей работы на $8,2 \text{ мм}$ отмечены крестиком.

В табл. 2 приведены измеренные значения прямых восхождений и оценки плотностей потоков этих источников на шести частотах, полученные в предположении, что склонения источников близки к $\delta = -28^{\circ},5$. Все источники в пределах $\delta = -27 \div -30^{\circ}$.

Таблица 2

$\alpha_{1950.0}$	Плотности потоков в $10^{-26} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$					
	$f = 83 \text{ МГц}$	$f = 95 \text{ МГц}$	$f = 101 \text{ МГц}$	$f = 111 \text{ МГц}$	$f = 119 \text{ МГц}$	$f = 120 \text{ МГц}$
$17^{\text{h}}42^{\text{m}}52^{\text{s}} \pm 4^{\text{s}}$	25 ± 5	36 ± 7	36 ± 7	37 ± 7	47 ± 6	49 ± 6
$17^{\text{h}}44^{\text{m}}08^{\text{s}} \pm 4$	16 ± 5	11 ± 5	18 ± 4	26 ± 5	—	26 ± 10
$17^{\text{h}}45^{\text{m}}17^{\text{s}} \pm 4$	—	$5 \pm 3,5$	15 ± 5	27 ± 6	28 ± 5	24 ± 5

Угловые размеры каждого из источников не превышают $5'$. Указанные в табл. 2 прямые восхождения источников с точностью до ошибок измерений совпадают с прямыми восхождениями радиоисточников $Sgr\ B_1$, $Sgr\ B_2$ и $Sgr\ B_4$ [1], хорошо выделяемых на изофотах в сантиметровом диапазоне волн (см. рис. 1). В этой же области расположен радиоисточник $Sgr\ A$, отождествляемый с ядром Галактики, который, однако, не наблюдается в указанном диапазоне волн из-за резкого завала в его спектре на низких частотах. В работе [6] уже сообщалось, что плотность потока источника $Sgr\ A$ на частоте 110 МГц меньше 13 ед. потока.

На рис. 4 приведены спектры всех четырех радиоисточников, при построении которых использовались данные работ [1, 6, 7]. Новые данные, полученные для нетеплового радиоисточника $Sgr\ A$ на волне $8,2 \text{ мм}$, уточняют спектр этого источника на высоких частотах. Поведе-

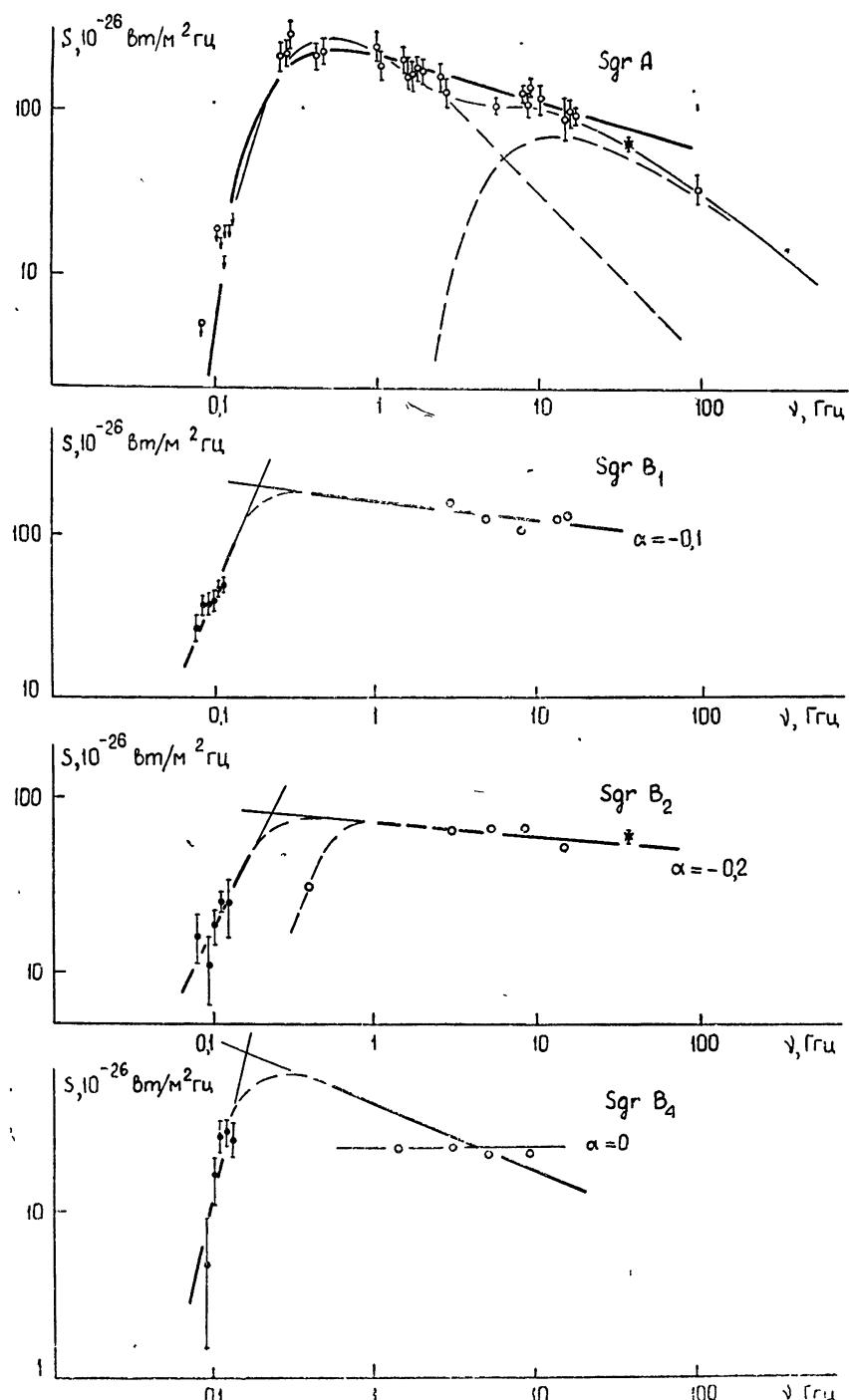


Рис. 4. Спектры источников радиоизлучения Sgr A, Sgr B₁, Sgr B₂ и Sgr B₄. При построении, кроме результатов настоящих наблюдений, использовались данные работы [1,6,7].

ние спектра источника на низких частотах подробно обсуждалось в работах [6, 7], где показано, что для объяснения наблюдаемого резкого падения плотности потока $Sgr\ A$ в метровом диапазоне необходимо предположить наличие поглощающей среды между источником и наблюдателем с $\tau = 1$ на частоте $200\ M\text{гц}$. Спектры остальных трех источников по наблюдениям в коротковолновом диапазоне близки к тепловым. Однако, тепловая модель радиоизлучения этих источников сталкивается с трудностями при анализе данных метрового диапазона. Так, по данным работ [1, 8] угловой размер источника $Sgr\ B_1$ по прямому восхождению равен $17'$, что намного превосходит верхнюю оценку его размера по этой координате в метровом диапазоне ($\leqslant 5'$), полученную в настоящей работе. Если принять, что размер источника метрового диапазона по склонению тоже не более $5'$, то из измеренного значения плотности потока найдем:

$$T_a(100\ M\text{гц}) \geq 5 \cdot 10^4 \text{°К}.$$

Это значение яркостной температуры представляется слишком большим для теплового источника, поэтому мы полагаем, что излучение в метровом диапазоне исходит из нетепловой компоненты, а уменьшение плотности потока с понижением частоты происходит за счет поглощения в среде между источником и наблюдателем.

Размеры радиоисточника $Sgr\ B_2$ на волне $8,2\ mm$ равны $1,9 \times 2,3\ \text{угл. мин.}$ Если принять эти размеры и для источника, наблюдавшего в метровом диапазоне, то найдем, что $T_a(100\ M\text{гц}) = 1,4 \cdot 10^5\ \text{°К}$ и справедливо все выше сказанное относительно $Sgr\ B_1$. Не исключено, однако, что угловой размер в метровом диапазоне несколько больше ($\sim 5 \times 5\ \text{угл. мин.}$) и, следовательно, яркостная температура ниже ($\sim 2 \cdot 10^4\ \text{°К.}$). В этом случае излучение на низких частотах может исходить от внешней более горячей оболочки источника $Sgr\ B_2$ и быть тепловым по своей природе. Оптическая толщина излучающей оболочки на частоте $100\ M\text{гц}$ будет ≥ 1 .

Изображенный на рис. 4 спектр радиоисточника $Sgr\ B_4$ трудно объяснить, не вводя компоненту с нетепловым спектром. Действительно, плотность потока этого источника на частоте $120\ M\text{гц}$ заметно превосходит значение плотности потока этого источника в сантиметровом диапазоне. Здесь, как и в случае радиоисточника $Sgr\ B_1$, уменьшение плотности потока с понижением частоты лучше всего объясняется поглощением излучения в среде между источником и наблюдателем. Тот факт, что завал спектра радиоисточника $Sgr\ A$ наблюдается на более высоких частотах, можно объяснить увеличением электронной плотности по мере приближения к центру.

Для объяснения по крайней мере трех из числа изображенных на рис. 4 спектров следует допустить наличие поглощающей среды между радиоисточниками и наблюдателем с оптической толщиной в несколько единиц на частоте $\sim 100\ M\text{гц}$.

Таким образом, у всех источников в окрестности центра Галактики наблюдается падение плотности потока в метровом диапазоне, которое можно было бы объяснить существованием в этом районе протяженной области ионизированного водорода.

Для получения данных о протяженном источнике на полотне В—З ДКР-1000 были проведены специальные наблюдения. Наблюдения проводились на частотах 83 , 95 и $111\ M\text{гц}$. Основная трудность состояла в выделении источника из общего фонового излучения диска Галактики. Однако было замечено, что кривые прохождения плоскости Галактики через диаграмму направленности, ориентированную на склонения $\delta = -24^\circ 11'$ и $\delta = -19^\circ 41'$ подобны. Это подобие сохраняется и для кривых прохождения при

$\delta = -28^\circ 5$ за исключением ее центральной части (см. рис. 5). Предполагая, что отклонения от подобия в центральной части последней кривой обусловлены главным образом протяженным радиоисточником в области центра Галактики, и нормируя все три кривые к одной величине для точки, соответствующей галактической широте $b^H = 4^\circ$ (как показано на рис. 5), мы отделили излучение этого источника (рис. 5) от фона на всех трех частотах. При этом оказалось, что яркостная температура в центральной части протяженного источника на частоте 83 МГц $13000^\circ\text{K} \pm 2000^\circ\text{K}$, а оценка его углового размера и полной плотности на этой частоте равна соответственно 3° (по долготе) $\times 1^\circ$ (по широте) и (3600 ± 600) ед. потока. Оценка углового размера по обеим координатам получена из анализа кривых прохождения плоскости Галактики через диаграмму направленности при ее ориентации на склонения $\delta = -19^\circ 41'$, $\delta = -24^\circ 11'$ и $\delta = -28^\circ 5$. Приведенные размеры согласуются с размерами протяженных источников инфракрасного и рентгеновского излучения, о которых сообщалось в работах [9] и [10].

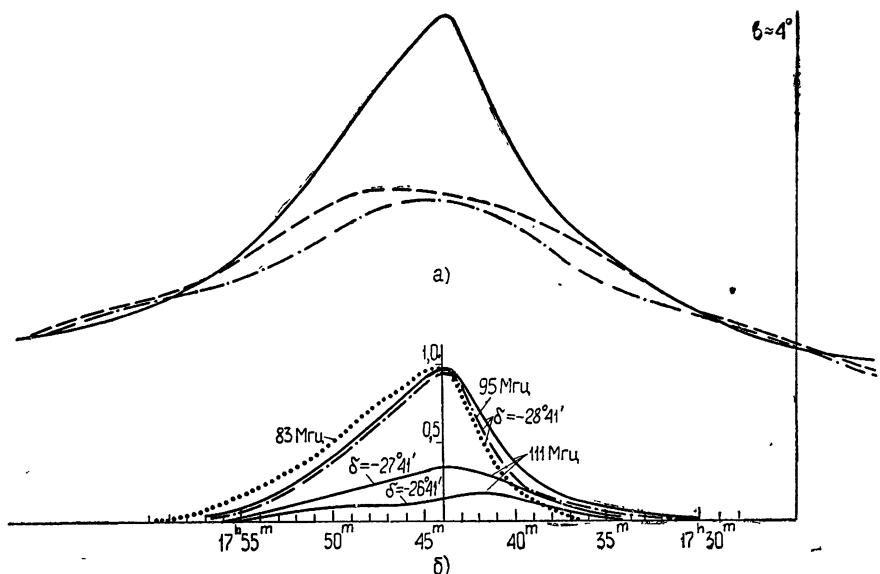


Рис. 5. а) Кривые прохождения центра Галактики с разрешением $9'5 \times 3^\circ 75$. Сплошная кривая — $\delta = -28^\circ 41'$; штриховая — $\delta = -24^\circ 11'$; штрих-пунктирная — $\delta = -19^\circ 41'$. Кривые нормированы к одному масштабу в области $\delta \approx 4^\circ$, $f = 111$ МГц.

б) Протяженный источник, выделенный из записи рис. 5а. Сплошные кривые — результаты на 111 МГц для трех склонений; точки и пунктир — то же для $\delta = -28^\circ 41'$ при $f = 85$ и 95 МГц. Максимумы на всех частотах при $\delta = -28^\circ 41'$ нормированы к единице.

Малый диапазон частот, в котором были выполнены измерения протяженного источника на антenne B—3 ДКР-1000, и сравнительно большая ошибка в измеренных значениях плотностей потоков не позволяют определить спектральный индекс протяженного источника. Если выделенный в метровом диапазоне протяженный источник радиоизлучения является тепловым, то спектры источников, приведенные на рис. 4, легко объяснить поглощением их излучения в этой области ионизированным водородом. Однако тепловая модель протяженной компоненты встречает некоторые трудности при сопоставлении данных метрового диапазона с высокочастотными измерениями. Поэтому не исключено,

что значительная часть наблюдаемого в метровом диапазоне радиоизлучения протяженного источника является по природе нетепловой, а тепловой источник с размерами $l \times b = 1 \times 0^{\circ}4$ находится внутри этой протяженной области. Наличие центральной зоны ионизированного газа может объяснить низкочастотный завал в спектрах радиоисточников Sgr A, Sgr B₁ и Sgr B₂. Но в этом случае спектр Sgr B₄ требует иного объяснения, поскольку этот источник находится за пределами указанной зоны ($l \times b = 1 \times 0^{\circ}4$). Предположение о нетепловой природе радиоизлучения протяженного источника хорошо согласуется с моделью, предложенной Шкловским [10], согласно которой протяженный источник рентгеновского излучения в направлении центра Галактики возникает при рассеянии квантов инфракрасного излучения ($\lambda = 100 \mu$) на релятивистских электронах. Это объясняет близкие размеры наблюдаемых в области галактического центра протяженных источников в рентгеновском, инфракрасном и метровом диапазонах волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Downes, A. Maxwell, *Astrophys. J.*, **146**, № 3, 653 (1966).
2. B. Y. Mills, A. G. Little, K. V. Sheridan, O. B. S Lee, *Proc. Inst. Radio Engrs.*, **46**, 67 (1958).
3. В. И. Загатин, Г. С. Мисежников, В. А. Пузанов, А. Е. Саломонович, Р. Л. Сороченко, В. Б. Штейншлейгер, Приборы и техника эксперимента, № 5, 116 (1968).
4. R. D. Ekers, D. Lynden-Bell, *Astrophys. Lett.*, **9**, 189 (1971).
5. A. Maxwell, J. H. Taylor, *Astrophys. Lett.*, **2**, 191 (1968).
6. B. N. Brezgupov, R. D. Dagkesamansky, V. A. Udal'tsov, *Astrophys. J.*, **9**, 117 (1971).
7. G. A. Dilk, *Astrophys. Lett.*, **7**, 137 (1970).
8. E. C. Reifenstein III, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, W. J. Altenhoff, *Astron. Astrophys.*, **4**, № 3, 357 (1970).
9. W. Hoffmann, C. Frederick, R. Emery, *Astrophys. J. Lett.*, **164**, L 123 (1971).
10. И. С. Шкловский, Астрон. циркуляр, № 661 (1971).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
6 декабря 1972 г.

УДК 523.164

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА НА ВОЛНЕ 75 см

П. Томассон, В. Г. Малумян

В августе 1970 года в обсерватории Джодрелл Бэнк с помощью интерферометра, в качестве элементов которого служили антенны Mark I и Mark II, на волне 75 см проводились наблюдения 20 галактик Маркаряна. С целью уменьшения «уровня путаницы» (confusion) при наблюдениях осуществлялось сопровождение исследуемых источников в течение длительного времени.

Для наблюдений выбирались главным образом галактики со спектром типа s, т. е. объекты, спектры которых напоминают звездные [1-3]. Среди галактик Маркаряна со спектром типа s очень часто встречаются объекты, обладающие характеристиками квазизвездных объектов и сейфертовских галактик. Именно по этой причине выбирались галактики типа s, так как вероятность обнаружения объектов с измеримым радиоизлучением среди них выше, чем среди галактик, обладающих спектром типа d. Были наблюдены также несколько галактик типа d и галактики со спектрами промежуточных типов sd и ds.

Результаты наблюдений показали, что ни одна из 20 галактик с ультрафиолетовым континуумом, исследованных нами в Джодрелл Бэнк, не обладает радиоизлучением, превышающим «уровень путаницы».

Таблица

Объект №	Тип	Верхний предел плотности потока в единицах $10^{-26} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$	Верхний предел светимости на волне 75 см в единицах $10^{22} \text{ вт}/\text{гц} \cdot \text{стераид}$
3	ds 2e	0,28	0,8
34	ds 1e	0,30	11,7
63	d1	0,28	—
69	s1	0,28	—
78	ds 1e	0,34	78
79	s1 e	0,30	2,26
106	s1	0,19	43,5
110	ds 1e	0,19	3,8
132	s1e	0,1	—
141	s2e	0,28	6,6
142	s1e	0,34	10
198	sd 2e	0,34	3,26
232	d3e	0,08	—
252	s2	0,18	—
270	ds 3e	0,10	0,375
273	d1e	0,30	6,6
279	s1e	0,1	1,58
290	s1e	0,2	2,76
291	sd 1e	0,1	1,88
298	ds 2e	0,1	1,78

Проведенные ранее поиски галактик Маркаряна на картах обзоров 5C1, 5C2, 5C3, 5C4 и одномерного обзора, выполненного с помощью одно-

мильного телескопа в Кембридже, показали, что ни одна из галактик Маркаряна, расположенных в областях вышеупомянутых обзоров, не имеет радиоизлучения, превышающего пределы чувствительности данных обзоров [4].

Результаты наблюдений приведены в таблице. (При определении светимостей принималось $H = 75 \text{ км/сек} \cdot \text{Мпс.}$)

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. М а р к а р я н, Астрофизика, 3, 55 (1967).
2. Б. Е. М а р к а р я н, Астрофизика, 5, 443 (1969).
3. Б. Е. М а р к а р я н, Астрофизика, 5, 581 (1969).
4. M. S. Longair, V. H. Malumian, W. L. W. Sargent, Astrophys. Lett., 7, 23 (1970).

Бюраканская астрофизическая обсерватория
АН Арм ССР

Поступила в редакцию
28 ноября 1972 г.

УДК 523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТИ СИГНАЛА МЕЖЗВЕЗДНЫХ РАДИОЛИНИЙ ГИДРОКСИЛА

М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, В. И. Сльши

В работе [1] сообщалось об измерении функции плотности вероятности узкополосного сигнала (напряженности электрического поля волны) радиочастотных линий гидроксила $\lambda = 18 \text{ см}$ от 4 источников. Эти измерения осуществляют принципиально новый подход к исследованию свойств космического мазерного радиоизлучения, в частности, могут позволить получить прямое доказательство образования линий OH путем мазерного усиления. Настоящая работа представляет собой продолжение исследований [1] со значительно улучшенным отношением сигнал/шум.

Для измерений выбирались одиночные спектральные детали, так как блендингование линий независимых источников приближает распределение к гауссову.

Наблюдения проводились в апреле—мае 1972 г. на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция). Был использован приемник с неохлаждаемым параметрическим усилителем; общая шумовая температура системы около 150°K . Исследуемая деталь профиля линии OH «вырезалась» на промежуточной частоте фильтром с полосой 2 кгц, после чего сигнал преобразовывался на видеочастоту и подвергался квантованию по амплитуде на 64 уровня. Частота снятия отсчетов с сигнала 20 кгц. Построение гистограммы и предварительная обработка данных производились непосредственно во время наблюдений на вычислительной машине PDP-8, а окончательная обработка—на ЭВМ БЭСМ-6 Вычислительного центра МГУ.

Для каждой наблюдавшейся спектральной детали в течение 8 минут осуществлялось накопление гистограммы сигнала, после чего антенна переводилась на площадку сравнения и в течение 8 минут шла запись гистограммы шумов. Далее с помощью PDP-8 вычислялось отношение двух гистограмм $R(z) = W_{\text{ист}}(z)/W_{\text{ срав}}(z)$. Такая методика дает возможность исключить влияние нелинейности амплитудной характеристики приемника (так как гистограммы источника и сравнения искажаются одинаково). Для выравнивания дисперсий обеих гистограмм

(о необходимости этой операции см. ниже) во время записи поля сравнения увеличивалось (на $2 \div 4 \text{ дБ}$ в зависимости от отношения сигнал/шум) усиление приемника по высокой частоте. Пример гистограммы, исправленной с учетом характеристики приемника, приведен на рис. 1.

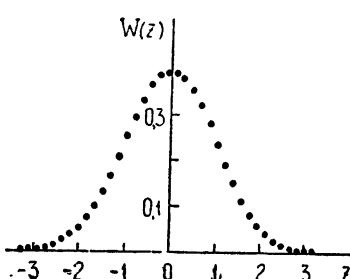


Рис. 1. Плотность вероятности сигнала детали
 $V_R = -8,9 \text{ км/сек}$ источника NGC 6334.

В качестве модели мазерного сигнала для сравнения с наблюдениями примем (так же, как в [1]) квазисинусоидальный сигнал s со случайной начальной фазой, распределенной равномерно на интервале $(-\pi, \pi)$. Плотность вероятности s дается формулой [2]

$$W_1(s) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{A^2 - s^2}} & \text{при } |s| \leq A \\ 0 & \text{при } |s| > A \end{cases}, \quad (1)$$

A —амплитуда квазисинусоиды. На вход анализирующего устройства поступает аддитивная смесь y сигнала s с гауссовым шумом приемника n . Плотность вероятности смеси (свертка распределения (1) с нормальным распределением) [2]:

$$W(z) = \frac{1}{\pi \sqrt{2\pi}} \int_0^\pi \exp \left[-\frac{1}{2}(z - a \cos p)^2 \right] dp, \quad (2)$$

где $z = y/\sigma = (s + n)/\sigma$, σ —дисперсия y , $a = A/\sigma$ (в [1] допущена ошибка: a —амплитудное значение величины s/σ , а не s). В этих обозначениях отношение сигнал/шум по мощности $\epsilon = a^2/2$.

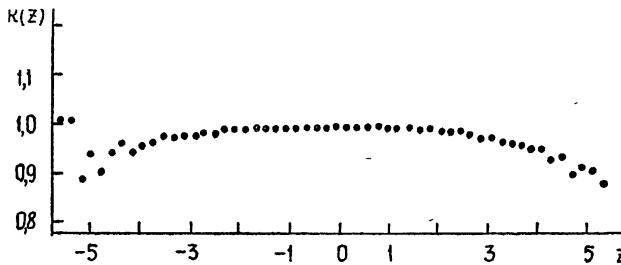


Рис. 2. ВY Большого Пса, $V_R = +4,9$ км/сек.

Для случайной величины ξ плотность вероятности может быть представлена [2] в виде ряда Эджворта:

$$w(\xi) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\xi - M\xi)^2}{2\sigma^2} \right] \left[1 + \sum_{k=3}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{b_k}{\sigma^k} H_k \left(\frac{\xi - M\xi}{\sigma} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь H_k —полиномы Эрмита, $M\xi$ —математическое ожидание ξ ; величины b_k выражаются через моменты ξ до k -го порядка включительно. Первые два коэффициента $b_3/\sigma^3 = \mu_3/\sigma^3 \equiv \gamma_1$, $b_4/\sigma^4 = \mu_4/\sigma^4 - 3 \equiv \gamma_2$ (μ_3 и μ_4 —3-й и 4-й моменты ξ) называются коэффициентами асимметрии и эксцесса соответственно; для нормального распределения γ_1 и γ_2 равны нулю (так же, как и вообще все b_k).

При незначительных отклонениях распределения от гауссова (при малых γ_1 и γ_2) можно, ограничиваясь первыми двумя членами разложения (3), характеризовать плотность вероятности функцией

$$R(z) = \frac{w(z)}{g(z)} = 1 + \frac{1}{3!} \gamma_1 H_3(z) + \frac{1}{4!} \gamma_2 H_4(z), \quad (4)$$

где $z = (\xi - M\xi)/\sigma$, а g —гауссово распределение с той же дисперсией, что и у w ,

На рис. 2—6 даны результаты измерений в виде кривых $R(z)$. Большой разброс точек на краях графиков обусловлен недостаточностью статистики в этих интервалах. Следует отметить, что, хотя в ходе окончательной обработки на БЭСМ-6 вводилась коррекция на неточное совпадение дисперсий сигналов источника и сравнения, не удалось до-

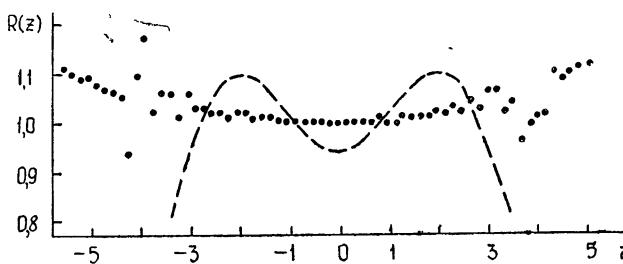


Рис. 3. VY Большого Пса, $V_R = -2,3 \text{ км/сек.}$

биться во всех случаях полной компенсации; это выражается в виде небольшой кривизны $R(z)$, не имеющей отношения к негауссовости процесса. Кроме того, потребовалось ввести в отдельных случаях поправку на относительный сдвиг максимумов гистограмм источника и сравнения, возникший из-за ухода нулевого уровня аппарата. Этот сдвиг не превышает нескольких процентов от ширины одного амплитудного канала. На рис. 3 пунктиром нанесен ожидаемый вид зависимости $R(z)$ для смеси квазисинусоидального сигнала и шума при $\epsilon = -1 \text{ дБ}$; видно, что данная модель наблюдениям не отвечает.

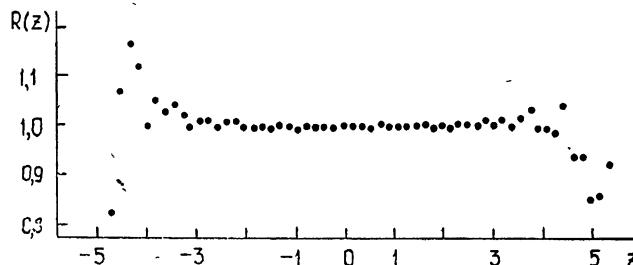


Рис. 4. NGC 6334, $V_R = -8,9 \text{ км/сек.}$

Данные по наблюдавшимся источникам сведены в таблицу; γ_1 и γ_2 — коэффициенты асимметрии и эксцесса, вычисленные по исправленным гистограммам. Ошибка γ_1 и γ_2 оценивалась следующим образом. Пусть N_i — число отсчетов сигнала в i -м канале амплитуды ($i = 1, 2, \dots, 64$). Дисперсия $D(N_i) \sim \sqrt{N_i}$. Прéдполагая, что отсчеты в каналах распределены в первом приближении по Гауссу, получим для абсолютных среднеквадратичных уклонений величин γ_1 и γ_2

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma_1) &= N^{-1/2} (\sqrt{15} + 1,5 \sqrt{3} |\gamma_1|), \\ \sigma(\gamma_2) &= N^{-1/2} (\sqrt{105} + 2 \sqrt{3} |\gamma_2| + 3), \end{aligned} \quad (5)$$

где N — полное число независимых отсчетов значений сигнала, использованных для построения гистограммы (независимыми могут быть отсчеты, промежуток времени между которыми составляет не менее $1/(2f_b)$, f_b — верхняя граничная частота сигнала; в нашем случае $f_b = 2 \text{ кГц}$, а N за 8 минут наблюдения составит $1,92 \cdot 10^6$).

Во всех случаях γ_1 и γ_2 не выходят за пределы ошибок.

Можно показать, что если сигнал обладает плотностью вероятности с асимметрией Γ_1 и эксцессом Γ_2 , то асимметрия и эксцесс аддитивной смеси этого сигнала с гауссовым шумом равны соответственно

$$\gamma_1 = \Gamma_1 \left(\frac{\epsilon}{1 + \epsilon} \right)^{3/2}, \quad \gamma_2 = \Gamma_2 \left(\frac{\epsilon}{1 + \epsilon} \right)^{2/1}, \quad (6)$$

где ϵ — отношение сигнал/шум по мощности. Полученные отсюда при указанных в таблице ошибках пределы на асимметрию и эксцесс сигнала источника приведены в графах Γ_1 и Γ_2 . Если, в свою очередь, сигнал

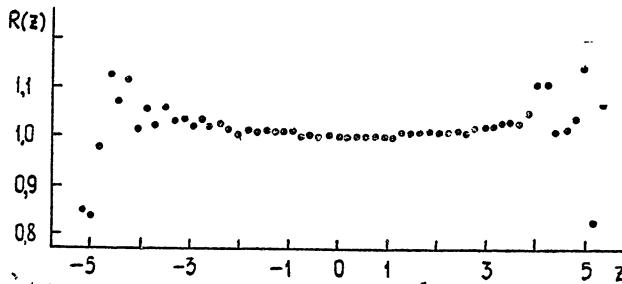


Рис. 5. W3, $V_R = -43,7$ км/сек.

источника представляет собой сумму гауссова шума с квазисинусоидальным сигналом, у которого $\Gamma_1 = 0$ (так как $W_1(s)$, определяемая формулой (1), — четная функция s), а $\Gamma_2 = -1,5$, то отношение сигнал/шум по мощности в данной спектральной детали не превышает величины

$$p_s = \left(\sqrt{\frac{1,5}{|\Gamma_{2h}|}} - 1 \right)^{-1}, \quad (7)$$

где Γ_{2h} — нижний (отрицательный) предел эксцесса сигнала. Значения p_s приведены в последнем столбце таблицы.

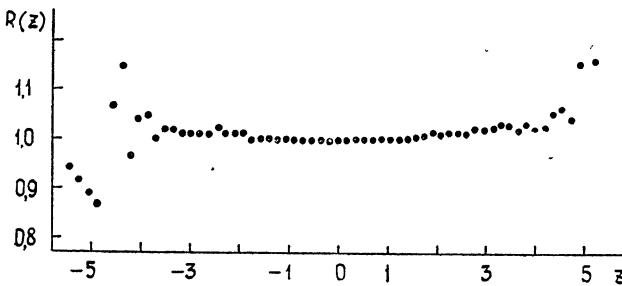


Рис. 6. W3, $V_R = -45,2$ км/сек.

Итак, данные наших наблюдений не дают возможности непосредственно выявить отклонения распределения сигнала линий OH от гауссова; этим подтверждаются выводы, сделанные в работе [1]. Результат не противоречит также данным авторов [3]: в их наблюдениях эксцесс γ_2 плотности вероятности сигнала OH ни у одного из исследованных источников не превышает по абсолютной величине 0,01.

Таблица

Название	Дата	Частота, Мгц	Круговая поляризация	Лучевая скорость детали, км/сек	Отношение сигнал/шум, дБ	γ_1		γ_2		Γ_1	Γ_2	p_s
VY Б. Пса	194.72	1667	правая	+ 4,9	+ 1	- 0,001 ± 0,003	- 0,002 ± 0,015	{ + 0,005	+ 0,042	-	0,24	-
				- 2,3	- 1	+ 0,002 ± 0,003	0,000 ± 0,015	{ - 0,010	- 0,055			
NGC 6334	9.5.72	1665	левая	- 8,9	+ 1	- 0,003 ± 0,003	+ 0,003 ± 0,015	{ + 0,017	+ 0,077	{ - 0,003	0,29	
				-43,7	-2	- 0,001 ± 0,003	+ 0,003 ± 0,015	{ - 0,017	- 0,077	{ - 0,003		
W 3	13.5.72	1665	правая	-45,2	+ 1	+ 0,001 ± 0,003	0,000 ± 0,015	{ + 0,010	+ 0,048	{ - 0,005	0,22	
								{ - 0,014	- 0,039	{ - 0,003		
								{ + 0,000	+ 0,058	{ - 0,014	0,19	
								{ - 0,014	- 0,039	{ - 0,003		
								{ + 0,008	+ 0,121	{ - 0,017	0,30	
								{ - 0,017	- 0,081	{ - 0,005		

Авторы благодарят сотрудников Медонской обсерватории за помощь в проведении эксперимента и Р. Велебинского (Институт им. Макса Планка, Бонн, ФРГ) за любезно предоставленный параметрический усилитель.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Пашенко, Г. М. Рудницкий, В. И. Слыши, Р. Филлит, Астрон. циркуляр, № 626 (1971).
2. В. И. Тихонов, Статистическая радиотехника, изд. Сов. радио, М., 1966.
3. N. J. Evans, R. E. Hills, O. E. H. Rydbeck, E. Kollberg, Bull. Amer. Astron. Soc., 4, № 2, part 1, 225 (1972).

Государственный Астрономический институт
им. П. К. Штернберга при МГУ
Институт космических исследований АН СССР

Поступила в редакцию
6 декабря 1972 г.

УДК 523.164.32

**ИЗУЧЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
НА ВОЛНЕ 3 см С ДВУМЯ РАДИОТЕЛЕСКОПАМИ,
РАЗНЕСЕННЫМИ НА 1500 км**

*М. М. Кобрин, В. В. Пахомов, М. С. Дурасова, Б. В. Тимофеев,
Н. А. Прокофьева, Е. И. Лебедев, Г. А. Лавринов*

Исследование флюктуаций радиоизлучения Солнца и, в частности, обнаружение квазипериодических компонент в спектрах флюктуаций интенсивности, поляризации и спектрального индекса открыло новые перспективы для изучения Солнца и солнечно-земных связей. Квазипериодические компоненты солнечного радиоизлучения (при отсутствии всплесков излучения) с периодами от 100 сек до 50 мин обнаружены в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах волн [1]. Обзор по исследованиям квазипериодических компонент с периодами от 100 сек до 20 мин приведен в работе [2]. Более долгопериодные компоненты ($T = 30\text{--}60$ мин) исследовались в работах [3, 4].

Одна из главных задач, решаемых в таких экспериментах, есть задача исключения влияния флюктуаций параметров атмосферы на исследуемые квазипериодические компоненты. Для исключения влияния мелкомасштабных неоднородностей атмосферы применялся прием (квазинулевым методом) на два радиотелескопа, разнесенные на 500 м [5]. В работе [4] для уменьшения влияния атмосферы Земли осуществлялась регистрация разности потоков радиоизлучения Солнца на двух близких частотах, а в работе [6] прием производился на интерферометр с малой базой. В последних двух работах квазинулевой метод приема осуществлялся не за счет сигнала от эталонного генератора, а путем компенсации частотно или пространственно разнесенными сигналами от самого Солнца.

Для исключения влияния не только мелкомасштабных, но и крупномасштабных неоднородностей атмосферы были поставлены эксперименты, в которых прием производился одновременно в двух разнесенных на 1500 км пунктах с последующей корреляционной обработкой для выделения квазипериодических компонент флюктуаций радиоизлучения Солнца.

Наблюдения проводились в июле—августе 1971 года на Горной астрономической станции ГАО в районе города Кисловодска и на полигоне НИРФИ в Зименках вблизи г. Горького с базой около 1500 км. В обоих пунктах стояли одинаковые антенны—параболические зеркала диаметром 2 м, смонтированные на экваториальных установках. Регистрация потока производилась супергетеродинными модуляционными радиометрами с флюктуационным порогом чувствительности $\sim 0,3^\circ\text{K}$ при постоянной времени $\tau = 16$ сек на частотах 9600 Мгц (Кисловодск и Зименки) и 8600 Мгц (Кисловодск) в течение 10 часов в день. Для уменьшения влияния изменений коэффициента усиления приемника применялся квазинулевой метод приема с компенсацией сигнала от Солнца сигналом эталонного генератора шума. Регистрируемый на выходе радиометра сигнал при этом пропорционален разности

$$\Delta T = T_a \odot - T_{\text{г ш}}.$$

Здесь $T_a \odot$ — приращение антенной температуры, вызванное радиоизлучением Солнца (среднее значение около 1600°K), $T_{\text{г ш}}$ — сигнал эталонного генератора шума, который в начале сеанса наблюдений устанавливался равным $T_a \odot$ с точностью до 1% и поддерживался постоянным в течение всего сеанса. Изменение сигнала компенсации производилось при превышении разностным сигналом ΔT предела в 10% от $T_a \odot$. Регистрация ΔT производилась на самописцы КСП-4, на ленты которых наносились также метки времени от хронометра.

Обработка записей производилась следующим образом: с кривых были сняты значения ΔT через 10 сек, затем произведено усреднение по 6 точкам для повышения чувствительности измерений и уменьшения объема информации. Вся обработка производилась на ЭВМ БЭСМ-4. Методом наименьших квадратов были убраны линейный и квадратичный члены общего хода записи. На рис. 1 приведены образцы обработанных таким образом записей.

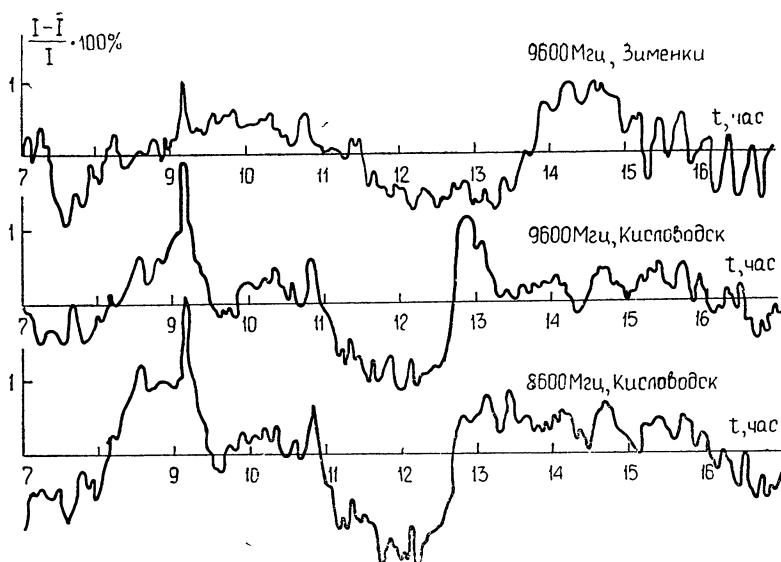


Рис. 1. Записи флуктуаций потока радиоизлучения Солнца, сделанные 25 августа 1971 г. в Кисловодске и Зименках, в процентах от среднего потока (время московское).

Для получения состоятельной оценки спектра мощности флуктуаций вычислялся спектр автокорреляционной функции по формуле (1) (оценка Хэмминга) [7]

$$G(m) = \frac{\Delta t}{2\pi} \left[1 + \sum_{k=1}^M r_k \left(1 + \cos \frac{k\pi}{M} \right) \cos \frac{k\pi m}{M} \right], \quad (1)$$

где Δt — интервал между точками отсчета, r_k — оценка функции автокорреляции, вычисленная по формуле

$$r_k = \frac{1}{N-k} \frac{\sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x})}{\sigma_x^2} \quad (k = 1, 2, \dots, M),$$

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad \sigma_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2. \quad (2)$$

Коэффициент взаимной корреляции между записями, сделанными в Кисловодске и в Зименках, вычислялся по формуле

$$r_{xy} = \frac{1}{N-k} \frac{\sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sigma_x \sigma_y}. \quad (3)$$

Взаимная спектральная плотность $G_{xy}(m)$, представляющая собой преобразование Фурье от коэффициента взаимной корреляции [8], является комплексной величиной

$$G_{xy}(m) = C_{xy}(m) - iQ_{xy}(m), \quad (4)$$

где $C_{xy}(m)$ называется синфазной составляющей, $Q_{xy}(m)$ — квадратурной составляющей взаимной спектральной плотности («коспектр» и «квадратурный спектр»). При обработке данных спектральная и квадратурная составляющие взаимной спектральной плотности находились по формулам

$$C_{xy}(m) = \frac{\Delta t}{\pi} \left\{ 2 r_{xy}(0) + \sum_{k=1}^M [r_{xy}(k) + r_{yx}(k)] \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \cos \frac{k\pi}{M} \right) \cos \frac{k\pi m}{M} \right\}; \quad (5)$$

$$Q_{xy}(m) = \frac{\Delta t}{\pi} \sum_{k=1}^M [r_{xy}(k) - r_{yx}(k)] \left(1 + \cos \frac{k\pi}{M} \right) \cos \frac{k\pi m}{M}. \quad (6)$$

Кроме того, вычислялись модуль и сдвиг фаз взаимной спектральной плотности:

$$|G_{xy}(m)| = [C_{xy}^2(m) + Q_{xy}^2(m)]^{1/2}; \quad (7)$$

$$Q_{xy}(m) = \operatorname{arctg} \frac{Q_{xy}(m)}{C_{xy}(m)}. \quad (8)$$

Для оценки статистической достоверности полученных спектров были найдены доверительные интервалы по методу, описанному в работе [9].

В первую очередь нами производилось изучение квазипериодических компонент с периодами, большими 10 мин. С этой целью были отобраны дни с максимальной длительностью записей в обоих пунктах — 19, 20, 24 и 25 августа. В это время в обоих пунктах стояла безоблачная погода. В указанные дни заметных проявлений солнечной активности не наблюдалось (всплески радиоизлучения не превышали 1%).*

На рис. 2 приведен пример модуля взаимной спектральной плотности $|G_{xy}|$.

На рис. 3 приведены величины наблюдавшихся периодов квазипериодических компонент (в пределах доверительного интервала).

Из рис. 2 и 3 видно наличие квазипериодических компонент с периодами от 20 до 120 мин (19 августа длительность наблюдений была недостаточна для надежного выделения компонент с периодами больши-

* 21 августа на Солнце наблюдались сильные хромосферные вспышки балла 3 в 2 в.

ми 50 мин). Следовательно, во-первых, можно считать подтвержденным обнаружение в работах [3, 4] квазипериодических компонент с периодами $30 \div 60$ мин, во-вторых, показано существование квазипериодических компонент с периодами от 60 до 120 мин. Принципиальным результатом исследований флуктуаций радиоизлучения Солнца, проведенных с помощью двух радиотелескопов, разнесенных на большое расстояние, является полное исключение в этих экспериментах влияния атмосферы Земли (в том числе и крупномасштабных неоднородностей).

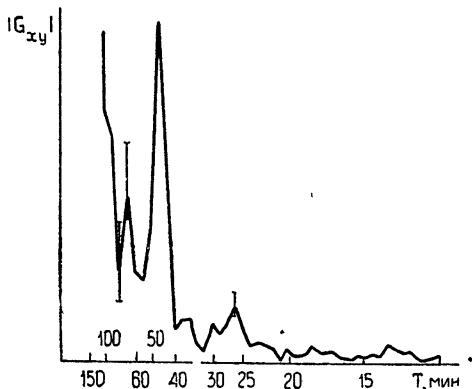


Рис. 2. Модуль взаимной спектральной плотности флуктуаций потока радиоизлучения Солнца, зарегистрированного в Кисловодске (8600 Мгц) и в Зименках (9600 Мгц) 24 августа (в относительных единицах).

Таким образом, окончательно установлено солнечное происхождение наблюдавшихся квазипериодических компонент флуктуаций радиоизлучения Солнца.

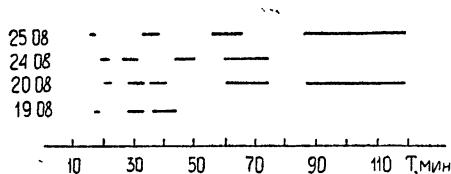


Рис. 3. Периоды квазипериодических компонент, найденные по максимумам взаимной спектральной плотности $|G_{xy}|$ в пределах доверительных интервалов.

Вместе с тем полученные данные о периодах квазипериодических компонент свидетельствуют об изменчивости и сложности наблюдаемых волновых процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Кобрин, В сборнике докладов сессии Научного Совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия», ИЗМИРАН, 13—16 октября 1970 г., стр. 27, М., 1972.
2. M. S. Durasova, M. M. Kobrin, O. J. Judin, Nature, 229, № 5282, 83 (1971).
3. M. M. Kobrin, A. I. Korshunov, Sol. Phys., 25, 339 (1972).
4. В. И. Алешин, М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, Изв. Высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 5, 747 (1973).
5. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 12, 1782 (1968).
6. Г. Б. Гельфрейх, С. И. Деревянко, А. Н. Коржавин, Р. С. Стасюк, Солнечные данные, № 9, 88 (1969).
7. Э. Хеннаи, Анализ временных рядов, изд. Наука, М., 1964.
8. Дж. Бендат, А. Пирсол, Измерение и анализ случайных процессов, изд. Мир, М., 1971.
9. F. N. Edmonds, Astrophys. J., 144, № 2, 733 (1966).

УДК 523.164 32

**ПОПЫТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ
КОРРЕЛЯЦИИ ВАРИАЦИЙ ВЫСОТЫ ХРОМОСФЕРЫ
И ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА**

Н. С. Каверин, В. В. Пахомов, Ю. В. Платов

В последнее время проявляется повышенный интерес к исследованиям колебательных процессов на Солнце. В частности, получены результаты по колебаниям поля скоростей в фотосфере Солнца и яркости хромосферы [1,2]. Кроме этого, обнаружены колебания напряженности магнитного поля как в спокойных, так и в активных областях [3].

Квазипериодические компоненты были обнаружены и в радиоизлучении Солнца сантиметрового диапазона, идущем из хромосферы [4]. В работе [5] изучались колебания видимой границы хромосферы и было обнаружено, что наряду с хаотическими изменениями имеют место довольно регулярные колебания высоты хромосферы.

Для выяснения возможной связи квазипериодических процессов, наблюдавшихся в оптическом и радиодиапазонах, был поставлен эксперимент по одновременному наблюдению флюктуаций интенсивности радиоизлучения Солнца ($\lambda = 3 \text{ см}$) и изменений высоты хромосферы.

Наблюдения были проведены 24 августа 1971 г. на Горной астрономической станции ГАО АН СССР. На радиотелескопе РТ-2 НИРФИ с антенной диаметром 2 м производилась регистрация интенсивности солнечного радиоизлучения на частотах 8600 и 9600 Мгц. Чувствительность радиометров $\delta T = 0,3^\circ\text{K}$ при постоянной времени $\tau = 16 \text{ сек}$, время наблюдения 70 мин с $11^{\text{h}} 42^{\text{m}} 15^{\text{s}}$ до $12^{\text{h}} 52^{\text{m}} 15^{\text{s}}$ UT. С целью реализации чувствительности радиометров и уменьшения влияния флюктуаций усиления применялся квазинулевой метод приема [6]. Оптические наблюдения были проведены на большом внезатменном коронографе ИЗМИРАН ГАО через фильтр H_{α} «Haile» с полосой пропускания 1 \AA . Съемка производилась кинокамерой РФК-5; экспозиция $1/30 \text{ сек}$. Всего было сделано 417 снимков с интервалом 10 сек. Для наблюдений была выбрана область на краю диска, где в это время не было заметно каких-либо активных образований. Условия наблюдений были достаточно хорошими—практически на всех снимках разрешение $\sim 1''$. На рис. 1 приведены четыре снимка, соответствующие примерно 1, 15, 30 и 45 минутам с начала наблюдений.

Обработка фильтрограмм производилась следующим образом. Изображение с пленки проектировалось на экран с таким увеличением, что 1 мм на экране соответствовал 450 км на Солнце и измерялась высота видимой границы хромосферы над фотосферой в 10 точках (см. рис. 1). Исследовалась область ~ 63 тыс. км по лимбу Солнца. Положение точек идентифицировалось от снимка к снимку.

На рис. 2 приведены изменения во времени интенсивности радиоизлучения на частоте 8600 Мгц (кривая рис. 2 а) и высоты хромосферы в различных точках.

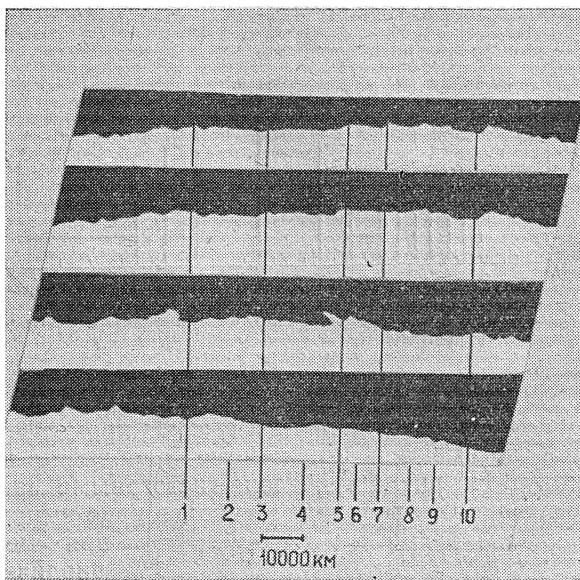


Рис. 1. Вид хромосферы в линии H_{α} , соответствующий 1, 15, 30 и 45 минутам наблюдений.

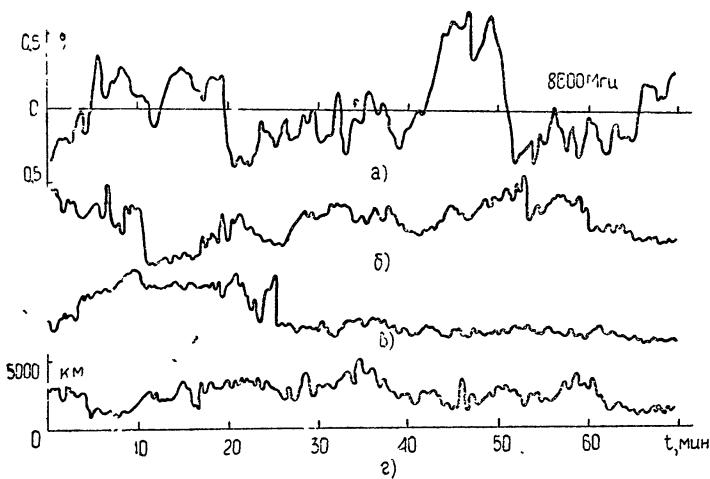


Рис. 2. а) Изменение потока радиоизлучения Солнца на частоте 8600 $Mgц$;
б), в), г) - изменение высоты хромосферы в точках 1, 4, 8 соответственно.

Изменения высоты хромосферы, как правило, имеют квазипериодический характер, что заметно на рис. 2 (б, г). Однако в некоторых случаях колебания высоты малы (правая часть кривой рис. 2 в), и это позволяет оценить максимальную ошибку наблюдений и измерений, которая в данном случае не превышает ± 500 км.

Полученные данные обрабатывались методами спектрального корреляционного анализа аналогично использованным в работе [6]. Вычислялись спектры функций автокорреляции и взаимной корреляции коле-

баний высоты хромосферы в различных областях и изменений интенсивности радиоизлучения во времени.

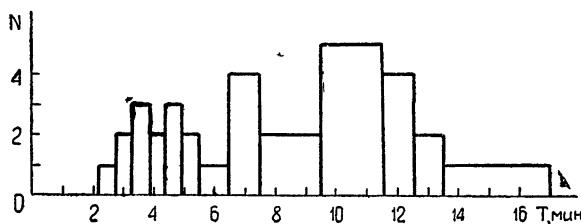


Рис. 3. Гистограмма периодов колебаний высоты хромосферы.

Гистограмма периодов колебаний высоты хромосферы приведена на рис. 3. Видно, что имеются выраженные колебания с периодами около 4 и 10–11 минут. На рис. 4 приведена гистограмма максимумов спектров функций взаимной корреляции. Наиболее ярко выражена корреляция между квазипериодическими компонентами колебаний высоты хромосферы и флюктуаций интегрального потока радиоизлучения с периодами 5–6 и 10–11 минут.

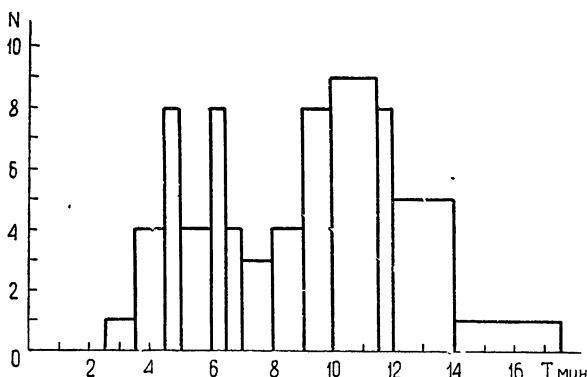


Рис. 4. Гистограмма максимумов спектров функций взаимной корреляции.

Полученные результаты подтверждают существование квазипериодических процессов в верхней хромосфере. Кроме того, наличие корреляции флюктуаций интегрального потока радиоизлучения с изменениями высоты хромосферы в отдельных областях, вероятно, указывает на наличие связи механизмов, вызывающих модуляцию солнечного радиоизлучения, и изменений высоты хромосферы.

Авторы выражают благодарность М. М. Кобрину за постановку задачи и ценные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Frazier, *Astrophys. J.*, **152**, № 2, 557 (1968).
2. F. Deubner, *Solar Phys.*, **22**, № 2, 263 (1972).
3. А. Б. Северный, *Астрон. ж.*, **44**, 481 (1967).
4. M. S. Durasova, M. M. Kobrin, O. I. Judin, *Nature*, **229**, № 5282, 83 (1971).
5. Yu. V. Platov, N. S. Shilova, *Solar Phys.*, **19**, 52 (1971).
6. М. М. Кобрин, В. В. Пахомов, М. С. Дурасова, Б. В. Тимофеев, Н. А. Прокофьева, Е. И. Лебедев, Г. А. Лавринов, *Изв. высш. уч. зав — Радиофизика*, **16**, № 9, 1350 (1973).

УДК 523.164.32

СПЕКТР НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И НИЗКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ РАДИОЭМИССИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

Э. И. Могилевский, В. Н. Обридко, Б. Д. Шельтинг

В течение последних 10 лет гелиофизики проводили различными методами исследования низкочастотных колебаний лучевых скоростей и яркости в невозмущенных областях Солнца [1–5]. Удалось выявить 5-минутные колебания в фотосфере, которые связывались с резонансными колебаниями в определенном слое. Распространение таких продольных волн плотности в хромосферу и корону, согласно расчетам, приводило (вследствие перехода этих волн в ударные волны) к нагреву короны. С появлением солнечных магнитографов удалось показать [6], что в невозмущенных областях наблюдаются также колебания магнитного поля с таким же периодом. В работе [6] указывалось, что кроме 5-минутных колебаний поля наблюдаются колебания с периодом ≈ 7 мин. В серии работ НИРФИ [7–9] была впервые обнаружена модуляция радиоэмиссии Солнца на $\lambda \sim 3$ см не только с периодом ≈ 5 мин, но и с другими дискретными периодами, причем спектр мощности колебаний от активных областей отличался от спектра невозмущенного Солнца.

В дальнейшем модуляцию радиоэмиссии удалось обнаружить и на других сантиметровых волнах и даже в модуляции континуума радиошумовых бурь в метровом диапазоне [10].

Соответствие спектра модуляции радиоэмиссии верхней хромосфера и короны спектру колебаний скоростей, яркости и магнитного поля в фотосфере делает актуальным выяснение природы таких колебаний и моды их распространения. Эта задача становится тем более актуальной, если учесть, что для колебаний фотосферных параметров с $T \sim 300$ сек удалось установить связь с дискретной супергрануляционной структурой [11]. В активных областях с магнитными полями более 100 Гц исследования временных колебаний поля не проводились. В настоящем сообщении приводятся предварительные данные по выявлению колебаний поля в ядрах относительно больших «спокойных» солнечных пятен. Наблюдения проводились в 1968 г. на двойном вектор-магнитографе солнечной башенной установки ИЗМИРАН. С помощью двух независимых вектор-магнитографов проводились определения одновременно магнитного поля, скорости и яркости в двух магниточувствительных спектральных линиях Fe I $\lambda 5250$ Å и Ba II $\lambda 4554$ Å. Уровни образования этих линий разнесены по высоте примерно на 700 км (Fe I — фотосферная линия, ядро Ba II относится к нижней хромосфере). Наблюдения проводились при тщательном гидировании ядра пятна на входной щели спектрографа с кинорегистрацией изображения ядра на щели. Колебания изображения на щели из-за атмосферных и аппаратурных эффектов могут привести к возникновению фиктивных частот в спектре регистрируемых сигналов. Однако периоды колебаний атмосферного

характера составляют $1 \div 10$ гц, а фиктивные колебания аппаратурного характера должны быть идентичными для обоих магнитографов. Поскольку спектры колебаний магнитного поля различаются на двух уровнях, это дает возможность предположить, что аппаратурные эффекты незначительны. Пересчет измеряемых магнитографом параметров Стокса в параметры вектора поля (продольная компонента H_{\parallel} , перпендикулярная компонента H_{\perp} , или $H_x = H_{\perp} \sin \chi$ и $H_y = H_{\perp} \cos \chi$, где угол χ — азимут вектора поля) и последующий полный фурье-анализ проводились на ЭВМ. Сеансы наблюдений («стояний») продолжались ~ 1 час. Пока обработано четыре независимых «стояния» (29.7.68; 9.8.68 и 11.8.68 г.) для двух пятен вблизи центра диска Солнца. На рис. 1 и 2 приведены автокорреляционные и спектральные функции продольного и поперечного поля. Некоторые результаты приведены нами также в [12]. Результаты наблюдений приводят к следующим выводам.

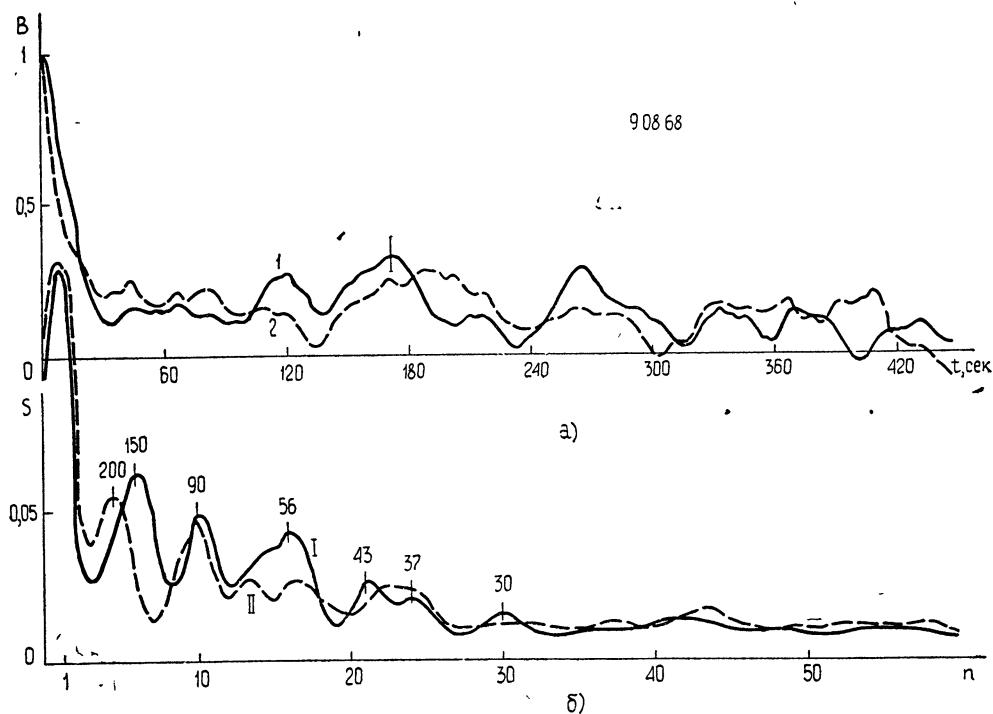


Рис. 1. На рис. 1а изображены автокорреляционные функции колебаний H_{\parallel} в двух линиях: Fe I $\lambda 5250$ Å (кривая 1) и Ba II $\lambda 4554$ Å (кривая 2); на рис. 1б—соответствующие им спектральные функции (I и II). Вертикальная черта на рис. 1а обозначает 70%-ный доверительный интервал ошибок автокорреляционной функции, соответствующий доверительный интервал спектральных функций — менее 0,01.

1. Спектр мощности колебаний поля в ядре пятна имеет несколько дискретных периодов: кроме 300-секундных колебаний, выявляются колебания с периодами 225 \div 125 сек и 110 \div 90 сек. В отличие от невозмущенной фотосферы, где 300-секундные колебания преобладают, в пятне они выявляются не всегда, тогда как 2 \div 3-минутные колебания наблюдаются часто и выявляются более уверенно. Отметим, что в недавно полученном препринте [13], в котором изложено исследование колебаний лучевых скоростей в солнечном пятне, выполненное на большой солнечной установке Китт-Пик обсерватории, сообщается об обнаружении также ~ 170 -секундных колебаний лучевых скоростей

v_D . Обнаружение нескольких дискретных частот колебаний поля ядра даже в «спокойном» пятне представляет интерес для изучения структуры поля в фотосфере и хромосфере, с которыми связана модуляция радиоэмиссии хромосферы и короны над пятнами.

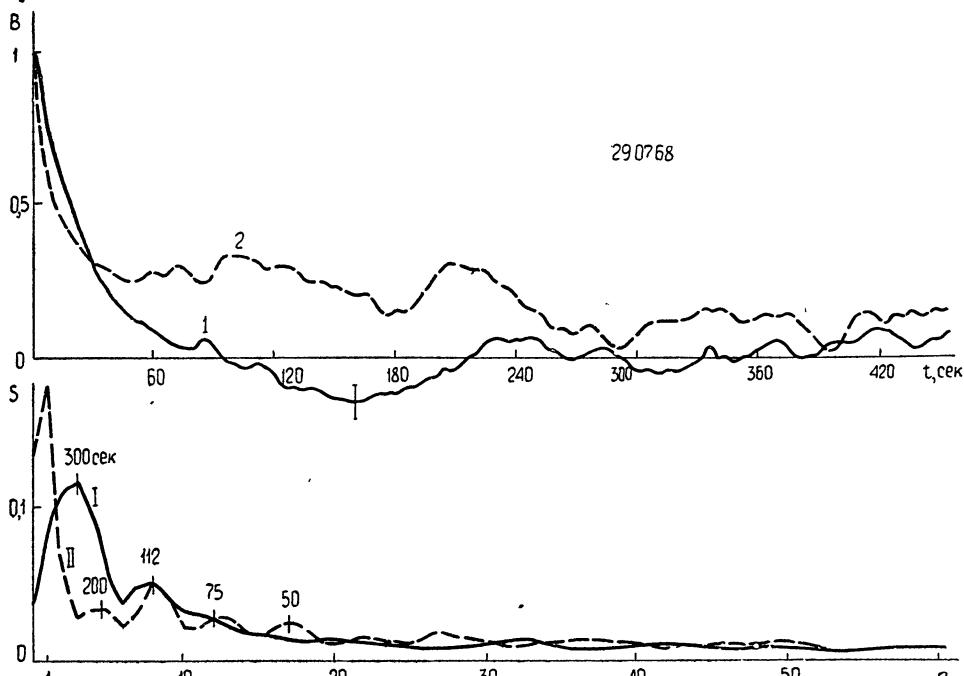


Рис. 2. Автокорреляционные и спектральные функции колебаний H_{\perp} в линиях Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и Ba II $\lambda 4554 \text{ \AA}$ (обозначения см. на рис. 1).

2. 5-минутные колебания проявляются только в поперечной компоненте магнитного поля H_{\perp} в двух сеансах наблюдений из четырех, тогда как 2—3-минутные колебания встречаются во всех четырех случаях как в продольной, так и в поперечной компонентах магнитного поля. На уровне фотосферы колебания чаще проявляются в величине поля, а на уровне хромосферы — в направлении. Амплитуда колебаний в хромосфере превышает амплитуду колебаний поля в фотосфере. 5-минутные колебания сильно подавлены в пятне: они редко видны в спектрах и лучше выявляются в когерентности (рис. 3).

3. Полученные спектры колебаний поля носят квазистационарный характер, изменяясь несколько от реализации к реализации. Возможно, что спектр колебаний меняется во времени и несколько различается в разных точках ядра. Такое же заключение о пространственном и временном различии спектров v_D было сделано в упомянутой работе [13], где на большом солнечном инструменте и на большом материале достигалось хорошее пространственное разрешение. Есть основания предполагать, что в сложных и динамичных пятнах этот эффект пространственной и временной нестационарности выступает значительно острее. Это позволяет надеяться по спектру колебаний магнитного поля получать характеристику эволюции пятна и группы.

4. По измеренным фазовым углам различных параметров на уровне фотосферы и нижней хромосферы оказалось, что скорость распространения возмущения на разных дискретных частотах $\sim 30 \text{ км/сек}$, что

соответствует средней альфеновской скорости в рассматриваемой магнитоплазме над пятном.

5. Характер 2—3-минутных колебаний на двух уровнях дает возможность предположить, что имеют место колебания крутильного типа. Существование волн такого типа интересно не только для изучения природы колебаний магнитного поля, но и для выяснения механизма возникновения модуляции радиоэмиссии над пятнами. Известно, что звуковые или магнитозвуковые волны при распространении в среду (хромо-

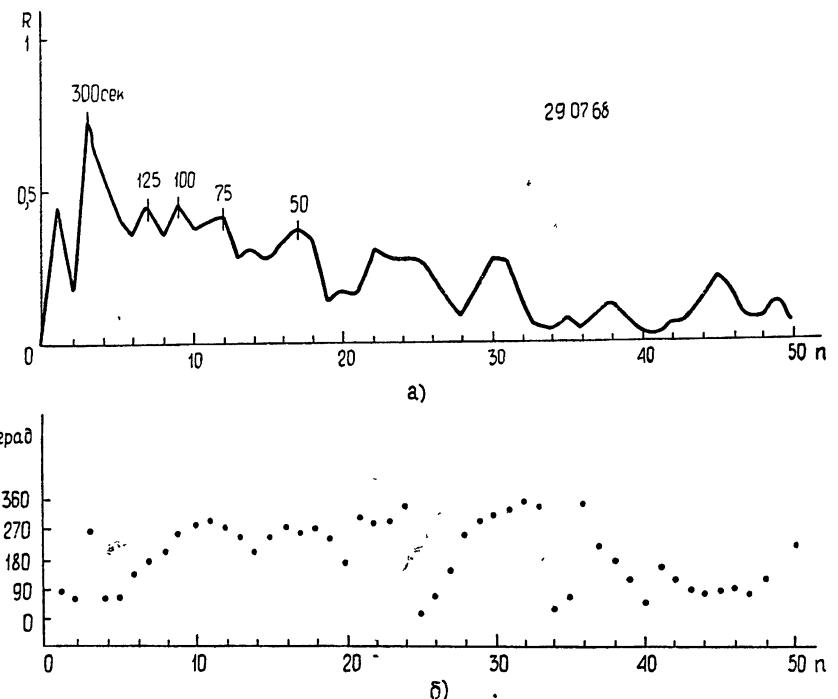


Рис. 3. На рис. 3а изображена когерентность R , на рис. 3б—относительный сдвиг фаз Θ колебаний H_{\parallel} в двух линиях Fe I $\lambda_1 5250 \text{ \AA}$ и Ba II $\lambda_2 4554 \text{ \AA}$; 70%-ный доверительный интервал ошибок когерентности —менее 0,01.

сфера и корона) с резким ходом градиента плотности быстро диссирируют, т. е. до высот генерации радиоэмиссии дойти не могут. Если окажется, что 2—3-минутные (и более короткопериодные) колебания действительно являются трехмерными гидромагнитными волнами, то ряд вопросов модуляции радиоэмиссии естественно разрешается. Известно, что такого рода трехмерные гидромагнитные волны с частотами значительно более низкими, чем гирочастота ионов, исследуются для магнитосферы Земли [14—16]. Они строго коллимируются магнитным полем и распространяются с альфеновской скоростью без поглощения, быстро убывая по амплитуде при удалении от «магнитной трубки»; у замкнутых магнитных трубок образуются стоячие волны. В отличие от плоских альфеновских волн в этих волнах вдоль по полю текут осциллирующие токи. Эти свойства трехмерных гидромагнитных волн могут объяснить модуляцию радиоэмиссии в сантиметровом и метровом диапазонах.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. B. Leighton, R. W. Noyes, G. W. Simon, *Astrophys. J.*, **185**, 474 (1962).
2. G. W. Simon, B. B. Leighton, *Astrophys. J.*, **140**, 1120 (1964).
3. B. N. Fraizer, *Astrophys. J.*, **152**, 557 (1968).
4. R. Howard, *Sol. Phys.*, **2**, 3 (1967).
5. A. S. Tapenbaum, *Sp. Sci. Lab.*, ser. 12, **20** v., 1971, Univ. Calif., Berkeley.
6. А. Б. Северный, Астрон. ж., **44**, 3 (1967).
7. О. И. Юдин, Докл. АН СССР, **180**, № 4—5, 821 (1968).
8. М. М. Кобрин, Сб. докладов сессии Научного совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия», ИЗМИРАН, 13—16 октября 1970 г., Москва, 1972, стр. 27.
9. О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **11**, № 4, 617 (1968).
10. А. А. Гнедилов, Сб. докладов сессии, Астрон. ж., **108** (1972).
11. H. R. Sheely, A. Chatnagar, *Sol. Phys.*, **18**, № 3, 379 (1971).
12. Э. И. Могилевский, В. Н. Обридко, Б. Д. Шельтинг, Астрон. циркуляр, **669**, 1 (1972).
13. J. M. Beckers, R. B. Schultz, *Oscillatory motions in sunspots*, *Sol. Phys.* (in Press).
14. Л. Л. Ваньян, В. И. Дмитриева, Геомагн. и аэрономия, **7**, 887 (1967).
15. Л. Л. Ваньян, М. Б. Гохберг, Геомагн. и аэрономия, **8**, 157, 567 (1968).
16. Л. Л. Ваньян, В. И. Дмитриев, А. А. Беленькая, Геомагн. и аэрономия, **8**, 159 (1968).

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию
23 октября 1972 г.

УДК 523.164.32

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС И ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ $\lambda \approx 3$ см

*И. И. Берулис, А. П. Молчанов, В. П. Олянюк, И. Е. Погодин,
О. Я. Пудов, Н. Г. Франчук, Л. В. Яснов*

В 1969—1971 гг на радиотелескопе РТ-22 (ФИАН ССР) была выполнена серия определений спектрального индекса n для потока радиоизлучения Солнца F :

$$F = F_0 f^n \quad (f \approx 8800 \div 9800 \text{ M}^{\circ}\text{c}).$$

Использовался метод измерений, описанный в [1, 2] для исследования всплесков радиоизлучения Солнца и видоизмененный для наблюдения потока радиоизлучения спокойного Солнца F_{\odot} и активных областей, связанных с группами пятен F_p и флоккулами $F_{\text{фл}}$. Калибровка аппаратуры и обработка результатов описаны в [3, 4].

Позднее, с целью уменьшения влияния нелинейности операций, выполняемых при обработке результатов наблюдений, было произведено изменение последовательности расчета. Вклад источника радиоизлучения в суммарный сигнал стал определяться до нелинейных преобразований, а учет размеров диаграммы направленности антенны стал производиться отдельно на двух частотах вместо использования среднего значения.

НЕВОЗМУЩЕННОЕ СОЛНЦЕ

Спектральный индекс n_{\odot} для потока F_{\odot} находился при наведении радиотелескопа на участки солнечного диска, свободные от активных областей и находившиеся внутри зоны $r \leq 0,8 r_{\odot}$ (см [4]). Было найдено, что величина n_{\odot} в пределах погрешности измерений не зависит от положения исследуемой области на диске (400 измерений). Определение абсолютной величины спектрального индекса n_{\odot} выполнено двумя способами использовались калибровки по газоразрядной трубке и по Луне.

При калибровке с помощью газоразрядной трубки, для излучения которой принималось $n_{\text{ГШ}} = 0$, выполненные измерения показали, что $n_{\odot} = 1,0 \pm 0,1$ (1970 г. 5 измерений), $n_{\odot} = 0,95 \pm 0,03$ (1971 г. 40 измерений).

При калибровке по радиоизлучению Луны, для которого из результатов наблюдений, опубликованных в [5], было определено $n_{\zeta} = 2$,

$$n_{\odot} = 0,96 \pm 0,04 \quad (1971 \text{ г. 17 измерений}).$$

АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗОЛИРОВАННЫМИ ФЛОККУЛАМИ

Степень изолированности флоккул и участки записи, подлежащие обработке, определялись по оптическим картам Солнца, опубликован-

ным в [6,7], а также по радиокартам, снимавшимся в процессе наблюдений. Было выделено 5 активных областей, связанных с флоккулами, которые наблюдались 14 раз. Полученные результаты изображены на рис. 1, где по оси абсцисс отложены значения спектрального индекса $n_{\text{фл}}$, а по оси ординат — в условных единицах величины, пропорциональные весу измерения. Последний брался обратно пропорционально погрешности результата.

Из рисунка следует, что наиболее вероятное значение спектрального индекса лежит в пределах 0,6–0,9. Интерпретация заметных «крыльев» диаграммы не производилась из-за малого количества экспериментальных данных. Полученный результат остается без изменений как для равномерного, так и для гауссового распределения интенсивности излучений по области.

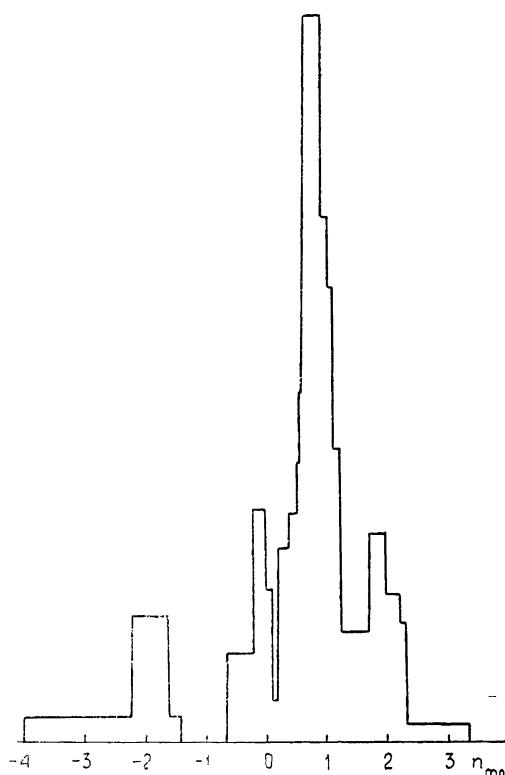


Рис. 1.

АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ГРУППАМИ ПЯТЕН

За период наблюдений (1969—1971 гг.) были исследованы 21 активная область с группами пятен (нумерация согласно [6]):

№ 288, 291, 297, 301	1969 год;
№ 104, 364, 366, 384, 420, 423, 432	1970 год;
№ 249, 251, 252, 259, 261, 271, 284 + 282, 291 + 292, 295 + + 300, 304	1971 год.

Для активных областей, связанных с группами пятен, во всех измерениях было $n_{\text{n}} < n_{\text{фл}}$ и величина измеренного спектрального индекса лежала в пределах $-4 < n_{\text{n}} < -1$ (367 случаев).

Характерным значением спектрального индекса для исследовавшихся активных областей, находившихся около центрального меридиана, явилось $n_{\text{n}} \approx -2,5 \div -3,0$, а для областей у края диска ($r/r_{\odot} = 0,8$) характерным значением было $n_{\text{n}} \approx -1,2 \div -1,8$. Соответствующая гистограмма приведена на рис. 2.

Такая зависимость $n_{\text{n}}(r/r_{\odot})$ соответствует огмеченному в [8] смещению положения спектра $F_{\text{n}}(\lambda)$ в области более длинных волн

Было проверено соответствие полученных из измерений значений спектрального индекса n_{n} различным моделям распределения электронной температуры в солнечной атмосфере. Найдено, что величины n_{n} , характерные для большой группы пятен ($S_p > 1000$ м.д.п.), не противоречат модели $T_e(h)$, предлагаемой в [9]. Результаты измерений n_{n} для средней группы пятен ($100 \text{ м.д.п.} < S_p < 1000 \text{ м.д.п.}$) не противо-

речат модели $T_e(h)$, предлагаемой в [10], но измерения для малой группы пятен ($S_p < 100$ м. д. п.) противоречат моделям, предлагаемым в [9] и [10]. Для малых групп отношение $\eta = \frac{T_e(\lambda_2)}{T_e(\lambda_1)}$ должно превышать 1,4 вместо $\eta = 1$ по [10].

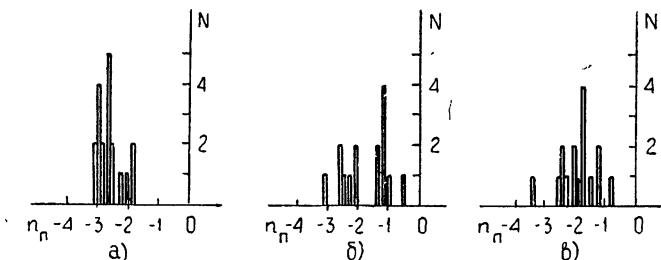


Рис. 2. а) ЦМ $\pm 26^\circ$; б) $r/r_\odot (E)$; в) $r/r_\odot (W)$.

Отмечены два случая сохранения радиоисточника с отрицательным спектральным индексом, достигавшим значения $n = -2$ в течение шести дней после распада соответствующей группы пятен на фотосфере. Последний факт можно рассматривать как свидетельство меньшей скорости распада магнитного поля на уровне радиоизлучающей области, чем на уровне фотосферы.

ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

8, 18 февраля 1969 г. производилось длительное сопровождение радиотелескопом активных областей на Солнце. 11 февраля 1969 г. непрерывное слежение осуществлялось за спокойным Солнцем. При обработке этих данных использовался спектральный метод Тюки. Предварительно из выбранной реализации выделялись по способу наименьших квадратов долгопериодические составляющие с периодом большим $\frac{1}{5}$ длины реализации. Это позволяет более точно судить о составляющих с меньшими периодами. Области на Солнце сопровождались по несколько часов (гр. № 31 ~ 2 часа, гр. № 40 ~ 5 часов, область спокойного Солнца ~ 4 часа), что позволяло строить спектры по относительно коротким отрезкам времени со сдвигом этих отрезков по всей длине реализации. Таким образом, строились как бы трехмерные спектры, позволяющие оценивать время жизни (или устойчивость) квазипериодических составляющих.

В результате анализа оказалось, что наиболее устойчивой для указанных выше активных областей была гармоника с периодом $\sim 5,0 \div 5,5$ мин. Присутствовали также гармоники с периодами $2,0 \div 2,6$ мин, $3,2 \div 3,4$ мин, $3,2 \div 4,3$ мин, $6,0 \div 6,3$ мин, $8,5 \div 8,6$ мин, 9,5 мин. (Периоды от 2 до 10 мин замечались и ранее [11, 12].) Характерным оказалось то, что для спокойных областей гармоника с периодом $5,0 \div 5,5$ мин отсутствовала, но зато появилась гармоника с периодом 7,5 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Дравских, Изв. ГАО, 21, № 164, 128 (1960).
2. А. Ф. Дравских, Изв. ГАО, 23, № 172, 40 (1964).
3. А. П. Молчанов, В. П. Олянюк, Н. Г. Франчук, сб. Радиоизлучение Солнца, изд. ЛГУ, вып № 2, 1973, стр 3.

4. А. П. Молчанов, О. Я. Пудов, Н. Г. Франчук, сб. Радиоизлучение Солнца, изд. ЛГУ, вып. № 2, 1973, стр. 34.
5. В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 10, № 9—10, 1266 (1967).
6. Бюллетень. Солнечные данные, изд ГАО АН СССР, 1969—1971 гг.
7. Solar Geophysical Data, ESSA Res. Lab., 1969-1971.
8. А. Р. Аббасов, Ш. Ахмедов, А. С. Гребинский, А. С. Молчанов, Астрон. ж., 14, 1326 (1967)
9. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский, Астрон. ж., 38, 45 (1961)
10. М. А. Лившиц, В. Н. Обридко, С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 43, 1135 (1966).
11. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 12, 1782 (1968).
12. О. И. Юдин, Докл. АН СССР, 180, № 4, 821 (1968).

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
27 ноября 1972 г.

УДК 523.164.32

**ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРА
ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА С ПОЧТИ
НЕПРЕРЫВНЫМ ПЕРЕКРЫТИЕМ СУТОЧНОГО ИНТЕРВАЛА**

*А. Б. Берлин, Г. Б. Гельфрейх, В. Г. Занданов, А. Н. Коржавин,
Л. Е. Трекова*

Квазипериодические флуктуации потока радиоизлучения Солнца исследованы в работах [1, 2]. Показано наличие составляющих с периодами около 250, 400, 600 и 900 сек.

Весной 1971 г. нами была предпринята попытка наблюдений флуктуаций с почти непрерывным перекрытием суточного интервала. Наблюдения проводились в обсерватории Тонантцитля (Мексика) и СиБИЗМИРе (Иркутск) с помощью радиоинтерферометров с малой базой на волнах 3,9 и 3,5 см соответственно. Разница долгот составляла ~ 11 часов. Описание инструментов приведено в статьях [5–7], где показана эффективность использования интерферометра с малой базой для исследования слабых вариаций потока радиоизлучения локальных источников на Солнце.

Основными задачами наблюдений были следующие вопросы:

а) уточнение спектра флуктуаций радиоизлучения Солнца в 3-сантиметровом диапазоне;

б) зависимость характеристик квазипериодических компонент от времени;

в) связь флуктуаций поляризованной и неполяризованной компонент радиоизлучения Солнца.

Регистрировались амплитуда и фаза интерференционных лепестков, разность круговых поляризаций и полная интенсивность от всего Солнца. Наблюдения в Мексике охватывали интервал времени от 15 до 23 часов, наблюдения в Иркутске — от 0 до 9 часов мирового времени.

Полная обработка всех записей не закончена, поэтому в этом сообщении приводятся предварительные результаты. Обработка данных выполнена на ЭВМ БЭСМ-4. Оцифровка записей производилась с шагом в 30 сек (постоянная времени выходных фильтров радиометров составляла около 10 сек).

Для уменьшения возможных влияний высокочастотных компонент $f > f_{\text{Найквиста}}$ на вычисляемый спектр применялся оператор скользящего среднего по 3 точкам. Предварительное вычисление автокорреляционных функций $\rho(\tau)$ показывает рост $\rho(\tau)$ с τ , что может быть следствием нестационарности исходных данных. Стационаризация осуществлялась способом, отличным от метода, применявшегося в работе [1]. Находилась аппроксимирующая исследуемый ряд функция [3]. В качестве этой функции были выбраны ортонормированные полиномы. Степень полиномов определялась по значимости коэффициентов при полиномах согласно критерию Фишера. По найденным коэффициентам аппроксимирующей функции производилось снятие этой функции из исходного ряда. Такой метод представляется нам более корректным, так как

в этом случае уменьшается вклад гармоник смещения в изучаемый спектр и не подавляются квазинеоднородные компоненты на низких частотах.

Для нахождения приближенных характеристик флюктуаций производились квазигармонический анализ и оценка достоверности пиков в полученных спектрах. Оценка достоверности производится по методу Уитла [3] и по величине полного коэффициента корреляции $p = C/\sigma_x \sqrt{2}$, который не случайно отличен от нуля на уровне вероятности $1 - \alpha$, если [4]

$$F_{2,N-3}(\alpha) \leq \frac{N-3}{2} \frac{p}{(1-p)^2},$$

где C — амплитуда пика в спектре, σ_x — стандарт исследуемого ряда, N — число точек в ряду, $F_{2,N-3}$ — коэффициент из таблицы распределения Фишера.

На рис. 1 и 2 приведены некоторые характерные спектры. Рассмотрение спектров позволяет сделать следующие замечания

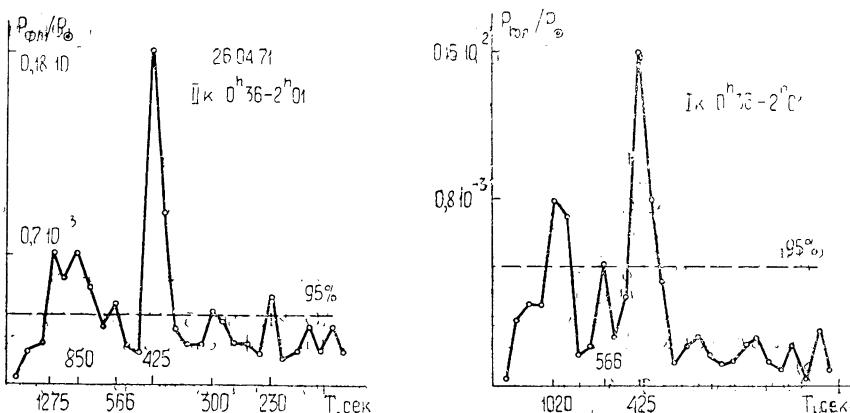


Рис. 1.

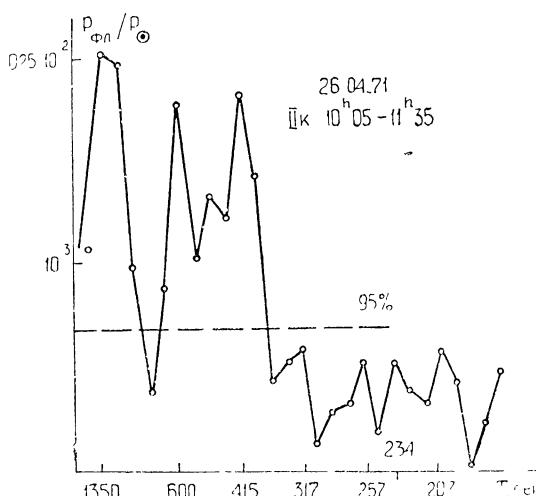


Рис. 2

Компонента с периодом ~ 400 сек присутствует во всех реализациях (обработано 60 реализаций). Колебания с периодами 300 сек гораздо слабее колебаний с периодами 400 сек и часто оказываются ниже 95% уровня достоверности. Колебания с периодами ~ 600 и 900 сек неустойчивы, в течение дня они могут исчезать и появляться (рассматриваются только те пики в спектрах, которые достаточно превышают критические значения амплитуды, обусловленные случайными факторами). В спектрах присутствуют также колебания с периодами около часа и более, но характеристики долгопериодических компонент примененным методом определяются неуверенно. Кроме того, не зная точных значений параметров выделяемых компонент, трудно определить комбинационные частоты. При квазигармоническом анализе определяются те участки спектра, где необходимо применять методы с большим разрешением по частоте [4]. Это позволит проследить зависимость параметров квазипериодических компонент от времени, определить комбинационные частоты и уменьшить взаимное влияние составляющих с близкими частотами.

В заключение авторы выражают благодарность Д. В. Королькову и Г. Я. Смолькову за внимание к работе. Авторы выражают признательность директору обсерватории Тонантцинтля (Мексика) профессору Г. Аро и его сотрудникам за обеспечение благоприятных условий для выполнения наблюдений в Мексике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 12, 1782 (1968)
2. Г. Б. Гельфрейх, О. Г. Деревянко, А. Н. Коржавин, Н. П. Стасюк, Солнечные данные, № 9 (1969).
3. Э. Хеннаи, Анализ временных рядов, изд. Наука, М., 1964.
4. Г. В. Куклин, М. Копецкий, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 2 (1971).
5. Г. Б. Гельфрейх, Д. В. Корольков, Изв ГАО, 21, вып. 5, № 164 (1960).
6. Г. Б. Гельфрейх, Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, Изв ГАО, № 184 (1968).
7. В. Г. Занданов, Т. А. Треков, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып 26 (1973)

Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

Поступила в редакцию
2 декабря 1972 г.

УДК 523.164.32

ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ СОЛНЦА

C. Д. Кременецкий, Л. М. Рисовер, Г. Я. Смольков

Для исследования природы локальных источников (ЛИ) S-компоненты радиоизлучения на Солнце необходимо иметь радиотелескопы с разрешением, как можно более близким к разрешению оптических инструментов. В то время как последнее составляет величину порядка $1'$, разрешение современных и строящихся радиотелескопов не лучше, чем $20'$. В связи с этим возникает задача восстановления истинного распределения радиояркости по отклику радиотелескопа. Это—обратная задача, для ее решения необходимо иметь априорную информацию о пространственной структуре ЛИ [1].

В работах [1–4] решением задачи восстановления предлагалось считать функцию с минимальной среднеквадратичной крутизной в некотором ансамбле функций, удовлетворяющих экспериментальным данным. Исследования ЛИ показали, что распределение радиояркости по источнику, находящемуся над группой пятен, отражает структуру этой группы, видимую в оптическом диапазоне [5–7]. Однако в предложенных в [1–4] методах решения задачи восстановления это соответствие не учитывалось. Поэтому рассчитанное распределение радиояркости, как правило, значительно отличается от истинного.

В настоящей работе предлагается метод восстановления, в котором учитывается априорная информация о связи пространственной структуры ЛИ и оптической структуры группы пятен. Он состоит из двух этапов. На первом строится нулевое приближение, учитывающее априорную информацию. На втором этапе решается вариационная задача, в результате чего находится поправка к нулевому приближению таким образом, чтобы получаемая функция, будучи сглажена по диаграмме направленности, не отличалась от отклика радиотелескопа с точностью до погрешности эксперимента.

1. ОСНОВНОЕ СООТНОШЕНИЕ

Отклик радиотелескопа $Y(t)$ связан с истинным распределением радиояркости $X(\xi)$ интегральным соотношением [8]

$$Y(t) = \int_{-b}^b P(t - \xi) X(\xi) d\xi, \quad -a \leq t \leq a, \quad (1)$$

где $P(t)$ — диаграмма направленности радиотелескопа, $2b$ — размер ЛИ, $2a$ — область определения $Y(t)$.

Введем гильбертовы пространства распределений радиояркости $X \in L_2[-b, b]$ и откликов $Y \in L_2[-a, a]$. Тогда соотношение (1) можно переписать в операторной форме $PX = Y$, где сглаживающий интегральный оператор P полностью определяется правой частью (1). Линейный оператор P действует из $L_2[-b, b]$ в $L_2[-a, a]$, а так как диаграмма направленности $P(t)$ — ограниченная непрерывная функция, то он

является вполне непрерывным [9]. Реальный отклик радиотелескопа $Y_1(t)$ состоит из суммы истинного отклика $Y(t)$ и шума $n(t)$ т.е. $Y_1(t) = Y(t) + n(t)$. Шум $n(t)$ ограничен на $[-a, a]$, поэтому $Y_1(t) \in L_2[-a, a]$. Известно, что не для всякой функции $Y_1(t)$ уравнение (1) имеет решение. Но зато можно найти приближенное решение, причем метод расчета существенно опирается на знание априорной информации об истинном распределении радиояркости (1).

2. ВЫБОР АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИИ

В нашей работе [10] проведен анализ соответствия структуры ЛИ и оптической структуры группы пятен. Там показано, что можно выделить следующие компоненты структуры ЛИ:

1. *Излучение в общем потоке.* Унипольярные группы—пятна соответствует пик радиояркости с шириной, равной размеру пятна; корональной конденсации над пятном соответствует пик радиояркости, в 4—6 раз, более широкий, чем пятно [11].

2. *Излучение в общем потоке.* Биполярные группы—над каждым пятном находится максимум яркостью температуры, а ширина этого максимума равна размеру пятна; корональной конденсации также соответствует холм радиояркости с шириной, равной размеру всей группы [11].

3. *Поляризованное по кругу излучение.* Унипольярные и биполярные группы—над каждым ядром пятен расположен пик радиояркости с шириной, равной размеру ядра, а знак поляризации определяется полярностью магнитного поля пятна.

Кроме того, в общем потоке надо учесть равномерный флоккульный фон,

Справедливость такого разделения на структурные элементы подтверждается затменными и внезатменными радионаблюдениями с высоким разрешением, а также теоретическими представлениями о механизмах радиоизлучения ЛИ [7, 12, 13]. В статье [10] предлагается при построении нулевого приближения на первом этапе восстановления аппроксимировать максимумы радиояркости гауссовыми кривыми, а флоккульный фон— постоянным уровнем. Такая форма пиков была выбрана для удобства вычислений, так как часто диаграмму направленности аппроксимируют также гауссовой кривой [11]. Вид аппроксимации структурных элементов не имеет принципиального значения. Важно только чтобы нулевое приближение, которое будет строиться на основе этой математической модели, соответствовало пространственной структуре ЛИ. Уточнение будет происходить на втором этапе алгоритма восстановления. Центры ликоев радиояркости должны быть смешены относительно центров отдельных пятен и всей группы из-за эффекта проекции. В настоящей работе предлагается не учитывать это смещение для максимумов радиояркости, соответствующих корональным конденсациям, так как эти максимумы имеют ширину порядка $2'$ [11], а смещение не превышает обычно $10''$ [14]. Для определения смещения пиков, соответствующих пятнам, его при построении нулевого приближения предлагается варьировать, считая, что оно одинаково для всех максимумов.

Таким образом, нулевое приближение X_0 можно записать в следующем виде:

$$X_0(\xi) = \sum_{i=0}^n c_i g_i(\xi), \quad (2)$$

где g_i — форма i -го максимума радиояркости, а c_i — его амплитуда.

3. АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ

На первом этапе строится нулевое приближение X_0 , воспроизводящее основные структурные особенности распределения радиояркости. На втором этапе решается вариационная задача и находится поправка к нулевому приближению.

1. Построение нулевого приближения. Амплитуды c_i и смещение ζ находятся из условия минимума функционала

$$Q = \| Y_1 - \sum_{i=0}^n c_i P g_i \|^2. \quad (3)$$

Минимизация Q при данном значении смещения ζ приводит к системе $n+1$ линейных алгебраических уравнений относительно $n+1$ неизвестных c_0, c_1, \dots, c_n :

$$\sum_{j=0}^n B_{ij} c_j = d_i, \quad (4)$$

где

$$B_{ij} = (Pg_i, Pg_j), \quad d_i = (Y_1, Pg_i). \quad (5)$$

Запись вида (Pg_i, Pg_j) означает скалярное произведение функций Pg_i и Pg_j в пространстве.

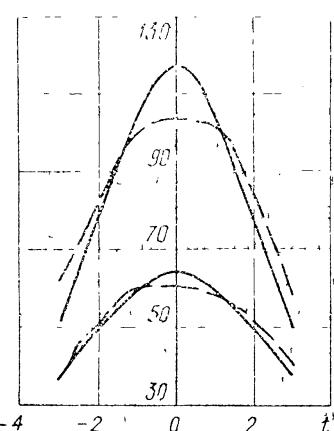
Введем обозначение $\delta_0^2 = \| Y_1 - PX_0 \|^2$. Величина δ_0 характеризует отклонение от экспериментально измеренной функции Y_1 отклика радиотелескопа на распределение X_0 . Задавая последовательность значений смещения ζ_1, ζ_2, \dots и решая систему (4) при $\zeta = \zeta_1, \zeta_2, \dots$, выбираем такую величину ζ , чтобы δ_0^2 было минимальным. Найденные таким образом $\zeta, c_0, c_1, \dots, c_n$ подставляются в (2), и мы получаем нулевое приближение X_0 решения задачи восстановления.

Обозначим $\| Y_1 - Y \|^2$ через δ_w^2 ; очевидно, δ_w^2 есть квадрат нормы шумовой добавки в пространстве $L_2[-a, a]$.

Если $\delta_0 \leq \delta_w$, процесс восстановления считается законченным, так как нулевое приближение X_0 в пределах точности эксперимента удовлетворяет (1). При $\delta_0 > \delta_w$ переходим ко второму этапу восстановления. На рис. 1 показаны функции Y_1 и PX_0 для группы № 215 20/VI-69 г. и группы № 365 10/X-69 г. [15]. Видно, что функция PX_0 уклоняется от функции Y_1 примерно на 20% от максимального значения отклика Y_1 . Величина δ_w определяется шириной шумовой дорожки записи отклика радиотелескопа, которая составляет примерно 1% от уровня сигнала [16, 17]. Поэтому ясно, что $\delta_0 > \delta_w$ и надо перейти ко второму этапу восстановления. В перечисленных примерах форма максимумов радиояркости и форма диаграммы направленности принимались гауссовыми.

Рис. 1. Отклик Y_1 и сглаженное по диаграмме направленности нулевое приближение PX_0 . Внизу — отклик, соответствующий гр. № 365, 10/V-69 г., вверху — отклик, соответствующий гр. № 215, 20/VI-69 г.

— PX_0 ; — Y_1 .



2. Второй этап восстановления. На этом этапе находится функция X , удовлетворяющая условию

$$\|PX - Y_1\| \leq \delta_{\text{ш}}^2 \quad (6)$$

и наименее уклоняющаяся по норме от найденного нулевого приближения X_0 . Это приводит к вариационной задаче минимизации функционала

$$M = \|PX - Y_1\|^2 + \alpha \|X - X_0\|^2 \quad (7)$$

при условии (6); α — множитель Лагранжа. Распределение X , дающее минимум функционалу (7), определяется уравнением Эйлера

$$\alpha Z + P^*PZ - P^*(Y_1 - PX_0) = 0, \quad (8)$$

где $Z = X - X_0$, P^* — оператор, сопряженный оператору P . Он действует из пространства $L_2[-a, a]$ в $L_2[-b, b]$. Нетрудно убедиться, что

$$P^*\{Y_1(t)\} = \int_{-a}^a P(t-\xi) Y_1(\xi) d\xi. \quad (9)$$

Можно показать, что решение задачи (6), (7) существует и единствен-но для любого $Y_1 \in L_2[-a, a]$, причем искомое распределение радио-яркости удовлетворяет условию (6), в котором надо отбросить знак неравенства [18]. При этом заданным Y_1 , P и $\delta_{\text{ш}}$ отвечает единственное значение $\alpha = \alpha_{\text{опт}}$; $\delta_{\text{ш}}$ есть монотонно возрастающая и непрерывная функция α [18]. Пусть X^α — функция, минимизирующая функционал M при данном значении α . В силу сказанного выше, $\alpha_{\text{опт}}$ является корнем уравнения

$$\|PX^\alpha - Y_1\| = \delta_{\text{ш}},$$

которое можно решать итерационными методами. Один из этих методов (очень простой) описан в работе [18]. Зная $\alpha_{\text{опт}}$, из уравнения (8) находим искомую поправку к нулевому приближению. Для решения интегрального уравнения (18) можно использовать методы сеточных функций, последовательных приближений, полной системы функций [18, 19].

Для проверки описанной методики были использованы результаты наблюдений затмения 22/IX-68 года [14]. Кривые изменения потока поляризованного излучения были сглажены и продифференцированы; полученные функции считались истинными распределениями радиояркости. Эти распределения были сглажены по гипотетической диаграмме направленности гауссовой формы с шириной $2'$, а к полученному отклику «добавлен шум», составляющий 2% от уровня сигнала. Результаты применения алгоритма восстановления (3) — (8) приведены на рис. 2. При ширине диаграммы направленности $2'$ восстановлены детали структуры с характерными размерами порядка $20''$. Такой большой выигрыш в разрешении получен благодаря учету априорной информации в нулевом приближении. Учет наиболее характерных черт априорной информации при решении обратной задачи восстановления истинного распределения радиояркости позволяет реализовать разрешение, существенно большее технического. Максимальное достижимое разрешение определяется техническим разрешением, уровнем шумов и детальностью априорной информации.

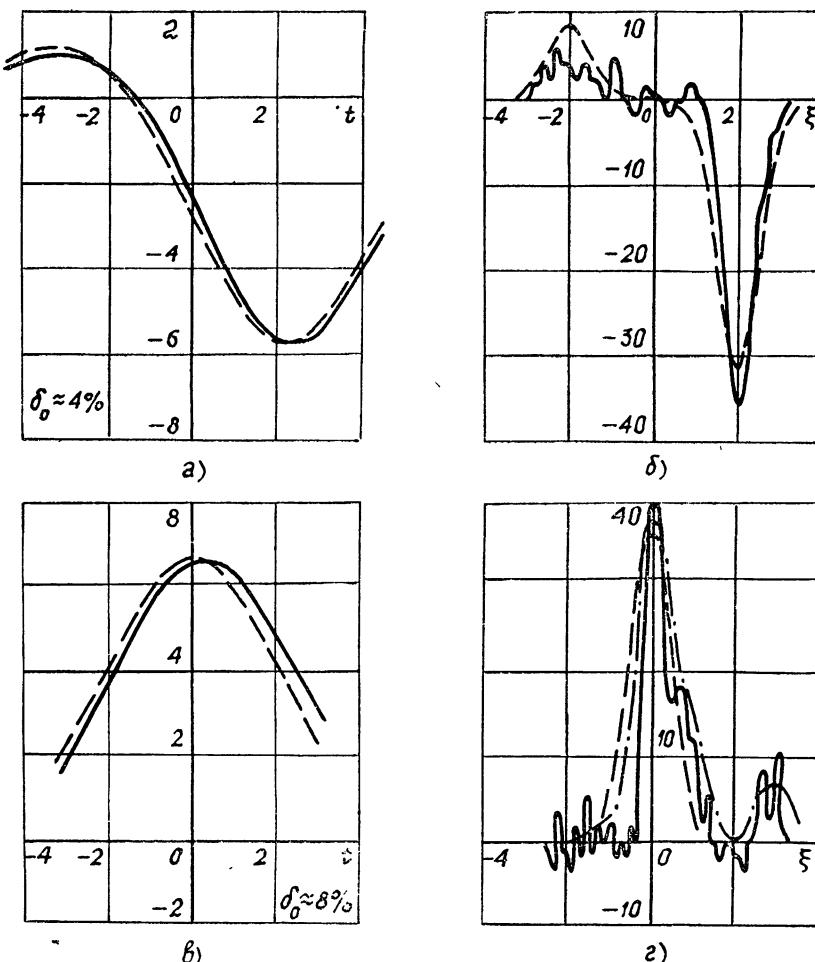


Рис. 2. Восстановление тонкой структуры распределения радиояркости.

а), в)—сглаженные распределения, —— Y_1 , —— PX_0 ;б), г)—восстановленные распределения; —— X , —— X_0 , -·-·- X^a .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Турчин, УФН, 102, № 3 (1970).
2. А. Н. Тихонов, В. В. Виткевич и др., Астрон. ж., 46, № 3, 472 (1969).
3. В. Ф. Турчин, Журнал вычислительной математики и математической физики, 8, № 1, 230 (1968).
4. Л. Г. Содин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 5, 739 (1971).
5. Н. П. Стасюк, Проблемы космической физики, вып. 6, 45 (1971).
6. Г. Б. Гельфрейх и др., Изв. ГАО, № 185 (1970).
7. Д. В. Корольков, Н. Б. Соболева, Г. Б. Гельфрейх, Изв. ГАО, № 164, 81 (1960).
8. Я. И. Хургин, В. П. Яковлев, Финитные функции в физике и технике, изд. Наука, М., 1971.
9. Б. З. Вулих, Введение в функциональный анализ, изд. Наука, М., 1967.
10. С. Д. Кременецкий, Л. М. Рисовер, Г. Я. Смольков, сб. Сиб. ИЗМИР СО АН СССР Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 24, (1972).

11. А Н Коржавин, Н Г Петерова, Астрон. ж., 45, вып 1, 36 (1968).
12. Г Б Гельфрейх, Н Г Петерова, Астрон. ж., 47, вып 4, 689 (1970).
13. Е Я Злотник, Астрон. ж., 45, вып 2, 310 (1968), вып 3, 585 (1968).
14. Н Н Ерюшев, Л И Цветков, Солнечные данные, № 9 (1969).
15. Солнечные данные, № 6, 25; № 10, 12 (1969).
16. В Н Ихсанова, Солнечные данные, № 2, 85 (1969)
17. В Н Ихсанова, Изв ГАО, № 162, 29 (1958)
18. С Д Кременецкий, Ю Ю Радциг, В А Скачков, Радиотехника и электроника, 15, № 10 (1970)
19. Л Д Бахрах, С Д Кременецкий, Докл АН СССР, 187, № 4 (1969)

Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволни
СО АН СССР

Поступила в редакцию
10 ноября 1972 г.

УДК 523.164.32

КОЛЬЦО ПОТЕМНЕНИЯ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ РАДИОЯРКОСТИ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ $\lambda=3\text{ см}$ (ПОЛЯРНАЯ ОБЛАСТЬ)

*И. И. Берулис, А. С. Гребинский, О. В. Коробчук, Н. Г. Франчук,
Л. В. Яснов*

Знание детального распределения радиояркости по диску Солнца дает возможность определять физические условия в атмосфере Солнца. Известно, например, что для гомогенной атмосферы Солнца спектр яркости температуры центра диска и детальное распределение радиояркости дают возможность получить зависимость электронной температуры и электронной концентрации от высоты [1, 2]. Распределение яркости вблизи края Солнца позволяет судить об отклонениях от гомогенной атмосферы, о наличии спикул на достаточно большой высоте и т. д.

Многочисленные наблюдения солнечных затмений, в основном, дали результаты по распределению радиояркости вблизи солнечного экватора [3–18]. Результаты весьма разнообразны. Например, в работах [3, 9] не обнаружено лимбового уярчения на миллиметровых и сантиметровых волнах, в [8, 10, 11, 13, 18, 19] и др. такое уярчение обнаружено как в миллиметровом, так и в сантиметровом диапазонах. Первые указания на наличие кольца потемнения вблизи края солнечного диска на волне 3 см были получены в [7] при анализе данных об остаточных потоках трех затмений с малым коэффициентом покрытия $0,94 < \eta < 1$ и были затем подтверждены [8] при анализе результатов наблюдений вблизи II–III контакта затмений 30.5.1965 г и 31.7.1962 г. Аналогичные результаты [8], подтверждающие известные наблюдения [10], были получены в последнее время на волне 0,8 и 0,2 см. В [19] на волне 4,4 см получены близкие результаты, которые, однако, не согласуются с данными [16], полученными на той же волне несколько раньше.

Учитывая эти расхождения, при наблюдениях затмения Солнца 25.2.1971, г была сделана попытка свести к минимуму возможные погрешности при наблюдениях и обработке результатов. Использование радиотелескопа РТ-22 ФИАН (Серпухов) с узкой диаграммой, направленности ($\varphi_a = 6',4$ на волне 3 см), находившегося в полосе частот фазы затмения ($\eta = 0,30$), позволило значительно снизить указанные погрешности. Радиотелескоп сопровождал точку IV контакта. Для того, чтобы учсть возможные отклонения электрической оси радиотелескопа от расчетных координат IV контакта, лимбы угловых координат радиотелескопа кинематографировались. Соответствующие отклонения затем учитывались при обработке записи затмения с точностью 0',2. После наблюдения затмения снималась карта участка вблизи IV контакта, которая в дальнейшем также использовалась при обработке. На рис 1 приведена карта с обозначением IV контакта, а также запись вблизи IV контакта (рис 2).

Обработка заключалась в следующем. Солнце разбивалось на круговые зоны с шириной $\sim 0,03 R_\odot$ (R_\odot — радиус Солнца). В моменты времени, соответствующие контактам Луны с границами этих зон, рас-

считывались координаты IV контакта. На эти моменты снимались координаты оси радиотелескопа по снятым фильмам. Рассчитывалось отклонение

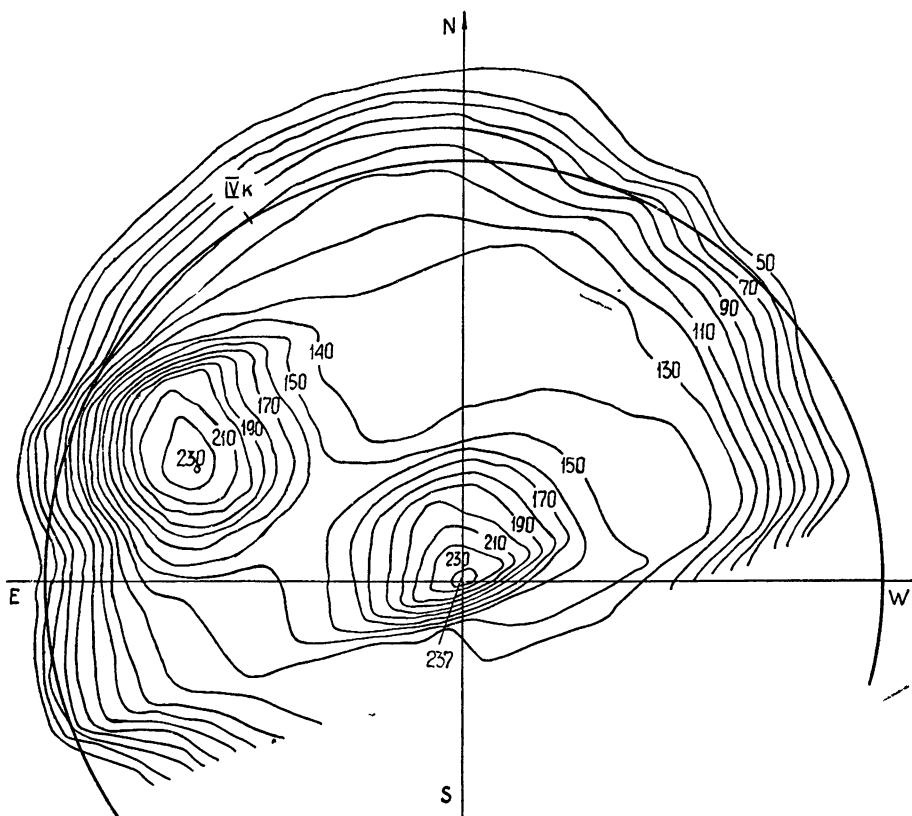


Рис. 1. Часть радиокарты Солнца на волне $\lambda=3$ см в день затмения 25.2.1971 г.

нение, которое затем учитывалось тем, что у соответствующего ядра интегрального уравнения, описывающего диаграмму радиотелескопа, изменялся параметр ее направления. Форма диаграммы принималась гауссовой с шириной по половине мощности $\sim 6'.4$. Особое внимание обращалось на метод решения соответствующего уравнения. Как показали предварительные исследования, наиболее удобным в данном

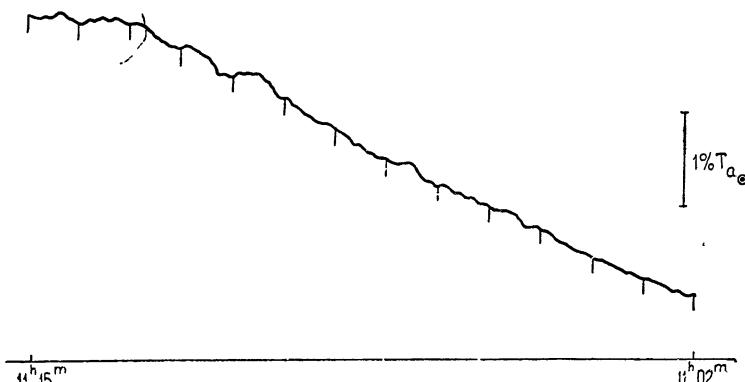


Рис. 2. Копия участка записи вблизи IV контакта.

случае является метод статистической регуляризации, описанный в [18]. Метод статистической регуляризации дает ошибку получаемого распределения радиояркости по флюктуационной ошибке записи затмения. Флюктуационная ошибка принималась равной 3% от сигнала при наведении антенны на область IV контакта.

Результаты вычислений приведены на рис. 3. Видно, что на расстоянии от края диска $\frac{r}{R_{\odot}} \approx 0,93$ существует узкое кольцо потемнения,

аналогичное тому, которое было зафиксировано при наблюдении затмения 9.5.1967 г. Приводимые на рис. 3 погрешности содержат оценку влияния флюктуаций записи и неточности определения нулевого уровня (когда Луна закрывала весь край Солнца). Были сделаны расчеты, оценивающие возможное влияние отклонения радиооси РТ-22 от его оптической оси (соответствующей лимбам РТ-22). Отклонения до 1',5 в различные стороны изменяли распределение радиояркости, оставляя в них, однако, кольцо потемнения.

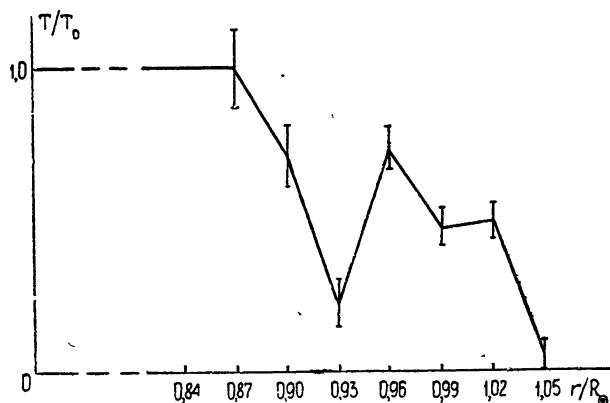


Рис. 3. Распределение радиояркости Солнца на волне $\lambda = 3$ см.

Полученные результаты, вместе с результатами работ [6-8], представляют значительный интерес для теории радиоизлучения «спокойного» Солнца. Интерпретация этих результатов требует существенного уточнения модели нижних слоев атмосферы Солнца и, по-видимому, указывает, что неоднородности типа спикул характерны не только для нижней хромосфера, но и для более высоких слоев, ответственных за радиоизлучение в сантиметровом диапазоне волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Piddington, Proc. Roy. Soc., ser. A, **203**, 417 (1950).
2. J. H. Piddington, Astrophys. J., **134**, 942 (1954).
3. F. J. Shimabukuro, J. M. Stacey, Astrophys. J., **155**, 213 (1968).
4. R. A. Newstead, Sol. Phys., **6**, 56 (1969).
5. P. Kaufman, O. T. Matsuda, P. Marques dos Santos, Astrophys. J., **156**, 43 (1969).
6. А. С. Гребинский, А. П. Молчанов, сб. Радиоизлучение Солнца, вып 1, изд. ЛГУ, Л., 1969.
7. А. С. Гребинский, А. П. Молчанов, А. П. Седов, сб. Радиоизлучение Солнца, вып. 2, изд. ЛГУ, Л., 1973, стр. 83.
8. J. P. Hagen, R. N. Swanson, R. W. Haas, F. L. Wefer, R. W. Vogt, Sol. Phys., **21**, 286 (1971).
9. M. Simon, Sol. Phys., **21**, 297 (1971).
10. R. J. Coates, J. E. Gibson, J. P. Hagen, Astrophys. J., **128**, 406 (1958).

11. R. W. Noyes, J. M. Beckers, F. L. Low, Sol. Phys., 3, 36 (1968).
12. M. Laffineur, Ann. Astrophys., 17, 358 (1954).
13. А. П. Молчанов, Труды V Совещания по космогонии, изд. АН СССР, М., 1958.
14. А. П. Молчанов, Солнечные данные, № 3, 68 (1960).
15. M. Simon, F. J. Shimabukuro, Bull. Astron. Soc., 2, 344 (1970).
16. Г. Б. Гельфрейх, Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, Изв. ГАО, № 184, 1968.
17. L. Alou, J. Arsac, J. G. Steinberg, Compt. Rend., 237 (1953).
18. R. W. Noyes, J. M. Beckers, F. L. Low, A. W. Davidson, Astron. J., 71, 866 (1966).
19. Г. Б. Гельфрейх, А. Н. Коржавин, Солнечные данные, № 11, 102 (1969).

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
27 ноября 1972 г.

УДК 523.164.32

ОБЛАСТИ ПОНИЖЕННОЙ РАДИОЯРКОСТИ НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В 8-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

Г. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов

1. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Для наблюдений использовался 22-метровый радиотелескоп ФИАН СССР РТ-22 с диаграммой направленности шириной $1'8$. Данные об областях пониженной радиояркости получались из анализа радиоизображений Солнца, построенных на основании последовательных «разрезов» с помощью узкой диаграммы направленности. Предлагается строить эти изображения в пространстве сверток $\int_{-\infty}^{\infty} T_{\text{яи}} G d\Omega$, где $T_{\text{яи}}$ — яркостная температура источника (область пониженной радиояркости), G — диаграмма направленности антенны, причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} T_{\text{яи}} G d\Omega = \int_{-\infty}^{\infty} T_{\text{я}} G d\Omega - \int_{-\infty}^{\infty} T_{\text{яо}} G d\Omega.$$

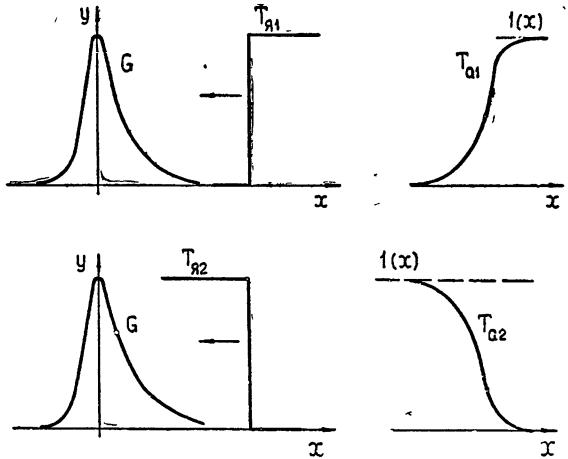


Рис. 1.

Здесь $T_{\text{я}}$ — распределение яркостной температуры по диску Солнца, а $T_{\text{яо}}$ — яркостная температура условного уровня спокойного Солнца, за который принимается некоторое столообразное двумерное распределение. Для центрального разреза задача является плоской и условный уровень радиояркости состоит из двух «скакков», положительного $T_{\text{я1}}$ и отрицательного $T_{\text{я2}}$. Для диаграммы антены на волне 8 м μ в первом приближении можно пренебречь кривизной края Солнца. Тогда

нормированная антенная температура в случае, когда край Солнца «выходит» из диаграммы, выражается формулой

$$T_a \Big|_{x > \frac{x_0}{2}} (x) = T_{a2}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(y-x) T_{a1}(y) dy = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} G(y-x) T_{a1}(y) dy = \\ = 1 - T_{a1}(x - x_0) = 1 - T_a \Big|_{x < \frac{x_0}{2}} (x - x_0),$$

где T_{a1} — антенная температура, когда край Солнца «находит» на диаграмму (рис. 1), а x_0 — ширина столообразного одномерного распределения T_{a1} . Края записи разреза Солнца являются взаимно «перевернутыми» относительно оси абсцисс (участки записи *абв* и *гдe* на рис. 2).

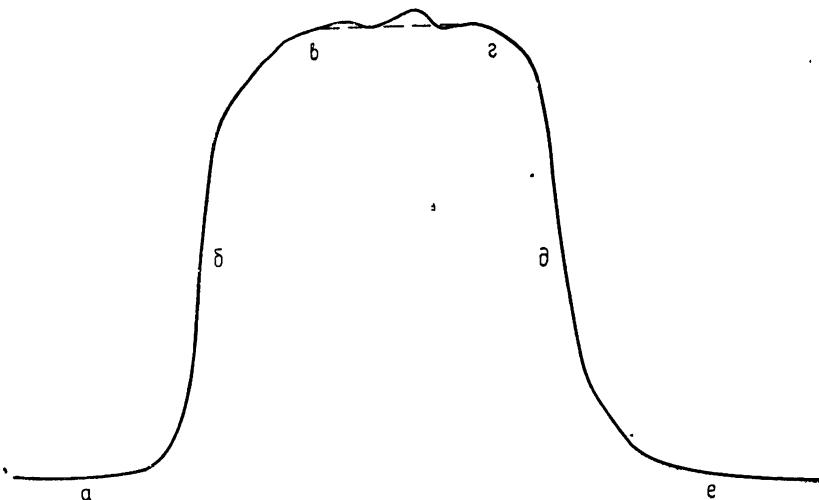


Рис. 2.

При нецентральном разрезе и несимметричной диаграмме необходимо иметь два скана, симметричных относительно центра Солнца. Таким образом, для РТ-22 на волне 8 мкм оказывается возможным использовать начальные и конечные участки записи разреза для восстановления уровня спокойного Солнца в пространстве сверток. Относительная ошибка такого восстановления определяется формулой

$$\delta T_{a2}(x) = \frac{\Delta T_{a1}(x - x_0)}{T_{a2}(x)} = \frac{\Delta T_{a1}(x - x_0)}{1 - T_{a1}(x - x_0)} = \delta T_{a1}(x - x_0) \frac{T_{a1}(x - x_0)}{1 - T_{a1}(x - x_0)}.$$

Здесь $\Delta T_{a1}(x - x_0)$ — абсолютная погрешность на записи, связанная с наличием локальных радиоисточников, а $\Delta T_{a2}(x)$ — то же для восстанавливаемого уровня. Видим, что при восстановлении участка «высокой» T_{a2} по «низкой» T_{a1} относительная погрешность уменьшается. С удалением диаграммы направленности антенны от края Солнца величина $\Delta T_{a1}(x - x_0)$ уменьшается быстрее, чем $T_{a1}(x - x_0)$. Для восстановления $T_{a2}(x)$ следует использовать область малых значений $T_{a1}(x - x_0)$, тогда относительная погрешность $\delta T_{a2}(x)$ стремится к нулю.

2. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Области пониженной радиояркости обычно располагаются над темными волокнами, которые видны на диске Солнца в линии H_{α} (рис. 3).

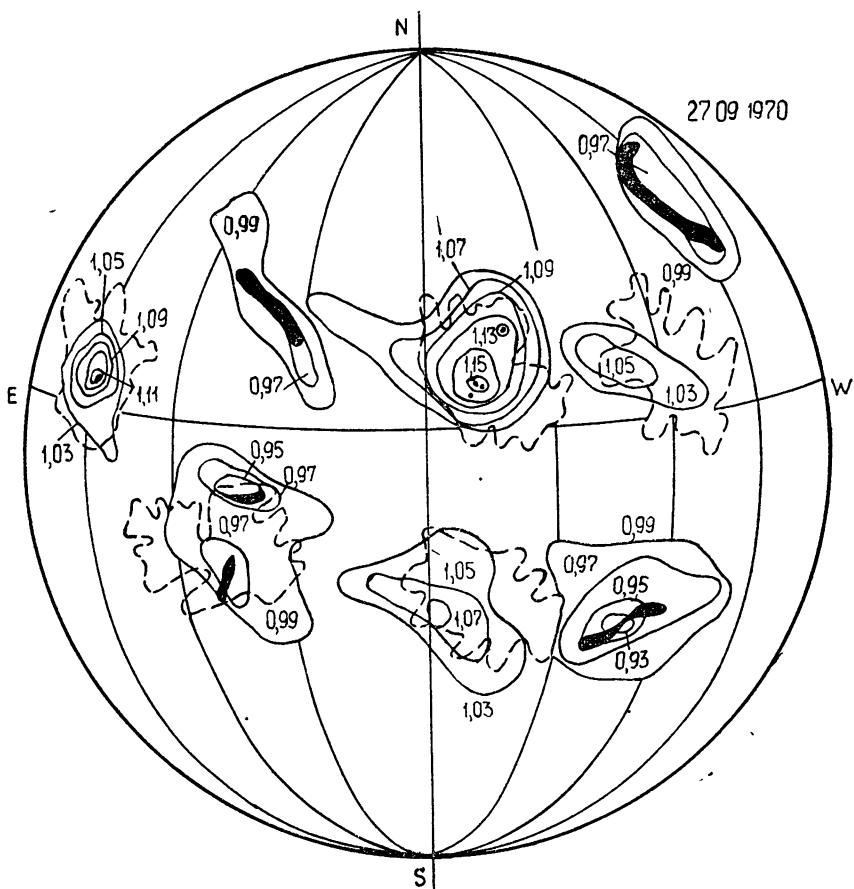


Рис. 3.

Было отмечено появление такой области за сутки до появления соответствующего волокна. Область пониженной радиояркости может располагаться над активной областью (над пятном), обусловливая «пропал» яркостной температуры радиоисточника. Развитие волокон и соответствующих областей может быть прослежено в течение всего их движения по диску Солнца [1].

Сопоставление наших данных с данными, опубликованными ранее [2], позволяет построить спектр отрицательных приращений яркостных температур для «усредненной» области на волнах длиной 2, 4, 6, 8 [2] и 8,5 мм [1] (рис. 4). В районе 8 мм наблюдается максимум спектра. Ход яркостной температуры области коррелирует со спектром спокойного Солнца в миллиметровом диапазоне радиоволн [3].

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность руководству Радиоастрономической станции ФИАН за предоставленную возможность наблюдений.

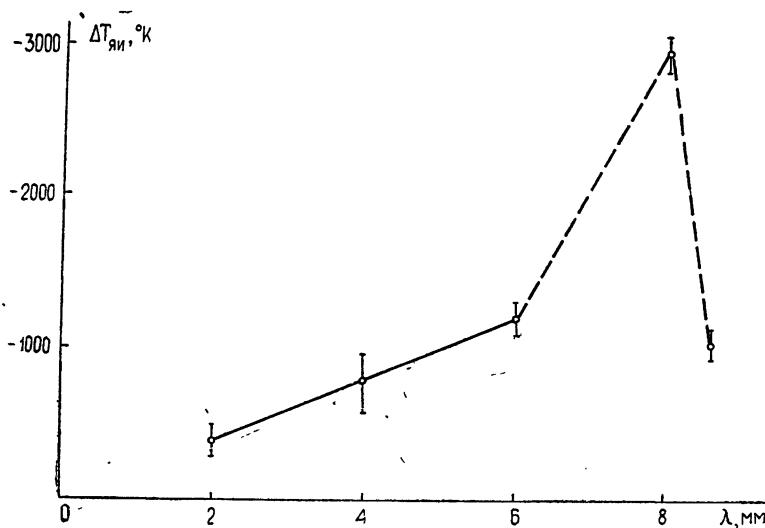


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов, Солнечные данные, № 9 (1972).
2. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, Ю. В. Лебский, И. Г. Моисеев, А. И. Намов, Изв. КрАО, 10, 4 (1972).
3. А. Г. Кисляков, УФН, 101, 4 (1970).

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164.32

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СУММАРНОГО ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ СОЛНЦА¹

C. A. Андрианов, Л. В. Яснов

Несколько ранее [1] нами были выявлены некоторые периодические составляющие в полном потоке радиоизлучения Солнца с периодами от 10 до 200 суток. Имелось также указания на наличие более низкочастотных компонент. Успешное применение детерминированной составляющей полного потока, представленной в виде суммы квазипериодических функций, для прогноза изменений потока на 1 день [2] и трудности с более долгосрочным прогнозом сделали необходимым детальное исследование параметров квазипериодических компонент, их поведения на протяжении цикла.

Как известно, с математической точки зрения поток радиоизлучения Солнца (*s*-компоненты) является нестационарным процессом, и только на больших промежутках времени его можно считать квазистационарным [3]. Статистический прогноз на основе экстраполяции случайного процесса [4] не дал хороших результатов, что связано, очевидно, с нестационарностью процесса. Можно предположить, что в результате исключения детерминированной компоненты процесс будет более стационарным, и это даст возможность более эффективно прогнозировать изменение потока.

Для изучения поведения параметров квазипериодических компонент внутри цикла в качестве исходных данных были выбраны среднесуточные измерения полного потока радиоизлучения Солнца на частоте 2800 *MГц*, производимые станцией Ottawa (Канада) и публикуемые в [5, 6]. Данные из [5] приводились к 1 *a. e.* Всего было использовано 5663 значения, полученные в течение 15,5 лет—с июля 1955 г. по декабрь 1970 г.

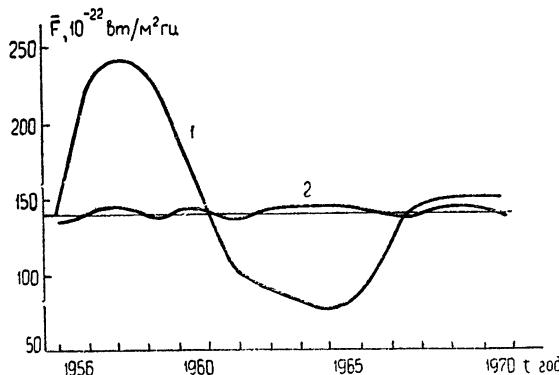


Рис. 1. Изменение среднегодового потока:
1—полный поток; 2—поток после исключения тренда.

В работе использован метод корреляционно-спектрального анализа с весовой функцией Тьюки [7]. Для определения параметров применялся последовательный съем наиболее мощной компоненты в спектре. Максимум спектра аппроксимировался параболой, и по ее вершине находилось уточненное значение квазипериода, затем по способу наименьших квадратов находились амплитуды и фазы. Эта квазипериодическая компонента вычиталась из потока, опять строился спектр и т. д.

С целью исключения тренда в потоке и получения большей стационарности поток за все 15,5 лет аппроксимировался сверхнизкочастотными квазипериодическими компонентами. Амплитуда и фаза находились по способу наименьших квадратов, а период подбирался по наилучшему уменьшению дисперсии. Таким образом было получено 6 квазипериодических компонент, которые были исключены из потока. Результат этого хорошо иллюстрируется рис. 1. Здесь прямая линия — среднее значение потока за 15,5 лет, кривая 1 — среднегодовой поток, кривая 2 — среднегодовой поток после исключения тренда. Среднегодовая дисперсия после исключения тренда (рис. 2, кривая 1) практически не изменилась, но дисперсия за 15,5 лет уменьшилась до 14,5% — с 3290 до 478.

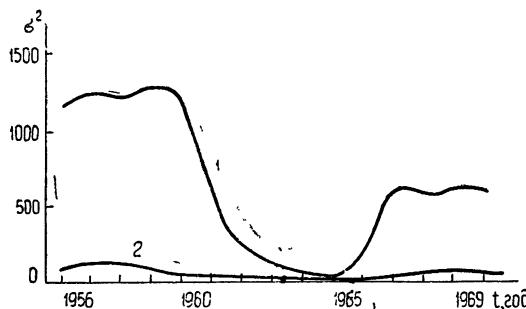


Рис. 2. Изменение среднегодовой дисперсии:
1—полный поток; 2—случайная компонента.

Для изучения поведения параметров квазипериодических компонент в течение цикла были использованы четыре коротких интервала, которые сдвигались по полному ряду 15,5 лет. Первый интервал — 4 года со сдвигом 1 год, второй — 2 года со сдвигом 1,5 года, третий — 1 год, четвертый — 0,5 года со сдвигом 0,5 года. Разные интервалы были выбраны из двух соображений: во-первых, для достоверного выделения квазипериодических компонент в спектре необходимо брать возможно более длительный интервал, во-вторых, вследствие изменений параметров компонент во времени необходимо использовать короткий интервал, на котором можно считать эти параметры постоянными. На каждом интервале вычислялись компоненты с квазипериодами от 0,2 до 0,1 длины интервала, а при переходе к следующему, более короткому интервалу, известные из предыдущих вычислений квазипериодические компоненты вычитались, и поэтому они не мешали исследованию более короткопериодических компонент. Достоверность квазипериодических компонент оценивалась, во-первых, по появлению их в нескольких спектрах при сдвиге интервала (существование в трехмерном спектре), а во-вторых, по превышению над двойным уровнем шума в спектре.

Всего по всем интервалам было получено 42 квазипериодических компоненты. Остаток после исключения их из потока можно считать стационарным на интервале более 1 года: среднегодовое значение постоянно, а дисперсия меняется незначительно и в среднем составляет $38 \cdot (10^{-22} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц})^2$ (рис. 2, кривая 2).

График изменения квазипериодов наиболее мощных компонент приведен на рис. 3. По оси абсцисс отложено время—с 1955 до 1970 год, по оси ординат в логарифмическом масштабе отложены: слева—безразмерная частота, приведенная для удобства к одной длине интервала $m = 500$ сут,

$$f = \frac{2m}{T} = \frac{1000}{T},$$

справа — квазипериод T .

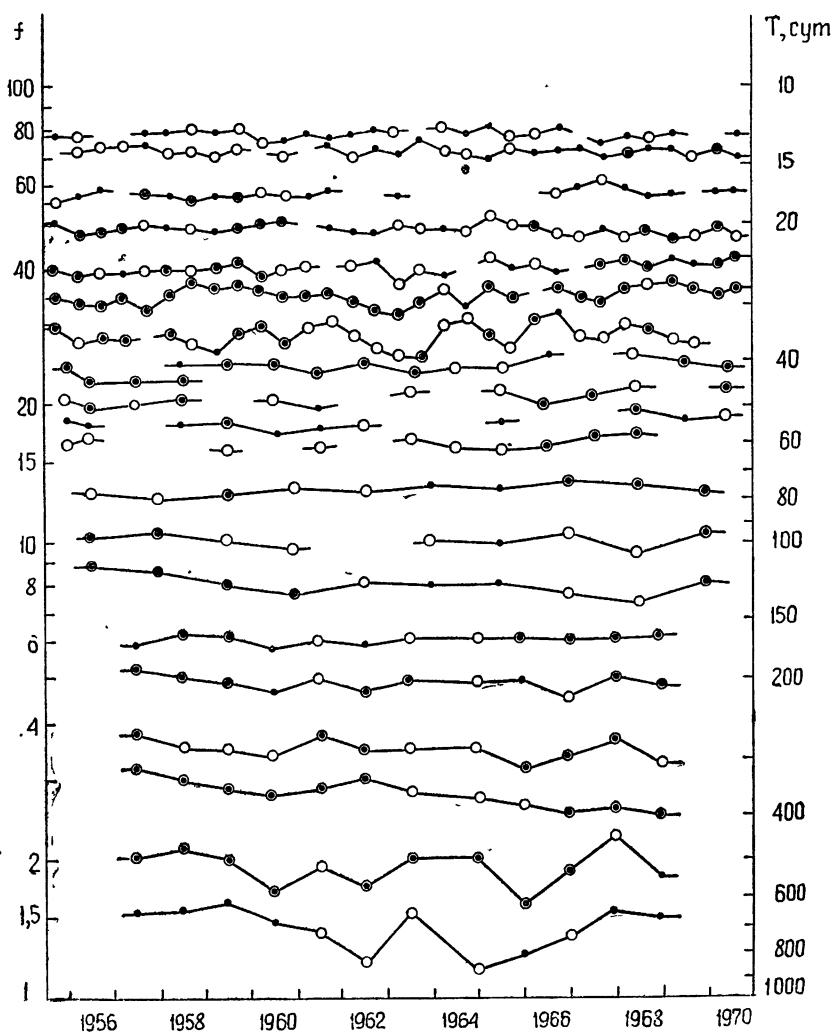


Рис. 3. Изменения квазипериодов за 15,5 лет.

По вертикали отложены с правой стороны—квазипериоды T , в сутках, с левой—приведенная безразмерная частота $f = 1000/T$.

На этом же графике условно изображена мощность компонент: двойной кружок — превышение над уровнем шума в 3 и более раз, простой кружок — около двух раз и точка — порядка уровня шума. Из графика видно, что большинство квазипериодических компонент существуют на протяжении всего 11-летнего цикла солнечной активности.

Усредненные по времени частоты и соответствующие им значения

периодов приведены в табл. 1. Подчеркнуты наиболее мощные компоненты. Если рассмотреть таблицу средних частот, то среди них можно выявить гармонический ряд с первой гармоникой $f = 1,4$ ($T = 714$ сут), в котором до 20-го номера присутствуют, главным образом, четные гармоники, а после—нечетные. В последней колонке табл. 1 указаны номера гармоник, с частотами которых приблизительно совпадают найденные средние значения частот.

Таблица 1

Интервал	№	f	\bar{T} , сут (лет)	№ гарм.	Интервал	№	f	T , сут	№ гарм.
15,5 лет	1	0,19	5202 (14,3)		1 год	22	14,0	71,5	10
	2	0,21	4737 (13,0)			23	16,8	59,5	12
	3	0,35	2870 (7,9)			24	19,0	53,0	14
	4	0,51	1859 (5,1)			25	20,5	49,0	15
	5	0,82	1228 (3,4)			26	22,4	44,5	16
	6	1,06	942 (2,6)			27	24,4	41,0	
4 года	7	0,73	1363(377)		0,5 года	28	28,6	35,0	20
	8	1,40	714(1,96)			29	<u>35,0</u>	<u>28,6</u>	25
	9	1,97	507(1,39)			30	<u>40,6</u>	<u>24,6</u>	29
	10	2,66	377(1,03)			31	46,2	21,0	33
	11	2,80	358(0,98)	2		32	49,8	20,0	
	12	3,54	283(0,77)			33	54,3	18,4	39
	13	4,22	238(0,65)	3		34	58,8	17,0	42
	14	5,02	199(0,55)			35	63,0	15,9	45
	15	5,64	178(0,49)	4		36	69,4	14,4	50
	16	6,14	163(0,45)			37	73,5	13,6	
	17	6,74	148(0,41)			38	80	12,5	57
2 года	18	8,4	119	6		39	85	11,8	
	19	9,8	102	7		40	92	10,9	
	20	11,2	89	8		41	98	10,2	
	21	13,0	77			42	110	9,1	

От физической интерпретации полученных данных мы пока воздерживаемся. Можно лишь указать на то, что частоты № 1, 2, 3 и 8 гармоник достаточно хорошо совпадают с безразмерными частотами обращения четырех малых планет вокруг Солнца: Марс— $f = 1,46$, Земля— $f = 2,74$, Венера— $f = 4,44$, Меркурий— $f = 11,4$. В гармонический ряд входит также компонента со средним периодом 28,6 суток, отражающая среднюю величину периода вращения Солнца (25-я гармоника).

Кроме того, существует совпадение некоторых квазипериодов с полученными в работе Кандауровой [8]—аналогичная работа, выполненная по оптическим характеристикам—среднемесячным числам Вольфа и по усредненным площадям пятен за один оборот Солнца. Там, в частности, были получены следующие квазипериоды (усредненные по нескольким циклам), совпадающие с найденными в настоящей работе: 5,5 лет, 3,7 года, 1,9 лет, 1,4, 1,05, 0,78, 0,64, 0,41 года. Следует заметить, что эти значения квазипериодов, кроме величины 0,64 года, не входят в гармонический ряд.

В заключение можно выразить надежду, что высокая достоверность полученных квазипериодических компонент и хорошая стационарность случайной компоненты дадут возможность выполнить прогноз изменений потока на достаточно длительный срок.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Б. Васильев, В. Л. Мясников, Л. В. Яснов, Солнечные данные, № 3, 67 (1971).
2. С. А. Андрианов, В. Л. Мясников, Л. В. Яснов, сб. Радиоизлучение Солнца, вып. 2, ЛГУ, 1973, стр. 120.
3. В. М. Вяткина, сб. Радиоизлучение Солнца, вып. 1, ЛГУ, 1969, стр. 16.
4. В. М. Вяткина, сб. Радиоизлучение Солнца, вып. 1, ЛГУ, 1969, стр. 54.
5. Quarterly Bulletin of Solar Activity, Zürich, 1955—1964.
6. Solar-Geophysical Data, ESSA Laboratories, USA Department of Commerce, 1964—1971.
7. Г. Дженкинс, Д. Ваттс, Спектральный анализ и его приложения, вып. 1 и 2, изд. Мир, М., 1971—1972.
8. К. А. Кандарова, Солнечные данные, № 5, 107 (1971).

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
27 ноября 1972 г.

УДК 523.164.32

**СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩЕЙСЯ КОМПОНЕНТЫ
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 9 см**

Ш. Б. Ахмедов

Наблюдения с высоким разрешением в сантиметровом диапазоне [1–5] показывают, что локальные источники (л. и.) медленно меняющейся (*s*-) компоненты радиоизлучения Солнца имеют размеры от 1' до 3', а иногда и до 5'. Исследование размеров 10 л. и. [6] показало, что в диапазоне от 3 до 10,7 см размеры мощных л. и. практически не зависят от длины волны и возрастают только на волне 21 см. Работы, выполненные во время затмения 20 мая 1966 г. [7], привели к заключению, что размеры развивающихся л. и. в сантиметровом диапазоне имеют заметный рост с длиной волны. Кроме того, получена тонкая структура для отдельных л. и., из которой следует, что л. и. в диапазоне 0,8–10 см имеют яркие области над каждым отдельным ядром. Между ядрами распределение яркости не падает до нуля. В работах [8–10], выполненных во время затмения, показывается, что распределение яркости и размеры л. и. меняются при переходе от 3 до 10 см.

Для 12 ярких л. и. около центрального меридиана из наблюдений на волне 9,1 см с разрешением 2',3 было найдено, что средний размер л. и. составляет около 3',5, причем размеры меняются от 2',5 до 5',0 [5]. На волне 4,4 см выполнено статистическое исследование [11] размеров л. и. периода сравнительно низкой активности Солнца, где показано, что размеры л. и., связанных с униполярными группами пятен, в 2,2 раза больше, чем размеры л. и., связанных с биполярными пятнами. Работа, выполненная на той же волне, но на большом материале и в период высокой активности Солнца, показала отсутствие этого различия размеров л. и. [12].

Статистическое исследование яркостных температур л. и. на волне 9,1 см [5] по наблюдениям на Стенфордском кресте показало, что яркостные температуры для 28 л. и. вблизи центрального меридиана меняются в очень широких пределах от 2,5 до $12,5 \cdot 10^5$ К. Максимум распределения приходится на значение яркостной температуры $4,5 \cdot 10^5$ К. Там же приведены случаи изменения размеров и яркостных температур л. и. от центра к краю солнечного диска для случаев больших площадей (порядка 1000 м. д. п. и больше). Показано, что для некоторых л. и., связанных с крупными группами пятен, размеры и яркостные температуры уменьшаются от центра к краю солнечного диска [4, 5]. Степень поляризации л. и. по данным [2, 6, 8, 9] уменьшается с увеличением длины волны. Максимальное значение степени поляризации наблюдается на волне 3 см (30%) и около 10% на волне 10 см. В работе [13] показано, что на волне 4,4 см степень поляризации достигает 40%. Наиболее частое значение степени поляризации на этой волне находится между 5 и 10%.

Из перечисленных работ следует, что для области 10 см отсутствует

полное статистическое исследование характеристик (размеров, яркостных температур и степени поляризации) л. и., которые необходимы для представления свойств средних параметров л. и. радиоизлучения Солнца.

Цель настоящей работы—статистическое исследование размеров, яркостных температур и степени поляризации л. и. s -компоненты радиоизлучения Солнца на волне 9 см по наблюдениям с высоким разрешением.

Наблюдательный материал получен автором на Большом пулковском радиотелескопе (БПР) на волне 9 см.

Размеры и яркостные температуры л. и. исследуются на основе наблюдательного материала, полученного в период сравнительно низкой активности Солнца с мая 1966 г. по июнь 1967 г., в течение которого получено около 200 записей. Наблюдательный материал, относящийся к исследованию поляризованного излучения л. и. s -компоненты радиоизлучения Солнца, получен в период июнь—октябрь 1970 г., в течение которого получено 76 пар записей в каналах интенсивности и поляризации. Регистрация поляризованного радиоизлучения Солнца на БПР на волне 9 см производилась методом, предложенным в [14], и описана в [15].

Полуширина диаграммы направленности в направлении восток—запад на волне 9 см меняется от 3',0 в зимние месяцы до 2',7 в летние месяцы в зависимости от склонения Солнца. Исследование размеров отдельных л. и. показало, что л. и., находящиеся на разных расстояниях от центрального сечения диаграммы направленности, не дают заметного отличия. Поэтому не даются поправки размеров л. и., находящихся на разных расстояниях от центрального сечения диаграммы направленности, и считается, что для этих расстояний диаграмма направленности не меняется.

Размеры л. и. определялись по известной формуле (в предположении о гауссовом распределении радиояркости по л. и.)

$$B_n = \sqrt{B^2 - \varphi^2},$$

где B_n —размер источника, B —размер источника на записи на уровне по половине мощности, φ —полуширина диаграммы направленности БПР. Средняя ошибка определения размеров л. и. около 0',5.

Эффективные яркостные температуры л. и. вычисляются в предположении о круговой симметрии формы л. и. Полученные значения эффективных яркостных температур являются нижним пределом. Из двумерных изображений [5] на волне 9,1 см видно, что л. и. имеют форму, повторяющую форму соответствующих групп пятен. Для исследуемого периода плотность потока «спокойного» Солнца принималась равной $72 \cdot 10^{-22} \text{ вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$ [16]. Группы пятен разделялись на униполярные и биполярные. В униполярные группы входили пятна классов A , H и I , а в биполярные— B , C , D , E , F и G . Данные о классах групп пятен брались из [17]. Площади групп пятен S_p (в м. д. п.-миллионных долях полусфера) брались из бюллетеня «Солнечные данные» [18]. В исследовании размеров и яркостных температур количество л. и. превышало 350, т. е. число исследованных групп пятен было около 50. В исследовании поляризованного излучения л. и. использовались данные о степени поляризации за три дня до и столько же после инверсии знака поляризации для тех л. и., у которых наблюдается смена знака поляризованного излучения. Число отождествленных л. и. в поляризованном излучении оказалось в этом случае 180.

Размеры локальных источников. На рис. 1 показаны распределения размеров л. и. в зависимости от классов соответствующих им групп пятен. Распределение размеров л. и. униполярных пятен (A , H , I) не от-

личается от распределения размеров л. и. биполярных групп пятен (B, C, D, E, F и G). При переходе к распределениям л. и., связанных с отдельными классами пятен, уже вырисовывается ясная картина: разброс размеров л. и. в зависимости от стадии развития групп пятен меняется. Если для л. и., связанных с ранними стадиями развития групп пятен (классы A и B), наблюдается большой относительный разброс и неотчетливый максимум, то при переходе к более развитым л. и. обнаружаются компактные распределения, а для л. и. групп пятен классов C, D, E и F имеются резкие нижние границы размеров. Несмотря на это, измеренные средние размеры л. и. в зависимости от классов соответствующих им групп пятен не различаются сильно, они лежат в пределах $2'8 \div 3'4$. В таблице показаны средние размеры $B_{\text{н}}$ всех л. и., связанных с униполярными и биполярными группами пятен и с отдельными классами. В следующих столбцах показаны среднеквадратичное отклонение размеров σ_B , средние яркостные температуры T_b , среднеквадратичное отклонение яркостных температур σ_{T_b} и, наконец, число л. и. в каждом случае.

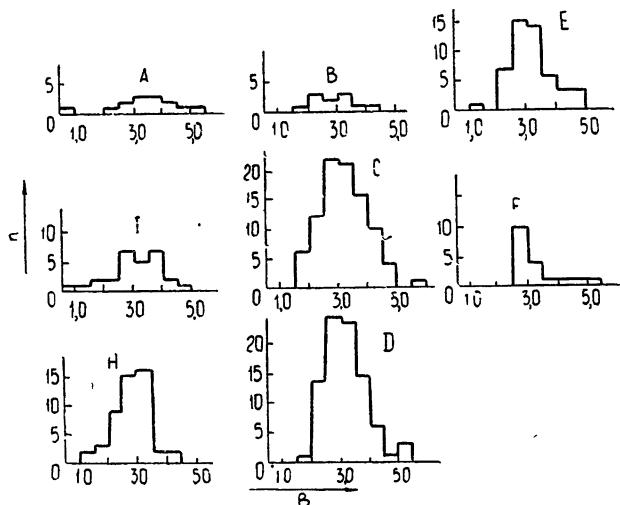


Рис. 1.

Таблица

	$B_{\text{н}}$	σ_B	$T_b (10^8 \text{ K})$	$\sigma_{T_b} (10^8 \text{ K})$	N
$0 < \frac{r}{R_\odot} < 1,0$	3',1	$\pm 0',8$	4,3	$\pm 3,9$	365
$\frac{r}{R_\odot} < 0,7$	—	—	5,6	$\pm 4,1$	197
Униполярные пятна	3',0	$\pm 0',8$	4,1	$\pm 2,8$	91
Биполярные пятна	3',2	$\pm 0',8$	4,6	$\pm 4,0$	274
A	3',4	$\pm 1',1$	1,3	$\pm 0,7$	14
B	2',8	$\pm 0',8$	2,0	$\pm 2,0$	11
C	3',1	$\pm 0',8$	3,1	$\pm 2,4$	97
D	3',2	$\pm 0',6$	3,9	$\pm 2,8$	89
E	3',2	$\pm 0',7$	5,7	$\pm 3,1$	54
F	3',3	$\pm 0',8$	12,6	$\pm 3,4$	16
G	3',4	$\pm 0',6$	3,4	$\pm 1,0$	7
H	2',8	$\pm 0',6$	5,4	$\pm 2,8$	49
I	3',0	$\pm 1',0$	2,5	$\pm 1,8$	28

При исследовании размеров л. и. в зависимости от положения на диске Солнца оказалось, что для л. и., связанных с группами пятен с площадями $S_p < 700 \div 800$ м. д. п., с точностью ошибок измерения нет различия размеров в центре и на краю диска Солнца, причем значения размеров лежат в пределах $2 \div 3'$. Для л. и., связанных с группами пятен $S_p \geq 700 \div 800$ м. д. п. (например, для групп пятен № 40, 65, 101 1967 г.), обнаружено изменение размеров при движении л. и. от центра к краю диска Солнца, причем размеры этих л. и. на краю диска вдвое или втрое меньше, чем размеры л. и. в центре диска. Эта зависимость размеров л. и. от положения на диске Солнца относится к л. и., связанным с крупными группами, протяженность которых превышает $3'$. С увеличением размеров групп пятен размеры соответствующих им л. и. приближаются к протяженности групп пятен.

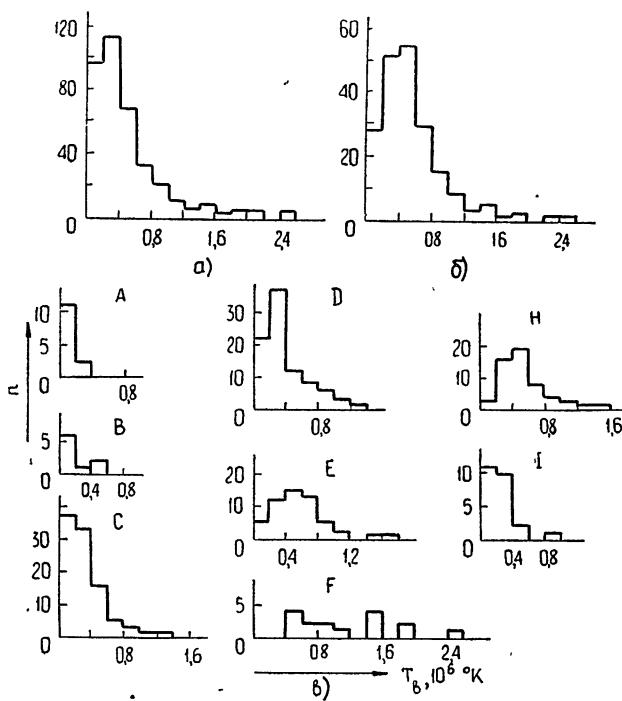


Рис. 2.

Эффективные яркостные температуры. На рис. 2 а показано распределение эффективных яркостных температур T_b л. и., наблюдаемых на всем диске Солнца. Бросается в глаза широкий диапазон изменений T_b , максимальное значение которой соответствует $2,5 \cdot 10^6$ К. Средняя эффективная яркостная температура в этом случае $4,3 \cdot 10^5$ К меньше, чем полученная в [5] ($T_b = 5,3 \cdot 10^5$ К) для областей вблизи центрального меридиана. Такое отличие средних яркостных температур объясняется направленностью яркостных температур. Для проверки существования направленности яркостных температур была построена гистограмма для л. и., наблюдаемых в зоне $r < 0,7 R_\odot$. Выбор такой зоны заключался в том, что если имеется косинусная направленность T_b , то на краю этой зоны T_b уменьшится на 30 %. За счет такого изменения максимум распределения сдвигается на более высокие значения T_b . Среднее значение для этого случая $T_b = 5,6 \cdot 10^5$ К (рис. 2 б). На рис. 2 в показаны распределения яркостных температур л. и. в зависи-

мости от классов соответствующих им групп пятен. Из этих распределений видно монотонное смещение максимума T_b от класса A до классов E и F, а затем обратное смещение до классов H и I. Примечательным фактом является то, что при переходе к л. и., связанным с развитыми группами пятен, смещаются и предельные наблюдаемые значения T_b от $4.0 \cdot 10^6$ до $2.5 \cdot 10^6$ К. Средние значения T_b л. и. в зависимости от классов и их среднеквадратичные отклонения приведены в таблице. Полученные значения средних яркостных температур в зависимости

от классов соответствующих им групп пятен приведены на рис. 3 (светлые кружки—9 см, темные—4,4 см). Для сравнения сюда же включены средние значения T_b по классам групп пятен, полученные на волне 4,4 см в период 1965—70 гг. [12]. Из этого рисунка видно, что ход T_b л. и. в зависимости от классов соответствующих им групп пятен на обеих волнах имеет одинаковый характер с систематическим превышением на волне 9 см. На обеих волнах обнаруживается провал яркостной температуры л. и. класса G.

Поляризованное излучение локальных источников. На рис. 4 а приведена зависимость степени поляризации излучения л. и. от площади соответствующих им групп пятен. Из этой зависимости видно, что для малых площадей обнаруживаются сильные степени поляризации л. и.,

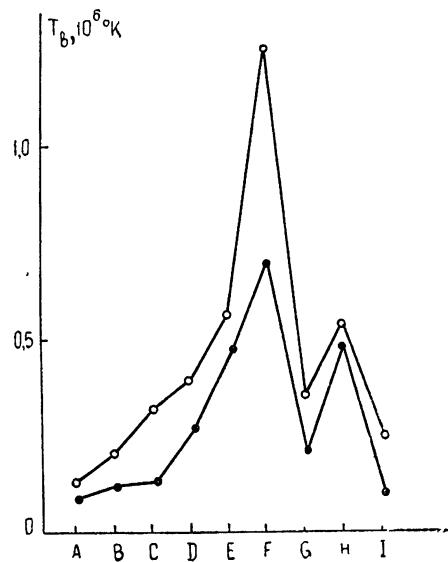


Рис. 3.

достигающие 22%. Характерным для этой зависимости является то, что для л. и. определенных площадей имеются свои предельные значения степени поляризации. Эти предельные значения степени поляризации уменьшаются с увеличением площади, т. е. с увеличением мощности излучения л. и.

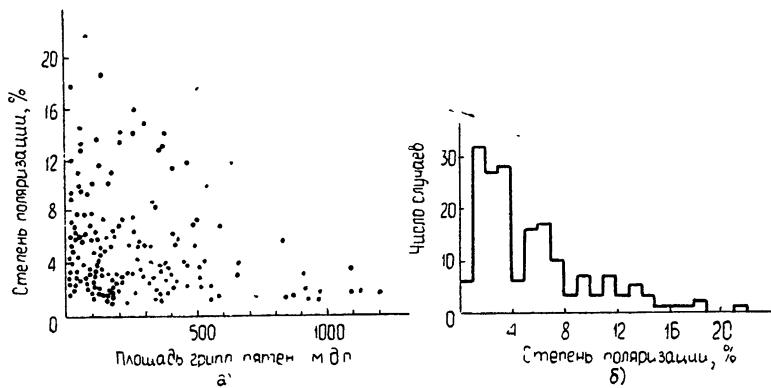


Рис. 4.

На рис. 4 б показано распределение степени поляризации на волне 9 см. Средняя наблюдаемая степень поляризации $p = 5,5\%$. Из распределения видно, что в 76% наблюдаемых случаев значение степени поляризации

ризации находится в пределах от 1 до 8%. Знаки поляризованного излучения л. и. соответствовали знаку необыкновенной волны, определяемому по полярности магнитного поля головного пятна в восточном полуширии и хвостового пятна в западном полуширии Солнца.

Таким образом, из статистического исследования характеристики л. и. радиоизлучения Солнца на волне 9 см получены следующие результаты.

1. Не обнаружено различий в размерах л. и., связанных с отдельными классами групп пятен. Средние размеры л. и. около 3'.

2. Обнаружено уменьшение размеров л. и., связанных с группами пятен с площадями $S_p \geq 700 \div 800$ м. д. п. при движении л. и. от центра к краю диска Солнца.

3. Обнаружено увеличение средней яркостной температуры с $4,3 \cdot 10^5$ до $5,6 \cdot 10^5$ К при сужении исследуемой зоны на диске Солнца (при переходе от всего диска к центральной зоне с радиусом $r \leq 0,7 R_{\odot}$)

4. Имеется зависимость яркостной температуры л. и. от классов соответствующих им групп пятен. Средние яркостные температуры л. и. увеличиваются от класса A к классу F, достигая максимального значения, а затем падают. Из этой последовательности выпадает средняя яркостная температура л. и., связанных с группами пятен класса G. Во всех случаях дисперсия яркостных температур значительная.

5. С увеличением площади групп пятен уменьшается средняя и максимальная степень поляризации связанных с ними л. и. Максимальная степень поляризации падает от 22% (для $S_p \approx 100$ м. д. п.) до $1,5 \div 2\%$ (для $S_p \approx 1000$ м. д. п.).

6. Средняя степень поляризации л. и. на волне 9 см составляет 5,5%.

В заключение приведем возможные объяснения некоторых из найденных нами закономерностей. Отсутствие зависимости размеров л. и. от классов соответствующих им групп пятен можно понять, если считать, что в случае малых площадей пятен регистрируются две компоненты: одна — с ярким л. и., размер которого сравним с размером пятна, другая — более широкая область (ореол) — размером около 5' и больше. По мере увеличения площади пятна вес яркой области увеличивается и полученные размеры приближаются к истинным размерам. Такое же объяснение применимо и для зависимости яркостных температур л. и. от классов соответствующих им групп пятен. Выпадение средней яркостной температуры л. и., связанных с классом G, легко объясняется тем, что пятна этого класса обладают ярко выраженной биполярной структурой и состоят из двух ядер при отсутствии мелких пятен и пор между ядрами. Угловой размер групп пятен классов E и G одинаков, но класс E имеет мелкие пятна и поры между основными ядрами. Яркостные температуры л. и. ядер группы пятен класса G усредняются в пределах размера группы, что приводит к уменьшению яркостной температуры всего л. и.

Наблюдение высоких максимальных степеней поляризации л. и. при уменьшении площади соответствующих групп пятен легко объясняется магнитотормозным механизмом [19]. В случае малых площадей групп пятен наблюдаются сравнительно слабые магнитные поля ($1000 \div 1500$ э) [20], и это приводит к опусканию гирорезонансных уровней из короны в области больших градиентов температуры, что является причиной увеличения разности температур между необыкновенной и обычной волнами.

Выражую благодарность Г. Б. Гельфрейху за обсуждение и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Ихсанова, Изв ГАО, 21, № 164, 62 (1960).
2. Н. Танака, Т. Какинима, Proc. Res. Inst. Atmos., 7, 79 (1960).
3. Р. М. Кунду, Ann. d' Astrophys., 22, 1 (1959).
4. А. Е. Covington, G. A. Harvey, H. W. Dodson, Astrophys. J., 185, 531 (1962).
5. G. Swarup, Sci. Rep. № 13, Stanford electronic laboratory, Stanford Univ. Press, 1961.
6. G. Swarup, T. Kakimoto et al., Astrophys. J., 137, 38 (1963).
7. Радиоастрономические наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г., изд. Наука, М., 1972.
8. М. М. Кобрин и др., Сб. докладов сессии Научного совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия», ИЗМИРАН, октябрь 1970, М., 1972, стр. 164.
9. Ю. Ф. Юровский, Сб. докладов сессии Научного совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия», ИЗМИРАН, октябрь 1970, М., 1972, стр. 153.
10. R. M. Straka, Sol. Phys., 21, 469 (1971).
11. А. Н. Коржавин, Н. Г. Петерова, Астрон. ж., 45, 36 (1968).
12. Н. Г. Петерова, Астрофизические исследования, Изв САО, № 6 (1973).
13. Г. Б. Гельфрейх, Н. Г. Петерова, Астрон. ж., 47, 689 (1970).
14. Н. А. Есепкина, В. Ю. Петрунькин и др., Радиотехника и электроника, 14 № 10, 1870 (1969).
15. Ш. Б. Ахмедов, А. В. Темирова, Солнечные данные, № 6, 110 (1972).
16. Ш. Б. Ахмедов, Солнечные данные, № 2, 76 (1968).
17. Maps of Sun Fraunhofer Inst., May 1966—June 1967.
18. Солнечные данные, № 6—10 (1970).
19. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
20. Н. В. Стешенко, Изв. КрАО, 37, 21 (1967).

Ленинградский филиал Специальной
астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
14 декабря 1972 г.

УДК 523.164.32

СПЕКТР РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА И ЕГО СВЯЗЬ С ЦИКЛОМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Г. Ф. Елисеев, Л. Ф. Лазарева

В работах [1, 2] было показано, что спектр B -компоненты меняется с циклом солнечной активности: в максимуме значение потоков F_{\max} на всех рассматриваемых частотах $9400 \div 300$ Мгц выше, чем в минимуме F_{\min} . Отношение F_{\max}/F_{\min} максимально на частоте 1000 Мгц и близко к единице на частотах около 9400 и 300 Мгц. Базу [1] был сделан вывод, что с циклом солнечной активности изменяются свойства только той части солнечной атмосферы, которая расположена между эффективными высотами излучения для частот 10^4 и 300 Мгц.

С другой стороны, интерферометрические измерения радиоизлучения Солнца, проведенные на частоте 169 Мгц [3], показывают существенное изменение радиодиаметра Солнца с циклом солнечной активности. Плотность потока также уменьшилась примерно в два раза, что противоречит результатам, полученным в [1].

Поэтому мы решили провести дополнительное исследование связи спектра радиоизлучения Солнца с циклом солнечной активности.

Экспериментальным материалом служили данные для частот 200, 208, 234, 600, 1000, 2800 и 9400 Мгц, опубликованные в [4, 5], а также записи радиоизлучения Солнца на частоте 208 Мгц, полученные на Уссурийской станции Службы Солнца. Основная трудность при этом заключалась в выделении тех периодов, когда Солнце могло считаться «спокойным». За уровень спокойного Солнца принималось значение потока в те дни, когда на Солнце отсутствовали какие-либо видимые образования (пятна, флоккулы). Такому условию можно было удовлетворить только за период 1961—1966 гг., и поэтому исследование проводилось только для этих лет. За величину потока принималось среднее значение по тем дням в году, которые удовлетворяют поставленному выше условию. Вполне естественно, что число таких дней по мере удаления от минимума солнечной активности уменьшалось. Чтобы как-то обойти эту трудность, мы проделали следующее. За 1964 г. были выбраны все дни, когда на Солнце не было ни флоккул, ни пятен, когда не было только пятен и когда не было пятен с площадью более 100 м. д. п.

Обозначим потоки радиоизлучения, относящиеся к первому, второму и третьему случаям соответственно через F_{00} , $F_{0\phi}$ и F_n . Оказалось, что эти величины практически совпадают: $F_{00} = 5,9 \cdot 10^{-22}$, $F_{0\phi} = 5,8 \cdot 10^{-22}$, $F_n = 6,0 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц. Это означает, что для минимума солнечной активности вкладом в общий поток радиоизлучения Солнца локальных источников, расположенных над флоккулами и группами пятен с площадью меньше 100 м. д. п., можно пренебречь. Полагая, что это положение справедливо для любого года, мы в дальнейшем за среднее значение потока спокойного Солнца принимали среднее из значений F_{00} , $F_{0\phi}$ и F_n .

Характер изменения этих величин со временем для частоты 208 Мгц

представлен на рис. 1. Легко заметить, что с удалением от минимума как в ту, так и в другую сторону значение потоков увеличивается. Отно-

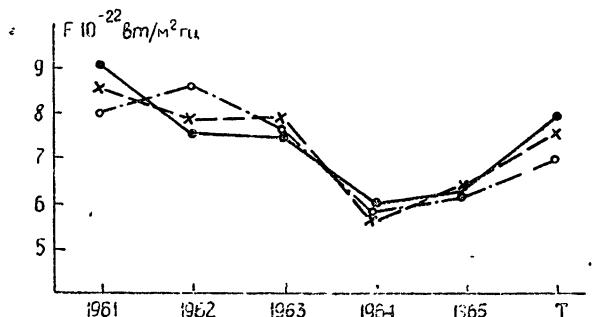


Рис. 1. Зависимость потока радиоизлучения на частоте 208 МГц от времени:

○○○ — площади пятен и флоккул равны нулю, ××× — площади пятен равны нулю, ●●● — площади пятен меньше 100 м. д. п.

шение потока в 1961 г. к потоку в 1964 г. составляет примерно 1,5. Необходимо отметить также, что с удалением от минимума растет разброс между величинами F_{oo} , $F_{\text{оф}}$ и $F_{\text{п}}$. Возможно, что это увеличение объясняется малым числом случаев в годы, близкие к максимуму солнечной активности.

Рис. 2 представляет изменение отношения потоков на различных частотах. Как видно из графика, кривая имеет явно выраженный немонотонный характер: с уменьшением частоты значение $F_{\text{max}}/F_{\text{min}}$ растет, достигая максимума на частоте $f = 1000$ МГц, затем резко падает на $f = 600$ МГц и снова возрастает при $f = 200$ МГц. Такой ход кривой показывает, что с циклом солнечной активности изменяются и свойства той части солнечной короны, которая ответственна за радиоизлучение Солнца в метровом диапазоне, что противоречит выводам, сделанным Базу [1].

Рис. 2. Зависимость отношения максимального радиопотока к минимальному $F_{\text{max}}/F_{\text{min}}$ от частоты.

Лебланом и Сквирепом [3] было получено, что температура короны изменилась от значений $1,8 \cdot 10^6$ К в максимуме до $1,1 \cdot 10^6$ К в минимуме. Можно предположить, что с уменьшением солнечной активности уровни радиоизлучения, где оптическая глубина $\tau \approx 1$, опускаются в атмосфере Солнца. По-видимому, такое уменьшение происходит в основном за счет изменения электронной концентрации, так как градиент N_e в короне существенно больше градиента T_e . Поэтому уровень, где $\tau \approx 1$, будет опускаться, а так как температура также убывает с уменьшением высоты, то тем самым будет уменьшаться и поток.

Ньюкирк [8] получил выражение для изменения электронной концентрации с высотой в эпоху минимума солнечной активности:

$$N_e^{\text{min}} = 2 \cdot 10^{4+4.32/\rho}, \quad (1)$$

где ρ — расстояние от центра Солнца, выраженное в долях его радиуса.

Наблюдения Форта, взятые из [3], в максимуме солнечной активности можно аппроксимировать следующей формулой:

$$N_e^{\max} = 0,86 \cdot 10^{6+2,46/\rho}. \quad (2)$$

Отношение N_e^{\min}/N_e^{\max} в зависимости от ρ представлено на рис. 3. Как показывает рис. 3, при $\rho \geq 1,03$ это отношение становится меньше единицы. Если учесть уменьшение температуры в минимуме солнечной активности, то для тех длин волн, для которых основная доля радиоизлучения образуется на высотах, расположенных в интервале $1 < \rho \leq 1,03$, слой с $\tau = 1$ будет с уменьшением активности повышаться. Тем самым размеры радиодиска в сантиметровом диапазоне, излучение которого как раз генерируется в этой области, должны увеличиваться с уменьшением солнечной активности. Циклические изменения радиодиаметра на волне 3,2 см рассматривались в работах [9, 10]. Показано, что в период минимума солнечной активности радиорадиус составляет $\sim 1,03 R_{\odot}$, а во время максимума — $\sim 1,01 R_{\odot}$, т. е. действительно наблюдается некоторый рост в высоте излучения.

На основании всего вышесказанного можно заключить, что с ходом солнечной активности происходит изменение спектра радиоизлучения спокойного Солнца. В сантиметровом диапазоне это изменение объясняется подъемом эффективно излучающих слоев в атмосфере Солнца, тогда как в метровом диапазоне, наоборот, опусканием в период минимума солнечной активности.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Basu, Nature, 212, № 5064, 804 (1966).
2. Tanaka Naguo, Proc. Res. Inst. Atmos., Nagoya Univ., 11, 41 (1964).
3. Y. Leblanc, A. M. Le Squer et al., Astron. and Astrophys., 1, № 2, 239 (1969).
4. Солнечные данные, 1961—1966 гг.
5. Quarterly Bulletin on Solar Activity, 1961—1966.
6. Р. С. Гневышева, Каталог солнечной деятельности за 1961—1966 гг.
7. G. A. Newkirk, Astrophys. J., 133, 983 (1961).
8. А. П. Молчанов, Радиоизлучение Солнца, сб. № 1, ЛГУ, 5, 1969.
9. А. П. Молчанов, В. А. Ступин, АЦ, № 604, 1 (1971).
10. В. В. Железников, Радиоизлучение Солнца и планет, Физматгиз, М., 1964.

Горно-таежная станция
Дальневосточного научного центра
АН СССР

Поступила в редакцию
29 января 1973 г.

УДК 523.164.34

О ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ФАЗОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЛУНЫ

Л. И. Федосеев

Из теории радиоизлучения гладкой однородной модели Луны [1] следует, что отношение постоянной составляющей к амплитуде второй гармоники фазового хода поверхности температуры Луны $M_2(0) \geq 6,08$, если величина теплового параметра $\gamma \leq 1000$. Наряду с этим данные измерений в миллиметровом диапазоне приводят к значению $M_2(0) \approx 5$ [2], если пользоваться найденной из анализа первой гармоники величиной $\delta_1/\lambda = 2,8 \pm 0,5$ (λ — длина волны, δ_1 — отношение глубины проникания электромагнитной волны к глубине проникания первой гармоники тепловой волны). В настоящее время мы располагаем новыми данными, позволяющими более точно проанализировать зависимость от длины волны $M_2(\lambda)$ — отношения постоянной составляющей к амплитуде второй гармоники фазовой зависимости радиотемпературы Луны.

Рис. 1, на котором приведена зависимость $M_2(\lambda)$, построенная по результатам измерений излучения Луны в широком диапазоне волн от 0,87 до 13,6 мм [2–14], показывает, что отмеченное выше расхождение сохраняется и сегодня: при $\delta_1/\lambda = 2,8$ большинство экспериментальных значений $M_2(\lambda)$ заключено между кривыми, соответствующими значениям $M_2(0)$, лежащим в пределах $4,24 \leq M_2(0) \leq 5,3$.

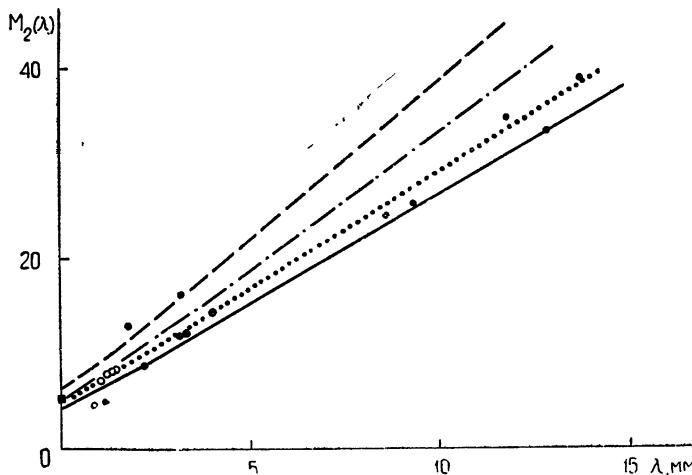


Рис. 1. — — — $M_2(0) = 6,08$, $\delta_1/\lambda = 2,8$; — · — · $M_2(0) = 5,3$, $\delta_1/\lambda = 2,8$; ····· ····· $M_2(0) = 2,8$, $\delta_1/\lambda = 2,4$; — — — $M_2(0) = 4,24$, $\delta_1/\lambda = 2,8$.

Существенно, что найденная в результате фурье-анализа фазовой зависимости инфракрасной температуры Луны (см. рис. 2, построенный по данным измерений [15–21]) величина $M_2(0) \approx 5,3$ (изображено тем-

ным квадратом). С этой величиной наиболее удачно сочетается значение $\delta_1/\lambda = 2,4$. Оценки, выполненные на основании [22], показывают, что к $\delta_1/\lambda = 2,4$ приводят и измерения отношения постоянной составляющей к амплитуде первой гармоники радиотемпературы в случае учета температурной зависимости угла потерь (линейная зависимость с температурным коэффициентом $\mu \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$; согласно [23] для доставленных на Землю образцов лунной брекции μ близко к указанному значению).

Таким образом, величина $M_2(0) \approx 5,3$ находится в хорошем согласии с результатами измерений как в диапазоне от суб миллиметровых до сантиметровых волн, так и на ИК волнах.

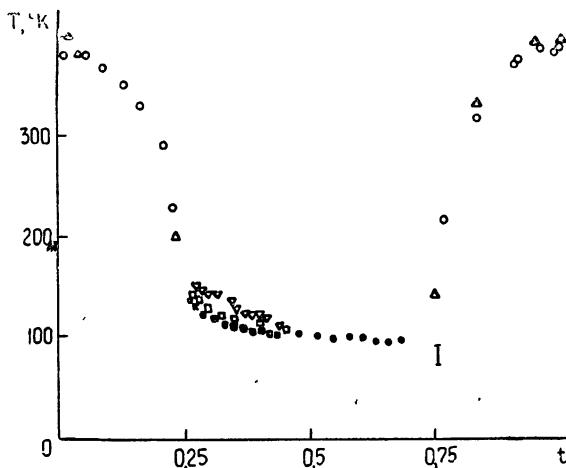


Рис. 2. $\triangle\triangle\triangle$ — Sinton (1962) [15]; $\circ\circ\circ$ — Saari, Shorthill (1967) [16]; $\nabla\nabla\nabla$ — Shorthill, Saari (1965) [17]; $\square\square\square$ — Murray, Wildey (1964) [18]; I — Low (1969) [19]; $\bullet\bullet\bullet$ — Mendell, Low (1970) [20]; $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ — Wildey e. a. (1967) [21].

В [5, 24] отмечалось, что отличие $M_2(0)$ от 6,08 может быть связано с влиянием шероховатостей на тепловой режим лунной поверхности. Отличие экспериментальных кривых фазового хода радиотемпературы от построенных для гладкой модели Луны по своему характеру напоминает отмеченное в [25] Винтером для инфракрасной температуры: излучение из подземной точки вблизи полнолуния несколько больше расчетного, а вблизи первой и третьей четверти — несколько меньше (примерно на 3%). Некоторое приближение к реальной картине, отражающее основные особенности ее, было получено Винтером и Крупном путем теоретического учета изменений теплового режима покрытой кратерами лунной поверхности [26]. Однако в рамках «кратерной» модели полностью объяснить наблюдаемые особенности не удается.

На наш взгляд, весьма плодотворной в этом отношении может быть высказанная А. Б. Буровым гипотеза о влиянии на тепловой режим небольших, но многочисленных выпуклых частей лунного рельефа — отдельных камней, хорошо видных на снимках с космических аппаратов. Вблизи полнолуния камни практически не влияют на тепловой режим поверхности, а при малых углах Солнца над лунным горизонтом как бы «выключают» значительные участки из-за затенений. В то же время увеличение температуры самих камней не может существенно повлиять на полное излучение в направлении Земли, так как площадь, перекры-

ваемая разогретыми частями камней, значительно меньше площади, свободной от камней.

В заключение автор пользуется случаем выразить благодарность В. С. Троицкому за внимание к работе и А. Г. Кислякову за обсуждение и сделанные им замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Кротиков, В. С. Троицкий, УФН, 81, вып. 4, 589 (1963).
2. Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко, Л. М. Кукин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 6, 807 (1968).
3. F. J. Low, A. W. Davidson, Astrophys. J., 143, 1278 (1965).
4. Л. И. Федосеев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 6, № 4, 655 (1963).
5. Л. И. Федосеев, Ю.Ю. Кулаков, Астрон. ж., 47, № 4, 914 (1970).
6. А. И. Наумов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 6, № 4, 849 (1963).
7. J. A. Bastin, A. E. Gear, G. O. Jones, H. J. Smith, P. J. Wright, Proc. Roy. Soc., A 278, 543 (1964).
8. А. И. Наумов, А. Г. Кисляков, В. Н. Воронов, Физика Луны и планет, изд. Наука, М., 1972, стр. 106.
9. C. W. Tolbert, G. T. Coates, Rep. 7—24, Electrical Engineering Research Laboratory, The University of Texas, Austin, Texas, 1963.
10. D. E. Clardy, A. W. Straiton, Astrophys. J., 154, 775 (1968).
11. B. Gag, J. Stacey, F. D. Drake, Astrophys. J. Suppl. Ser., 12, № 8, 239 (1965).
12. А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 6, № 3, 431 (1963).
13. J. E. Gibson, PIRE, 46, 280 (1958).
14. J. M. Moran, Jr., D. N. Staelin, Astron. J., 71, № 9, 865 (1965).
15. W. M. Sinton, Physics and Astronomy of the Moon, 407, Acad. Press, New York, 1962.
16. J. M. Saari, R. W. Shorthill, Physics of the Moon, 57, Amer. Astron. Soc. Tarzana, Calif., 1967.
17. R. W. Shorthill, J. M. Saari, Ann. N. Y. Acad. Sci., 123, 776 (1965).
18. B. C. Murray, R. L. Wildey, Astrophys. J., 139, 734 (1964).
19. F. J. Low, Astrophys. J., 142, 806 (1965).
20. W. W. Mendell, F. J. Low, J. Geophys. Res., 75, № 17, 3319 (1970).
21. R. L. Wildey, B. C. Murray, J. A. Westphal, J. Geophys. Res., 72, 3743 (1967).
22. V. S. Troitsky, A. B. Burov, T. N. Alyoshina, ICARUS, 8, № 3, 423 (1968).
23. D. H. Chang, W. B. Westphal, G. Simmons, J. Geophys. Res., 75, № 32, 6524 (1970).
24. Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко, Л. М. Кукин, Физика Луны и планет, изд. «Наука», М., 1972, стр. 111.
25. D. F. Winter, Radio. Sci., 5, № 2, 229 (1970).
26. D. F. Winter, J. A. Krupp, The Moon, 2, № 3, 279 (1971),

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 января 1973 г.

УДК 523.43

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ МАРСА И УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В НЕЙ РАДИОВОЛН В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ ГОДА, ФАЗЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И РАССТОЯНИЯ ПЛАНЕТЫ ОТ СОЛНЦА

A. N. Казанцев

Условия, определяющие параметры марсианской атмосферы, непрерывно меняются. Помимо сезонных и дневных изменений, связанных с зенитным углом Солнца, изменяется фаза солнечной активности. Так, измерения «Маринера 4» относятся приблизительно к минимуму солнечной активности, измерения «Маринера 6 и 7»—к условиям, близким к максимуму, а измерения, проводившиеся в конце 1971 г.—начале 1972 г. при помощи «Маринера 9», «Марса 2» и «Марса 3», относятся к промежуточной фазе.

Вследствие значительного эксцентриситета орбиты интенсивность потока солнечной энергии, ионизующей атмосферу Марса, изменяется в зависимости от гелиоцентрического расстояния почти в полтора раза.

На рис. 1 дано изменение гелиоцентрического расстояния Марса за период с августа 1971 г. по август 1972 г.

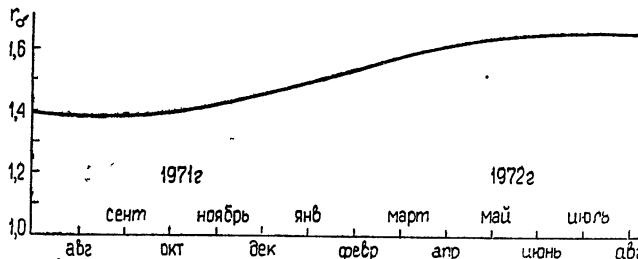


Рис. 1. Гелиоцентрическое расстояние Марса за период август 1971—август 1972 г.

В табл. 1 приведены основные ионосферные параметры Марса по данным «Маринера 9» [1], осредненные за каждые 10 витков. Средние значения максимальной электронной концентрации N_{\max} для удобства сравнения приведены нами к зенитному углу Солнца 0° . Мы видим, что в течение 60 витков N_0 остается практически постоянным, что ясно указывает на применимость зависимости, вытекающей из закона Чепмена. Некоторое увеличение N_0 для последних 20 витков объясняется увеличением в это время солнечной активности.

Нами принят индекс солнечной активности, основанный на плотности потока солнечного излучения на частоте 2800 $M\text{гц}$ ($\lambda = 10,7 \text{ см}$) [2]. Мы пользовались данными измерений за период с августа 1971 г. по июнь 1972 г., а также за июль—август 1969 г. и за июль 1965 г.

В табл. 2 приведены значения индекса солнечной активности для орбиты Земли и соответственно для орбиты Марса, относящиеся к раз-

личным периодам исследования его атмосферы космическими аппаратами.

Значения N_0 , измеренные в разные годы при соответствующих индексах солнечной активности и гелиоцентрических расстояниях, сравниваются с данными опорной точки 31 июля—5 августа 1969 г. (полет «Маринера 6 и 7») [3]. Мы видим, что значения N_0 получаются практически одинаковыми.

Мы принимаем, что количество электронов, образующихся в единицу времени в единице объема, пропорционально плотности потока ионизующего солнечного излучения, а следовательно, обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния и, в первом приближении, прямо пропорционально индексу солнечной активности.

Тогда для квазиравновесных условий мы получим приведенную в табл. 3 приближенную формулу, по которой можно определить N_{\max} при данном зенитном угле, гелиоцентрическом расстоянии и индексе солнечной активности. При этом в качестве опорных точек взяты значения соответствующих величин, относящиеся к 1969 г. («Маринер 6 и 7»).

В табл. 4 дан конкретный пример определения по этой формуле значения N_{\max} , измеренного в 1965 г. «Маринером 4». N_{\max} получается равным $0,95 \cdot 10^5$ эл/см³, как это и было на самом деле. Это, конечно, не прогноз, а «ретрогноз», но интересно то, что здесь определено N_{\max} с промежутком в 4 года, в разные марсианские сезоны, в совершенно различные фазы солнечной активности, при разных гелиоцентрических расстояниях.

Для измерений, проведенных в конце 1971 г., получается столь же хорошее соответствие с экспериментальными результатами. Так, для витков 10—19 получилось $N_{\max} = 1,52 \cdot 10^5$ эл/см³, а для витков 60—69 $N_{\max} = 1,72 \cdot 10^5$ эл/см³ (см. табл. 1).

В табл. 5 показаны рассчитанные значения максимальной электронной концентрации для шести различных случаев: 1) афелий, максимум солнечной активности; 2) афелий, минимум солнечной активности; 3) перигелий, максимум солнечной активности; 4) перигелий, минимум солнечной активности; 5) среднее расстояние, максимум и 6) минимум солнечной активности.

Для конкретного зенитного угла нужно эти значения умножить на $\sqrt{\cos \chi}$. Индексы солнечной активности в табл. 5 приведены к орбите Марса.

Таблица 1

Основные ионосферные параметры Марса по данным «Маринера 9»

Номера витков	N_{\max} , эл/см ³	h_{\max}	χ	$\sqrt{\cos \chi}$	N_0 , эл/см ³
0—9	$1,49 \cdot 10^5$	147,4	55°,6	0,75	$2 \cdot 10^5$
10—19	$1,525 \cdot 10^5$	146,2	53°,9	0,766	$2 \cdot 10^5$
20—29	$1,566 \cdot 10^5$	142,9	52°,03	0,785	$2 \cdot 10^5$
30—39	$1,614 \cdot 10^5$	141,2	50°,26	0,799	$2,02 \cdot 10^5$
40—49	$1,67 \cdot 10^5$	138,7	48°,71	0,814	$2,04 \cdot 10^5$
50—59	$1,672 \cdot 10^5$	138,4	47°,46	0,82	$2,04 \cdot 10^5$
60—69	$1,74 \cdot 10^5$	140,0	47°,14	0,818	$2,12 \cdot 10^5$
70—79	$1,71 \cdot 10^5$	140,6	49°,71	0,805	$2,12 \cdot 10^5$

Таблица 2

Сравнение N_0 , найденного в разные годы при различных условиях, с данными 1969 г. («Маринер 6 и 7»)

	$F_{\lambda=10,7 \text{ см}} \times 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ на орбите Земли	$F_{\lambda=10,7 \text{ см}} \times 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ на орбите Марса	r_M , гелиоцентрическое расстояние	N_0 , эл/см ³	\overline{N}_0 , эл/см ³ , приведенное к 1969 г.	r_M , 1969 $\begin{cases} 1965 \\ 1969 \\ 1971 \end{cases}$
	$F_{\max} = 230$ $F_{\min} = 70$	$F_{\max} = 100$ $F_{\min} = 30$	$r_{\max} = 1,666$ $r_{\min} = 1,382$			
июль 1965	80	35	1,554	$1,5 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^5$	0,916
июль август 1969	160	70	1,426	$2,3 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^5$	1,0
15 ноября 1971	120	52	1,420	$2,0 \cdot 10^5$	$2,32 \cdot 10^5$	1,0
15 декабря 1971	138	60	1,449	$2,12 \cdot 10^5$	$2,32 \cdot 10^5$	0,985

Таблица 3

Формула для определения N_{\max} при данном зенитном угле, гелиоцентрическом расстоянии и индексе солнечной активности

$$N_{\max_i} = N_0 \sqrt{\cos \chi_i} \frac{r_0^M}{r_i^M} \sqrt{\frac{F_i}{F_0}},$$

$$\left. \begin{array}{l} N_0 = 2,3 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3 \\ r_0^M = 1,426 \text{ а. е.} \\ F_0 = 70 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{эти величины} \\ \text{относятся к 1969 г.} \\ (\text{июль — август}) \end{array}$$

Таблица 4

Конкретный пример определения N_{\max} по формуле табл. 3

$$\begin{aligned} N_{\max} (\text{июль 1965}) &= 2,3 \cdot 10^5 \sqrt{\cos \chi_{(1965)}} \frac{r_{(1965)}^M}{r_{(1965)}^M} \sqrt{\frac{F_{(1965)}}{F_{(1969)}}} = \\ &= 2,3 \cdot 10^5 \cdot 0,625 \frac{1,426}{1,554} \sqrt{\frac{35}{70}} \approx 0,95 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3. \end{aligned}$$

Таблица 5

Расчетные значения N_{\max} для характерных гелиоцентрических расстояний и фаз солнечной активности

r_M , а. е.	$F_{10,7 \text{ см}}^{\max} =$ $= 100 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$	$F_{10,7 \text{ см}}^{\min} =$ $= 30 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$
$r_{\max} = 1,666$ афелий	$2,3 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$	$1,3 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$
$r_{\min} = 1,382$ periелий	$2,8 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$	$2,05 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$
$\bar{r} = 1,524$ средняя орбита	$2,54 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$	$1,4 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3$

Очень интересно сравнить полное число электронов в вертикальном столбе ионосферы сечением 1 см² для 1969 г., $\chi = 56^\circ$, и 1971 г., $\chi = 55^\circ$ [1]. В 1969 г. $N_{\text{полн}} = 1,25 \cdot 10^{12}$ эл/см² [4], а в 1971 г. $N_{\text{полн}} = 0,94 \cdot 10^{12}$ эл/см²:

$$\frac{N_{\text{полн}}(69)}{N_{\text{полн}}(71)} = 1,33.$$

Гелиоцентрическое расстояние было почти точно одинаково. Отношение соответствующих индексов солнечной активности

$$\frac{F(69)}{F(71)} = \frac{70}{52} = 1,35.$$

Нам кажется, что дальнейшее развитие прогнозирования основных параметров ионосферы Марса и условий распространения в ней радиоволн может принести несомненную пользу при последующих исследованиях Марса как с помощью искусственных спутников и спускаемых аппаратов, так и, в особенности, при будущих пилотируемых полетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. J. Klöge, D. L. Cain, G. Fjeldbo, B. L. Seidel, M. J. Sykes S. I. Rasool, The Atmosphere of Mars from Mariner 9 Radio Occultation Measurements, IAU (URSI) COSPAR Symposium on Planetary Atmospheres and Surfaces, Madrid, Spain, May 10–14, 1972.
2. V. P. Bhattacharjee, A. P. Mitra, An upper Atmospheric Model for Solar Minimum Condition, Radio Propagation Unit, Report № 27, June 30, 1966, National Physical Laboratory, Delhi-12, India.
3. G. Fjeldbo, A. Klöge, B. Seidel, The Mariner 1969 Occultation Measurements of the upper Atmosphere of Mars, IAU (URSI) Symposium on Planetary Atmospheres and Surfaces, 1969, Woods Hole, Massachusetts.
4. A. N. Kazantsev, Comparison of Parameters of the Mars Ionosphere according to Mariners 4, 6 and 7 Measurements and to Calculations of Radiowave Absorption, USSR, Space Research XI--Akademie-Verlag, Berlin, 1971.

Московский физико-технический институт

Поступила в редакцию
6 декабря 1972 г.

УДК 523.4

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ ИЗ ФАЗОВЫХ РАДИОЗАТМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

B. A. Данилин, A. N. Казанцев, A. B. Плотников

Наиболее точным в настоящее время считается фазовый метод определения профиля коэффициента преломления $n(h)$ в атмосфере планеты из радиозатменных измерений [1, 2]. Из этого профиля в дальнейшем определяют электронную плотность N_e или концентрацию нейтральных молекул. Суть метода заключается в изменении и измерении допплеровской частоты радиоволны Δf , вызванной изменением фазового пути радиоволны Φ в неоднородной атмосфере планеты (рис. 1). Приращение фазового пути радиолуча при прохождении атмосферы исследуемой планеты с учетом малости угла рефракции α записывается в виде суммы

$$\Phi = \frac{f}{c} \int_{-\infty}^{\infty} (n - 1) dy + \frac{f}{c} \frac{\alpha^2 y}{2},$$

пределы в интеграле физически ограничены границами атмосферы. Соответствующая допплеровская частота

$$\Delta f = -\alpha f \frac{V_x}{c} + \alpha f \frac{V_x}{c} y \frac{d\alpha}{dx};$$

для случая спутника планеты, при малых удалениях y , вторым слагаемым пренебрегают, знак минус соответствует прохождению радиолуча через ионосферу. При этом предполагается, что скорость погружения радиолуча в атмосферу V_x составляет $1 \div 3 \text{ км/сек}$. Таким образом, наиболее плотная атмосфера планеты просвечивается за время $\sim 100 \text{ сек}$. Эта величина является весьма важным параметром, поскольку все нестационарные процессы на пути радиолуча в атмосфере планеты, межпланетном пространстве, атмосфере Земли следует оценивать за это время,

В одном из вариантов проведения радиозатменного эксперимента в США применена стандартная запросная система измерения радиальной скорости космического аппарата. Частота запроса $f_1 = 2100 \text{ МГц}$ и частота ответа $f_2 = mf_1 = 2300 \text{ МГц}$ когерентно связаны между собой. Эта система не позволяет однозначно определить вклад в Δf ионосферы и тропосферы планеты [3] и фактически соответствует одночастотным измерениям. Однако в этом случае из-за частотной зависимости

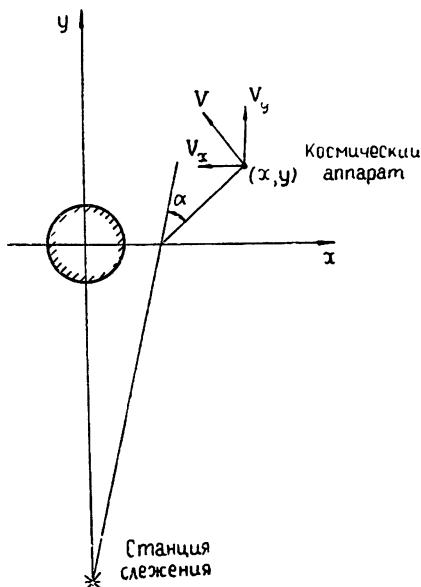


Рис. 1.

коэффициента преломления $n(f)$ появляется дополнительная ошибка в определении N_e , так как при обработке двухпутное допплеровское изменение частоты просто делится на 2.

Запишем полное изменение допплеровской частоты, остающееся после исключения члена, обусловленного относительным движением космического аппарата и станции слежения. Полагая $m = 1$, получим

$$\delta f = \frac{f}{c} \Delta V_s + \frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_0^{s_0} n ds + \Delta f.$$

Здесь ΔV_s — ошибка в измерении скорости космического аппарата по радиолучу, второе слагаемое описывает изменение фазового пути между станцией слежения и границей атмосферы исследуемой планеты. На рис. 2 показан типичный вид $\Delta f(t)$, полученный при входе Маринера-6 в радиозатмение. Оценим возможные ошибки, заключенные в члене, описывающем нестационарности:

$$\frac{f}{c} \frac{d}{dt} \int_0^{s_0} n ds = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5.$$

I_1 — представляет нестационарность, вызванную тропосферными неоднородностями в атмосфере Земли. По некоторым теоретическим и экспериментальным данным она может составлять $0,1 \text{ гц}$ [4].

I_2 — представляет допплеровское изменение частоты, вызванное изменением фазового пути в регулярной тропосфере Земли за время радиозатмения. Он легко учитывается, $\Delta f < 0,05 \text{ гц}$.

I_4 — причина появления этой добавки та же, что I_2 , но изменение пути происходит в ионосфере Земли; для зенитного угла $\beta = 10^\circ$, $\Delta f < 0,005 \text{ гц}$.

I_3, I_5 — члены, описывающие нестационарность земной ионосферы и межпланетного пространства. Величина I_3 неоднократно измерялась в различных экспериментах. Приняв в земной ионосфере $\frac{d}{dt} \int_0^{\infty} N_e dh = 5 \cdot 10^9 \text{ эл}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$, получим $I_3 \approx 0,01 \text{ гц}$. Такой же порядок имеет и I_5 по измерениям, проведенным на Марс-2 [5].

Ошибка в измерении скорости ΔV_s по американским данным меньше, чем $1,5 \text{ мм/сек}$, это соответствует $\Delta f = 0,01 \text{ гц}$. Однако она была

получена вдали от планеты, там, где не сказывается влияние неизвестных гравитационных аномалий планеты. Во время полета зонда Маринер-9 вокруг Марса были отмечены значительные гравитационные аномалии планеты, которые проявились в изменении допплеровской частоты [6]. Неизвестные гравитационные аномалии могут давать добавки $\Delta f \sim 0,05 \text{ гц}$, которые могут быть приписаны воздействию атмосферы планеты.

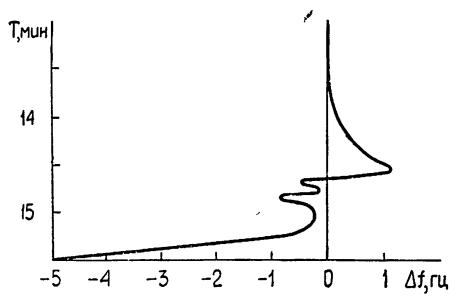


Рис. 2.

Среднеквадратичная ошибка δf по американским данным составляет $0,1 \text{ гц}$ [7].

Для изучения влияния допплеровских ошибок был проведен следующий анализ: кривая допплеровского сдвига (рис. 2) различным образом деформировалась, определялись профили коэффициента преломления $n_0(h)$, $n_1(h)$ соответственно основной Δf и измененной кривой допплеровского сдвига δf . Подсчитывалась ошибка определения профиля коэффициента преломления атмосферы $\Delta(h) = \frac{n_1 - n_0}{n_0} 100\%$.

Профиль $n(r)$ получается из решения интегрального уравнения

$$\Phi(x) = \frac{f}{c} \int_{-\infty}^{\infty} [n(r) - 1] dy, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

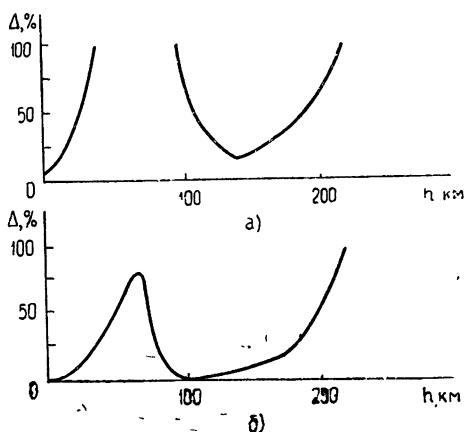
$$\Phi(x) = \int_0^{t_x} \Delta f dt.$$

На рис. 3 показаны ошибки $|\Delta|$ при вариации профиля Δf . Ошибка больше 100% может соответствовать величине n , дающей для одного профиля тропосферу, а для другого—ионосферу. Профили ошибок $\Delta(h)$ построены для $\delta f = \Delta f + 0,1$ гц (а) и $\delta f = \Delta f + 0,1 \left(\sin \frac{300-h}{300} 2\pi \right)$ гц (б).

Ошибка измерения особенно велика в верхней ионосфере, так как на больших высотах начальный допплеровский сдвиг мал и любое смещение допплеровской кривой здесь существенно влияет на конечный результат.

Рис. 3. а) $\Delta = \frac{N_{+0,1} - N_0}{N_0} 100\%$;

б) $\Delta = \frac{N_1 - N_0}{N_0} 100\%$.



Из расчетных данных ясно, что стабильность аппаратуры должна иметь величину 10^{-11} за время затмения, с учетом того, что нулевой уровень допплеровской частоты должен быть установлен непосредственно перед входом в радиозатмение вычитанием любых неучтенных допплеровских поправок [8].

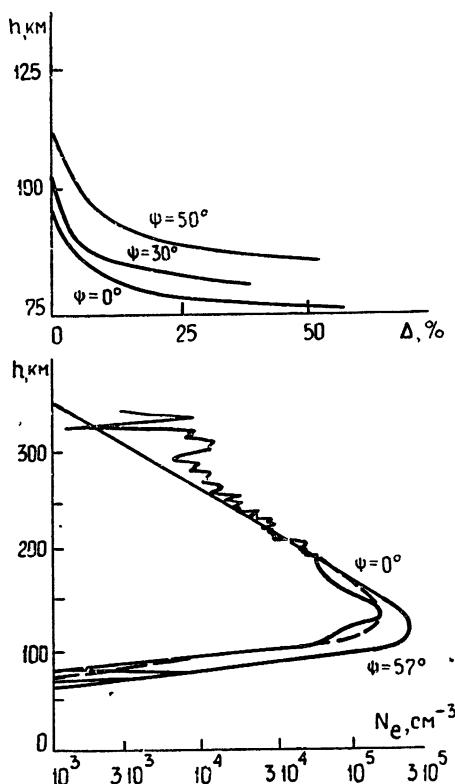
Подсчитанные ошибки Δ , видимо, являются завышенными, так как смещение Δf на 0,1 гц в течение всего времени затмения при корректном учете различных факторов представляется достаточно большим.

Другая часть ошибок, возникающая в радиозатменном эксперименте, обусловлена наличием в атмосфере горизонтальных градиентов. В эксперименте просвечивается реальная атмосфера планеты, которая не является сферически-слоистой. При решении интегрального уравне-

ния для получения $n(r)$ исходят из сферической симметрии, т. е. здесь заведомо имеет место ошибка.

Для оценки этих ошибок был проведен численный эксперимент про- свечивания ионосферы, неоднородной по двум координатам z, ψ , а затем восстановление профиля $N_e(r)$ из интегрального уравнения в предположении сферически - слоистой ионосферы. Расчет относительной ошибки проводился по отношению к профилю $N_e(z, \psi)$, который соответствовал входу радиолуча в затмение.

Модель простого слоя ионосферы для зенитного угла Солнца $\psi = 57^\circ$, которая отмечена пунктиром на рис. 4, хорошо опи-



$$\text{Рис. 4. } N_e = N_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{z_0 - z}{H} - \sec \psi \exp \left(\frac{z_0 - z}{H} \right) \right] \right\}$$

$$(z = h + R_M)$$

сывает реальный профиль, полученный Маринером-7. Здесь принято $N_0 = 2,3 \cdot 10^5$ эл/см³, $z_0 = 3509$ км, $H = 20$ км. Ошибки $\Delta = \frac{N_e(z, \psi) - N_e(r)}{N_e(r)}$

построены для трех зенитных углов Солнца ψ , соответствующих затменной точке. В нижней части ионосферы эти ошибки могут составлять 50% и более. На больших высотах ошибка становится меньше, так как член, зависящий от ψ в формуле для N_e , становится малым и ионосфера сферически-слоистой.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, J. Geophys. Res., **70**, № 13, 3217 (1965).
2. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, O. K. Garriott, F. L. Smith, III, J. Geophys. Res., **70**, № 15, 3701 (1965).
3. J. V. Harrington, M. D. Grossi, B. M. Langworthy, J. Geophys. Res., **73**, № 9, 3039 (1968).
4. H. S. Hopfield, J. Geophys. Res., **68**, № 18, 5157 (1963).
5. Н. А. Савич и др., Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, секция 3, 47, изд. Наука, М., 1972
6. J. Lorell et al., Science, **175**, 317 (1972).
7. A. Kliore et al., Astronautics and Aeronautics, **7**, № 7, 72 (1965).
8. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, Planet. Space Sci., **16**, 8 (1968).

УДК 523.164

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И СИСТЕМА НАВЕДЕНИЯ РАДИОТЕЛЕСКОПА РТ-25×2

А. Г. Кисляков, В. И. Чернышев, А. А. Носов, Ю. П. Шандра

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиотелескоп РТ-25×2, находящийся в обсерватории «Зименки» Научно-исследовательского радиофизического института (НИРФИ) в г. Горьком, представляет собой антеннную систему перископического типа с неподвижным параболическим рефлектором размером $25 \times 2 \text{ м}^2$ (см. рис. 1). Изменение направления излучения по углу места осущест-

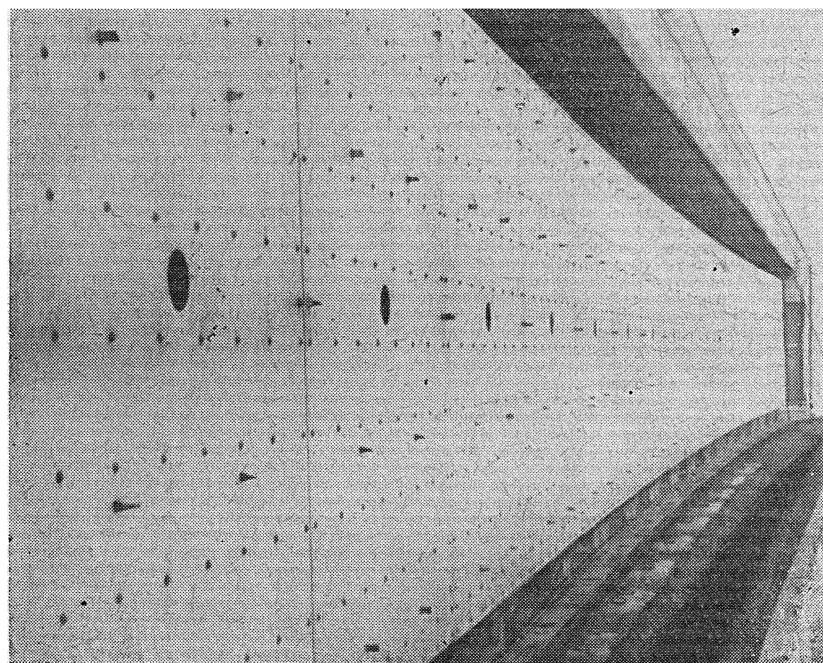


Рис. 1. Параболический отражатель.

вляется с помощью наклоняемого плоского отражателя (см. рис. 2), помещенного в раздвижном павильоне. Наблюдению доступны источники со склонениями от -30 до $+60^\circ$. Управление диаграммой направленности по прямому восхождению производится путем смещения облучателя в фокальной плоскости, что позволяет сканировать в пределах $\pm 35'$ от направления на юг и сопровождать наблюдаемый источник в течение 4—7 мин (продолжительность зависит от склонения объекта).

Для того, чтобы сделать возможным сканирование в таких больших пределах без заметного искажения диаграммы направленности антенны, параболический рефлектор сделан длиннофокусным (фокусное расстояние его около 150 м). Точность наведения радиотелескопа по склонению — $\pm 10''$, по прямому восхождению — $\pm 2''$. Качество поверхностей антенны позволяет использовать ее на волнах вплоть до 1 мм. Результаты первых испытаний радиотелескопа опубликованы в работе [1]. За прошедшее с момента первых испытаний время конструкция радиотелескопа была улучшена (построен раздвижной павильон взамен неподвижного, разработана система автоматического управления движением облучателя и т. д.). Суммарная ошибка его поверхности была

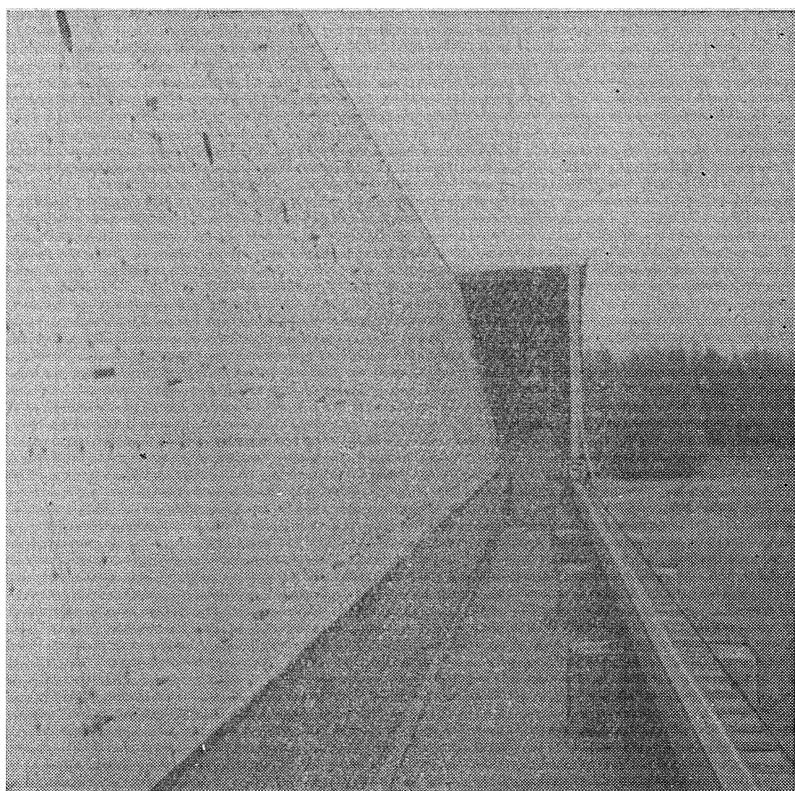


Рис. 2. Плоский отражатель.

уменьшена до $\sim 0,1$ мм, благодаря чему удалось реализовать угловое разрешение по прямому восхождению около $13''$ на $\lambda = 1,35$ мм. Детальные исследования радиотелескопа позволили определить ряд его электрических параметров на волнах 1,35 и 4,1 мм. Разработка оперативного метода контроля поверхности антенны дала возможность провести наблюдения Солнца, Венеры и некоторых галактических источников на миллиметровых волнах [2, 3]. Ниже приводятся описание разработанной системы наведения и результаты исследования РТ-25 $\times 2$.

2. СИСТЕМА НАВЕДЕНИЯ РАДИОТЕЛЕСКОПА

Конструкция антенны подробно описана в [1]. Как уже упоминалось выше, наведение радиотелескопа по углу высоты производится путем

поворота секций плоского рефлектора на соответствующий угол. Точность установки угла высоты составляет $\pm 10''$.

Сканирование по прямому восхождению производится путем смещения (на $\pm 1,5$ м от оси антенны) облучателей, укрепленных на общей каретке. На этой же каретке установлены входные блоки приемников. Каретка приводится в движение с помощью гидропривода. Направляющие, по которым перемещается каретка, и движитель размещены в боксе, имеющем закрываемый проем в стенке, обращенной к параболическому рефлектору.

Управление движением облучателей осуществляется с помощью системы дистанционно-программного управления (СДПУ), блок-схема которой представлена на рис. 3. СДПУ обеспечивает дистанционное управление движением облучателей, слежение за источником по заданной программе и индикацию (цифровую: печатную и визуальную) положения и скорости движения каретки с точностью ± 1 мм и $\pm 0,1$ мм/сек соответственно.

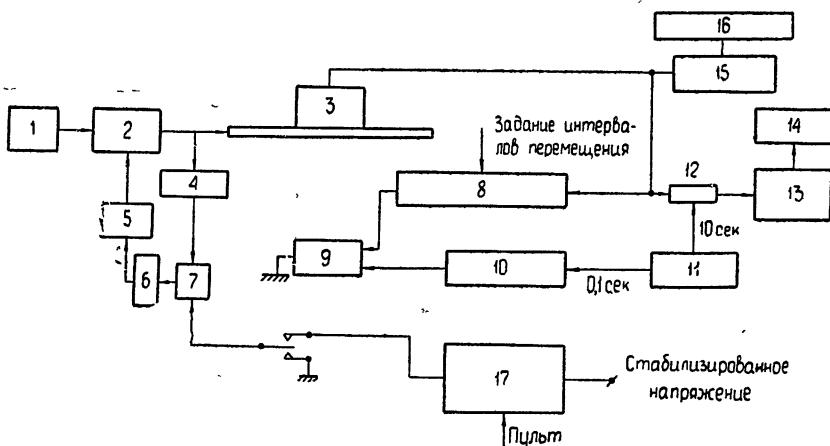


Рис. 3. Блок-схема системы дистанционно-программного управления движением облучателя (СДПУ):

1—приводной ЭД; 2—гидродвигатель; 3—датчик перемещения; 4—тахогенератор; 5—серводвигатель; 6—усилитель; 7—схема сравнения; 8—счетчик расстояния; 9—реле поляризованное; 10—счетчик времени; 11—кварцевые эл. часы; 12—вентиль; 13—счетчик скорости; 14—индикация скорости; 15—индикация S; 16—печать; 17—декадный делитель напряжения

Принцип работы СДПУ таков. На вход схемы сравнения системы управления вращением гидродвигателя подается (через декадный делитель и переключатель) постоянное напряжение. С выхода схемы сравнения напряжение поступает на усилитель и сервомотор, управляющий гидродвигателем. На выходном валу гидродвигателя установлен тахогенератор, сигнал с которого подается на второе плечо схемы сравнения. В случае возникновения сигнала рассогласования скорость вращения вала гидродвигателя корректируется. Фотоэлектрический датчик, перемещающийся вместе с облучателями вдоль 3-метровой инваровой линейки с отверстиями через 1 мм, вырабатывает импульсы, поступающие в блок индикации и печати положения и скорости движения каретки. Печатается также время по сигналам электронных часов.

Программа движения каретки задается на счетчике расстояния, счетчике времени и декадном делителе. Например, режим многократных прохождений источника через диаграмму направленности осуществляется следующим образом. Сначала облучатель неподвижен, и регистри-

руется первое прохождение наблюдаемого объекта. После первого прохождения в заданный момент счетчик времени генерирует импульс, гидродвигатель включается и приводит в движение облучатель. Схема сравнения поддерживает заданную (на декадном переключателе) скорость. После прохождения заданного положения счетчик расстояния вырабатывает импульс, останавливающий каретку. Счетчик времени ведет отсчет необходимого времени остановки, после чего вновь включает гидродвигатель и т. д. Как показали испытания СДПУ, точность установки облучателя в расчетное положение не хуже $\pm 1 \text{ mm}$, что соответствует $\pm 1'',4$ по углу прямого восхождения. Точность поддержания скорости движения каретки — $\pm 0,1 \text{ mm/sec}$; время регистрируется с точностью $\pm 0,05 \text{ сек}$.

В режиме непрерывного сопровождения задаются только момент пуска каретки и скорость ее движения.

Таким образом, точность наведения радиотелескопа по прямому восхождению, обеспечиваемая СДПУ, составляет $\pm 1'',4$. Однако точность определения момента прохождения около $0^s,5$, что соответствует $2''$ по прямому восхождению. РТ-25 $\times 2$ — меридианный инструмент, поэтому наблюдаемый источник проходит через его диаграмму направленности во время кульминации с небольшой поправкой Δt , величина которой определяется положением облучателя и углом i между раскрытием параболического зеркала и осью вращения плоского рефлектора. Можно показать [4], что

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \arcsin \left(\frac{\cos h}{\cos \delta} \sin A \right), \quad (1)$$

где ω — угловая скорость вращения Земли, h — высота, δ — склонение наблюдаемого источника. Азимут источника A определяется соотношением

$$A = \arcsin \left[\sin (i + \theta) \frac{\operatorname{tg} h}{\operatorname{tg} \chi_p} \right] - \theta, \quad (2)$$

где χ_p — угол наклона плоского рефлектора, а угол θ связан с углом отклонения облучателя от геометрической оси параболического зеркала θ^* соотношением [5]

$$\sin \theta = \operatorname{tg} \theta^* \cos^2 \frac{\psi_0}{2}. \quad (3)$$

Здесь ψ_0 — апертурный угол параболического отражателя. Точность определения входящих в (1) — (3) параметров радиотелескопа такова, что ошибка в расчете величины Δt составляет около $0^s,5$.

3. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛОЩАДЬ И ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА РАДИОТЕЛЕСКОПА

Диаграмма направленности РТ-25 $\times 2$, а также его эффективная площадь определялись автоколлимационным методом (АКМ) [6]. На рис. 4 приведена принципиальная схема измерений АКМ на РТ-25 $\times 2$.

Передатчик 1 расположен в фокальной плоскости F в точке, смешенной относительно геометрической оси параболического зеркала. Отразившись от зеркала, лучи падают на плоский отражатель, выставленный перпендикулярно оси зеркала, затем вновь попадают на зеркало и фокусируются им в точке 2, где находится приемный рупор. Перемещая последний в горизонтальной и вертикальной плоскостях, мы можем получить распределение поля, которое подобно диаграмме направленности антенны в дальней зоне [7]. АКМ можно использовать также

и для нахождения фокальной плоскости, положение которой изменяется при сильных изменениях окружающей температуры (перепад температуры на 40°C приводит к изменению фокусного расстояния на 150 мм).

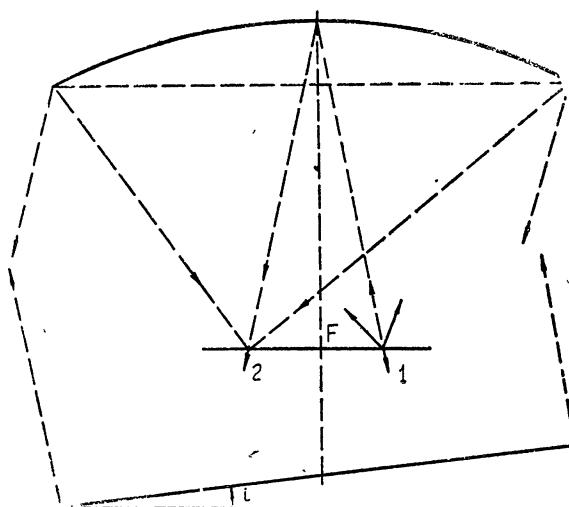


Рис. 4. Схема автоколлимационного метода (АКМ) на РТ-25×2.

На рис. 5 а, б представлены диаграммы направленности РТ-25×2 на волнах 1,35 и 4,1 мм, полученные АКМ. Диаграмма направленности на $\lambda = 4,1$ мм близка «идеальной» (т. е. расчетной для идеально гладкого зеркала). Уровень ближайших боковых лепестков совпадает с расчетным для равномерно облученного зеркала. На волне 1,35 мм боковые лепестки имеют нерегулярный характер и их уровень значительно выше расчетного. Эти измерения позволяют сделать вывод, что среднеквадратичная ошибка поверхностей радиотелескопа заключается в пределах $0,04 < \sigma < 0,13$ мм. Механические измерения положений секций, выполненные с помощью прибора ДП-477, показали, что величина $\sigma \approx 0,1$ мм. На основании известных данных о положениях секций антенны в работе [8] был выполнен расчет диаграммы направленности РТ-25×2, в результате которого удалось показать, что измерения АКМ и механические хорошо согласуются между собой.

АКМ дает возможность определить положение электрической оси антенны, и, в частности, угол i . Если для облучения антенны и приема отраженной мощности используется один и тот же рупор, то, помещая его под углом $\theta = i$ к геометрической оси параболического зеркала, мы можем найти величину i из соотношения

$$\sin i = \operatorname{tg} \theta * \cos^2 \frac{\psi_0}{2}. \quad (4)$$

При $\theta = i$ отраженный сигнал фокусируется в излучающий рупор.

Аналогичный прием использовался для измерения эффективной площади радиотелескопа. В качестве источника сигнала использовался газоразрядный генератор шума, включенный через направленный ответвитель между облучателем антенны и входом измерительного приемника (радиометра). Облучатель (рупорно-линзовая антенна) устанавливался на электрической оси антенны (при $\theta = i$). Пусть излучаемая ру-

пором* мощность P_0 , а приходящая к его раскрыву — P . Очевидно, что

$$P = P_0 \eta_1^2 \eta_2^2 \eta_3 = P_0 \eta', \quad (5)$$

где коэффициент η_1 определяет потери мощности при облучении параболического зеркала, η_2 — при отражении сигнала параболическим рефлектором и η_3 — при отражении плоским отражателем. Очевидно также, что коэффициент использования поверхности (КИП) антенны при наблюдениях космического радиоизлучения определяется произведением $\eta_1 \eta_2 \eta_3 = \eta$. Измерения АКМ на $\lambda = 4,1 \text{ м.м.}$ показали, что $\eta' = 0,6$. Из (5) нетрудно видеть, что $\eta \approx \sqrt{\eta'} = 0,77$. При такой оценке допускается ошибка в $\sqrt{\eta_3}$ раз.

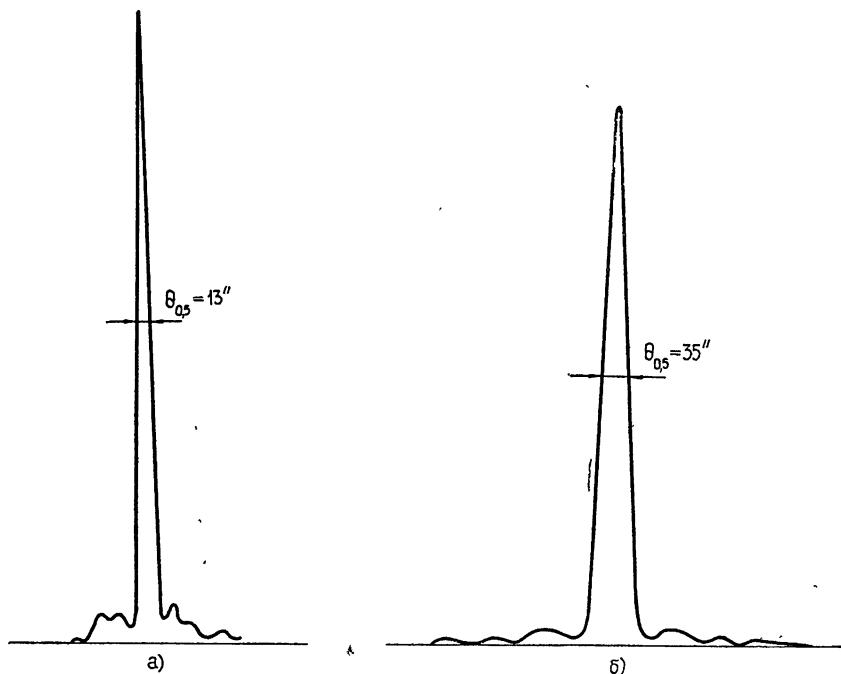


Рис. 5. Горизонтальное сечение диаграммы направленности, полученное АКМ:
а) на волне $\lambda = 1,35 \text{ м.м.}$; б) на волне $\lambda = 4,1 \text{ м.м.}$.

Коэффициент η_3 можно оценить. Потери сигнала на плоском отражателе обусловлены, в основном, рассеянием излучения на его неоднородностях и (в меньшей степени) дифракцией излучения на отражателе. Если радиус корреляции неоднородностей велик по сравнению с λ_3 , то [9]

$$\eta_3 \approx \exp \left[-8 \pi^2 \left(\frac{\sigma_0}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (6)$$

и для $\sigma_0 = 0,1 \text{ м.м.}$, $\lambda = 4 \text{ м.м.}$ получаем $\eta_3 = 0,95$. Кроме того, около 1% площади плоского рефлектора теряется из-за щелей, отверстий, высту-

* Потери в облучателях измерялись отдельно с помощью охлаждаемого в жидким азотом эталона излучения, помещаемого до и после рупора.

пающих головок винтов и т. д. Дифракционные потери, по оценкам, составляют не более $2 \div 3\%$. Таким образом, величина η_3 с учетом всех перечисленных факторов равна $\eta_3 \approx 0,92$. Используя это значение, получаем более точную оценку величины η :

$$\eta = 0,74 \pm 0,05. \quad (7)$$

Эффективная площадь РТ-25 $\times 2$ может быть определена как $A_{\text{эфф}} = \eta A_0$, где $A_0 = 50,9 \text{ м}^2$ — геометрическая площадь раскрыва антенны. Величина $A_{\text{эфф}}$ измерялась также при наблюдениях радиоизлучения Венеры на волнах 1,35 и 4,08 мм во время нижнего соединения в июне 1972 г. Эффективная площадь определялась по формуле

$$A_{\text{эфф}} = g \frac{2 k T_{\text{aB}}}{S_B} \exp(\gamma_B), \quad (8)$$

где S_B — плотность потока радиоизлучения Венеры, T_{aB} — приращение температуры антенны при прохождении Венеры, γ_B — атмосферное поглощение на луче зрения, k — постоянная Больцмана и g — фактор, зависящий от соотношения угловых размеров источника и диаграммы направленности [10]. Измерения показали, что на $\lambda = 4,08 \text{ мм}$ $A_{\text{эфф}} = (38 \pm 4) * \text{м}^2$. Следовательно, $\eta = 0,75 \pm 0,08$, что хорошо согласуется с (7). Эти результаты находятся в согласии и с оценками величины η , которые можно сделать на основании известных данных о геометрии облучателей, неоднородностях поверхностей антенн и т. д.

Таким образом, измерения АКМ являются удобным и надежным способом определения величины η для антенн с отражателем. Это делает возможным проведение абсолютных измерений интенсивностей радиоизлучения космических объектов с помощью пассажного радиотелескопа.

Наблюдения Венеры на $\lambda = 1,35 \text{ мм}$ позволили оценить эффективную площадь РТ-25 $\times 2$ на этой волне: $A_{\text{эфф}} = 15 \text{ м}^2$ (использовалась формула (8)) и $\eta = 0,30 \pm 0,05$. Расчет величины $A_{\text{эфф}}$ для антennы с $\sigma = 0,1 \text{ мм}$ дает близкие значения.

Результаты измерений КИП антенны на $\lambda \approx 4 \text{ мм}$ можно использовать для оценки ее шумовой температуры. Произведение $\eta_1 \eta_2$ определяет вклад излучения Земли и атмосферы, обусловленный рассеянием на параболическом зеркале и приемом в боковые и задние лепестки облучателя. Учитывая, что $\eta' = 0,6$ и $\eta_3 \approx 0,92$, можно получить $\eta_1 \eta_2 = \sqrt{\eta'/\eta_3} = 0,8$. Шумовая температура антенны может быть найдена как $T'_{\text{шв}} \approx (1 - \eta_1 \eta_2) T_0$, где T_0 — температура воздуха в приземном слое. При $T_0 = 300^\circ\text{K}$ величина $T'_{\text{шв}} = 60^\circ\text{K}$. Эта оценка дает значение нижнего предела шумовой температуры антенны, так как мы не учитывали вклад в $T'_{\text{шв}}$, обусловленный рассеянием на плоском отражателе. Верхний предел $T'_{\text{шв}}$, по-видимому, можно оценить, если полагать, что $T'_{\text{шв}} = (1 - \eta) T_0 = 75^\circ\text{K}$.

Выше речь шла о тепловом излучении Земли и атмосферы, принятом антенной вне главного лепестка антенны и создающем избыточный шум с температурой $T'_{\text{шв}}$. Обычно температура антенны выше, так как антenna принимает тепловое излучение атмосферы и в главный лепесток. Это излучение может быть уменьшено, если расположить антенну на достаточно большой высоте над уровнем моря. Однако величина $T'_{\text{шв}}$ при этом почти не изменится. Таким образом, $T'_{\text{шв}}$ характеризует минимальную величину шумов антенны и, следовательно, предельную чувствительность радиотелескопа.

* Ошибка обусловлена неопределенностью величины S_B .

С целью измерения величины $T'_{\text{ш а}}$ был проведен следующий эксперимент. Плоский рефлектор антенны устанавливался под углом 45° к вертикали (главный лепесток при этом ориентирован в зенит). Затем перед облучателем ставился плоский отражатель, благодаря чему рупор принимал радиоизлучение зенита. Измеренная с помощью радиометра на $\lambda = 4 \text{ мм}$ разница выходных сигналов калибровалась по излучению «черного тела», охлажденного в жидким азотом и помещенного непосредственно перед облучателем. Нетрудно убедиться, что

$$T'_{\text{ш а}} \approx \Delta T_a + T_{\text{ш о}} - T_n(\eta_0 - \eta), \quad (9)$$

где ΔT_a — изменение температуры антенны при установке отражателя перед облучателем, $T_{\text{ш о}}$ — шумовая температура облучателя, T_n — яркостная температура неба в зените и η_0 — КИП облучателя. Величины η_0 , T_n и $T_{\text{ш о}}$ рассчитывались. Измеренное значение $T'_{\text{ш а}} = (90 \pm 30)^\circ\text{K}$, что не расходится с приведенными выше оценками.

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РТ-25×2

Пользуясь данными о $T'_{\text{ш а}}$ и $A_{\text{эфф}}$, можно вычислить предельную чувствительность радиотелескопа по спектральной плотности потока радиоизлучения «точечного» источника:

$$S_{\min} = \frac{2 k \Delta T_{\min}}{A_{\text{эфф}}} = \frac{2 k T'_{\text{ш а}}}{A_{\text{эфф}} \sqrt{\Delta f \tau}}, \quad (10)$$

где ΔT_{\min} — минимальное обнаружимое приращение температуры антенны, Δf — полоса пропускания частот приемного устройства и τ — время интегрирования. Учитывая, что в миллиметровом диапазоне волн легко достижимы значения $\Delta f \tau \sim 10^{10} \div 10^{11}$, из (10) получаем (для $\lambda \approx 4 \text{ мм}$) $S_{\min} = (2,5 \div 7) \cdot 10^{-28} \text{ вт/м}^2 \text{ гц}$. При этом отношение сигнал/шум на выходе приемника будет равно 1. Для увереной регистрации прохождения источника величина S_{\min} должна быть в 5—6 раз большей.

Предельная чувствительность РТ-25×2 на $\lambda \approx 1 \text{ мм}$ примерно вдвое хуже, чем на $\lambda = 4 \text{ мм}$. Интересно отметить, что интенсивность теплового радиоизлучения ближайших звезд-гигантов, по-видимому, близка по порядку величины предельной чувствительности РТ-25×2.

При исследованиях неоднородностей распределенного космического радиоизлучения чувствительность радиотелескопа, как показано в [1], может быть увеличена благодаря применению многомодового приемника. Ширина диаграммы направленности антенны с многомодовым приемником не должна превышать в этом случае угловых размеров неоднородностей. Чувствительность РТ-25×2 по обнаружению неоднородностей с характерным размером $\sim 1'$ составляет, при соответствующем подборе площади многомодового приемника [1], около $0,01^\circ\text{K}$ вблизи $\lambda \approx 1 \text{ мм}$, что соответствует плотности потока радиоизлучения порядка $3 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \text{ гц}$.

Приведенные выше оценки делались без учета ограничений чувствительности радиотелескопа из-за флуктуаций радиоизлучения атмосферы и поглощения в ней радиоволн. В миллиметровом диапазоне волн эти факторы обычно существенны, однако их рассмотрение выходит за рамки данной работы.

Наблюдения радиоизлучения Солнца, Венеры и некоторых галактических объектов [1—3], выполненные с помощью РТ-25×2, показали удовлетворительное качество разработанных методов юстировки и контро-

ля поверхности многосекционной настраиваемой антенны. С использованием этих методов и той же технологии изготовления возможно создание радиотелескопа втрое большей площади (РТ-50×3) для работы на $\lambda \geq 0,5$ мм. Однако инструмент такого диапазона волн можно эффективно использовать только при достаточно большой высоте его расположения [12].

В настройке аппаратуры, юстировке радиотелескопа и наблюдениях участвовала большая группа сотрудников НИРФИ, в том числе Ю. Ю. Куликов, Н. В. Серов, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов, Г. К. Новиков, А. А. Чумаков, которым авторы весьма признательны. Приспособления для юстировки поверхностей РТ-25×2 были разработаны В. Н. Глазманом. Укрытие плоского рефлектора конструировал Б. М. Беккерман. Большую пользу принесли обсуждения работы над радиотелескопом, в которых участвовали В. П. Горбачев, Е. В. Загрядский, К. М. Корнев, И. В. Мосалов и И. М. Пузырев. Авторы благодарны также М. Т. Греховой и А. В. Гапонову за неизменную поддержку в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Глазман, А. Г. Кисляков, И. В. Мосалов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 5, 663 (1971).
2. А. Г. Кисляков, В. Н. Листвин, В. И. Чернышев, А. А. Швецов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 5, 774 (1973).
3. А. Г. Кисляков, И. В. Кузнецова, Н. В. Серов, В. И. Чернышев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика (в печати).
4. К. А. Куликов, Курс сферической астрономии, ГИФМЛ, М., 1961.
5. А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко, Антенно-фидерные устройства, изд. Сов. радио, М., 1961.
6. Д. Д. Максутов, Изготовление и исследование астрономической оптики, Гостехиздат, М., 1948.
7. В. Ю. Петрунькин, Н. А. Есепкина, Радиотехника и электроника, 10, 12 (1965).
8. А. Г. Кисляков, В. И. Турчин, А. Л. Фогель, В. И. Чернышев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 9, 1418 (1973).
9. J. Ruse, Ргос. IEEE, 54, 633 (1966).
10. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Радиоастрономические методы измерений параметров антенн, изд. Сов. радио, М., 1964.
11. А. Г. Кисляков, А. А. Швецов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, (в печати).
12. А. Г. Кисляков, УФН, 101, вып. 4, 607 (1970).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 января 1973 г.

УДК 523.164

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПА РТ-25 × 2

А. Г. Кисляков, В. И. Турчин, А. Л. Фогель, В. И. Чернышев

Антенна радиотелескопа РТ-25 × 2, подробно описанная в работах [1, 2], представляет собой двухзеркальную перископическую систему, состоящую из плоского и параболического отражателей. Размер параболического зеркала $25 \times 2 \text{ м}^2$, а плоского рефлектора— $25 \times 3 \text{ м}^2$. Каждый из отражателей состоит из 17 секций. Средняя квадратическая ошибка поверхности отдельной секции, по механическим измерениям, не превышает $\pm 0,05 \text{ мм}$. Из-за неточностей взаимной установки секций ошибка всей поверхности антенны увеличивается до $\sim \pm 0,1 \text{ мм}$. Антenna юстируется с помощью оптико-механических приборов и приспособлений. Качество юстировки контролируется методом автоколлимации [2, 3].

На рис. 1 а, б представлены типичные горизонтальные сечения «фокального пятна» хорошо настроенной антенны, которые, как показано в [3], соответствуют диаграмме направленности антенны в дальней зоне. Из рис. 1 б, представляющего диаграмму направленности РТ-25 × 2 на $\lambda = 4,0 \text{ мм}$, видно, что для этой волны антenna практически идеальна, т. е. $\sigma_0 \leq \lambda/30$, что находится в согласии с данными механических измерений. На $\lambda = 1,35 \text{ мм}$, как следует из рис. 1 а, уровень боковых лепестков существенно выше, чем на $\lambda = 4,0 \text{ мм}$, а сами они имеют нерегулярный характер. Возникает вопрос о влиянии ошибок поверхности антенны на ее характеристики направленности (ширину главного лепестка, уровень боковых и т. д.). Интересно также выяснить, какова предельная рабочая волна антенны РТ-25 × 2 и каким должно быть оптимальное облучение антенны, принимая во внимание ошибки поверхности.

Известно, что для случаев, когда ошибки поверхности не очень велики, наибольший вклад в искажение диаграммы направленности дают флуктуации фазы излучения [4]. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся рассмотрением только фазовых флуктуаций.

Характеристики направленности антенны будем оценивать средней диаграммой направленности и ее дисперсией.

Предположим, что падающее на антенну излучение регулярно и фазовые флуктуации вызваны неточностью установки отдельных секций. Неровностью поверхности самих секций пренебрегаем, считая ее достаточно малой*. Будем считать, что случайные углы поворота i -й секции α_i и случайные смещения секции d_i распределены по нормальному закону с нулевым средним, причем α_i и d_i ($i = 1, 2, \dots, 17$) независимы между собой, так что

$$\langle \alpha_i d_i \rangle = 0, \quad \langle \alpha_i \alpha_j \rangle = \sigma_\alpha^2 \delta_{ij}, \quad \langle d_i d_j \rangle = \sigma_d^2 \delta_{ij}, \quad (1)$$

* Если это условие не выполняется, то ошибки поверхности отдельной секции не трудно учесть хорошо известными методами [4].

где σ_a — дисперсия случайного угла поворота, а σ_d — дисперсия случайного смещения. Связь между дисперсией случайного смещения секций σ_d и дисперсией случайного набега фазы σ , очевидно, имеет вид

$$\sigma^2 = \langle \Delta\varphi^2 \rangle = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\sigma_d^2}{\cos^2 \theta_0},$$

где θ_0 — угол между направлением прихода волны и нормалью к поверхности всего отражателя.

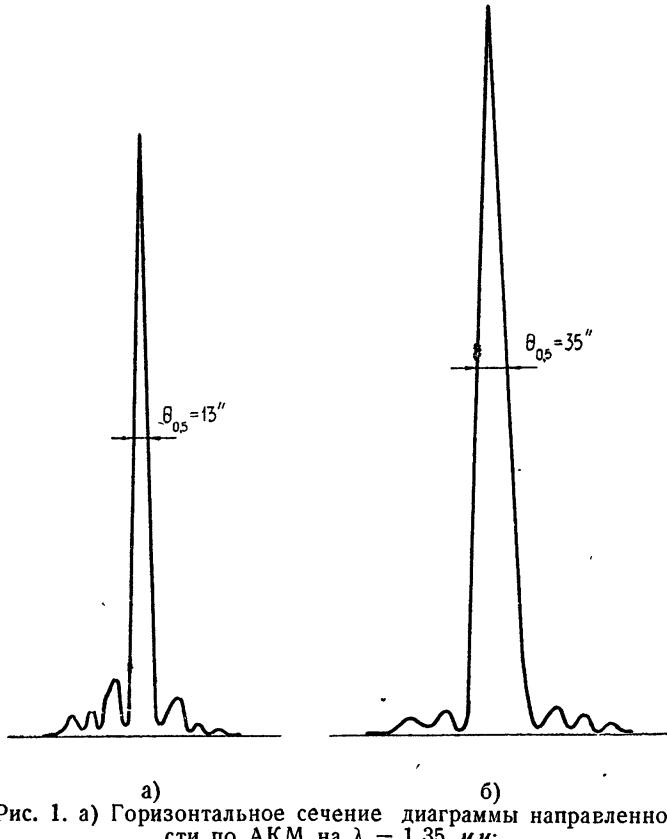


Рис. 1. а) Горизонтальное сечение диаграммы направленности по АКМ на $\lambda = 1,35$ м.м;
б) горизонтальное сечение диаграммы направленности по АКМ на $\lambda = 4,0$ м.м.

Найдем выражение для средней диаграммы направленности, используя сделанные выше предположения о характере фазовых флуктуаций:

$$\begin{aligned} \langle F(\xi) \rangle &= \left\langle \left| \sum_{n=1}^N \int_{x_{n-1}}^{x_n} g(x) \exp \{ i[\varphi_n + k\alpha_n x] + ikx\xi \} dx \right|^2 \right\rangle = \\ &= e^{-\sigma^2} \left| \int_{-L/2}^{L/2} g(x) \exp \left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2} + ikx\xi \right) dx \right|^2 + \sum_{n=1}^N \int_{x_{n-1}}^{x_n} g(x_1) g^*(x_2) \times \\ &\quad \times \left[\exp \left(-\frac{\alpha^2}{2}(x_1 - x_2)^2 \right) - \exp \left(-\frac{\alpha^2}{2}(x_1^2 + x_2^2) - \sigma^2 \right) \right] dx_1 dx_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $g(x)$ — распределение поля на раскрыве, N — число секций

в антenne, L — общая длина антенны, $\alpha^2 = k^2 \sigma_d^2$. Выражение (2) можно существенно упростить, предположив, что амплитуда поля по раскрыву слабо меняется на длине секции и, кроме того, флуктуации углов поворота отдельных секций не слишком велики, т. е. $\alpha^2 l^2 \ll 1$, где l — размер секции.

Тогда получаем из (2)

$$\langle F(\xi) \rangle = e^{-\alpha^2} \left| \int_{-L/2}^{L/2} g(x) \exp \left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2} + ik\xi x \right) dx \right|^2 + N(1 - \Phi(\alpha) e^{-\alpha^2}) \varphi^2(\xi). \quad (3)$$

Здесь

$$\Phi(\alpha) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} g^2(x) \exp(-\alpha^2 x^2) dx,$$

а $\varphi(\xi)$ — диаграмма направленности, формируемая отдельной секцией

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} \exp(ik\xi x) dx = \frac{\sin(k\xi l/2)}{k\xi l/2}.$$

Как видно из выражения (3), влияние смещений секций приводит к появлению, наряду с диаграммой направленности, формируемой всем отражателем (первое слагаемое), «изотропного» члена (второе слагаемое), представляющего собой диаграмму направленности отдельной секции. Влияние случайных углов поворота сводится к расширению главного лепестка диаграммы, формируемого всем отражателем (аналогично тому, как это имеет место при флуктуациях угла прихода волны), а также к увеличению максимума «изотропного» члена. Таким образом (что, впрочем, является физически очевидным), среднюю диаграмму направленности антенны при наличии случайных смещений отдельных секций можно представить как сумму расширенной диаграммы направленности всего отражателя и в N раз более широкого пьедестала. Отношение q величины главного лепестка к величине пьедестала дается выражением

$$q = N \frac{e^{\alpha^2} - \Phi(\alpha)}{\Phi_1(\alpha)}, \quad (4)$$

где

$$\Phi_1(\alpha) = \left| \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} g(x) \exp \left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2} \right) dx \right|^2.$$

Отметим, что выражения (3), (4) справедливы для любых значений α и достаточно больших значений α .

Рассмотрим теперь вопрос о среднеквадратичном отклонении отдельных реализаций диаграммы направленности по мощности от средней. Для этого вычислим выражение для дисперсии диаграммы направленности $D_F(\xi)$:

$$D_F(\xi) = [\langle F^2(\xi) \rangle - \langle F(\xi) \rangle^2]^{1/2}. \quad (5)$$

Вычисление (5) путем интегрирования квадрата диаграммы направленности с соответствующим законом распределения представляет значительные математические трудности, поэтому воспользуемся усреднением всех случайных величин, входящих в выражение для дисперсии. Используя принятую модель фазовых ошибок, получаем следующее выражение:

$$D_F(\xi) = \left\{ \sum_m^N \sum_n^N \sum_j^N \sum_l^N \int_{x_{n-1}}^{x_n} \int_{x_{m-1}}^{x_m} \int_{x_{l-1}}^{x_l} \int_{x_{j-1}}^{x_j} g(x_1) g^*(x_2) g(x_3) g^*(x_4) \times \right. \\ \times \exp \left\{ ik\xi(x_1 - x_2 + x_3 - x_4) - \frac{\alpha^2}{2} [x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 - 2\delta_{nm}x_1x_2 - \right. \\ \left. - 2\delta_{ij}x_3x_4] \right\} [\exp [-\alpha^2 (\delta_{nj}x_1x_3 - \delta_{ni}x_1x_4 - \delta_{mj}x_2x_3 + \delta_{mi}x_2x_4) - \\ \left. - \sigma^2 [\delta_{nj} - \delta_{ni} - \delta_{mj} + \delta_{mi}]] - 1] dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Для равномерного распределения $g(x)$ выражение (6) можно представить в более компактном виде, если выполняется условие $\alpha l \ll 1$, а также если N достаточно велико, т. е. $N \Gamma(\alpha) e^{-\alpha^2} > 1$. В этом случае получаем

$$\frac{D_F(\xi)}{\langle F(0) \rangle} = \sqrt{\frac{2}{N}} \frac{e^{\alpha^2/2}}{\Gamma(\alpha)} |f(\alpha, \xi) \varphi(\xi)| \{ 1 - e^{-\alpha^2} \Gamma(\alpha \sqrt{2}) \times \\ \times [1 + f(\sqrt{2}\alpha, 2\xi)] + e^{-2\alpha^2} \Gamma(2\alpha) f(2\alpha, 2\xi) \}^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$\Gamma(\alpha) = \frac{2}{L} \int_0^L \exp(-\alpha^2 x^2) dx, \\ f(\alpha, \xi) = \frac{2}{\alpha \Gamma(\alpha)} \int_0^{L/2} \exp\left(-\frac{\alpha^2 x^2}{2}\right) \cos(k\xi x) dx.$$

Анализируя выражение (7), можно сказать, что дисперсия $D_F(\xi)$ убывает при $\xi \rightarrow 0$ ($D_F(0) \sim \sigma^2$) и при $\xi \rightarrow \infty$ ($D_F(\xi) \sim \sigma |f(\alpha, \xi)|$), принимая максимальное значение при ξ , соответствующем примерно полуширине средней диаграммы направленности.

При конкретном расчете для РТ-25×2 принималось во внимание то обстоятельство, что из-за большого различия вертикального и горизонтального сечений диаграммы направленности интерес представляет расчет лишь для горизонтального сечения. Поэтому расчет диаграммы направленности проводился для РТ-25×2 как для линейной антенны.

Используя приближение геометрической оптики ($z \ll L^2/\lambda$, z — расстояние между зеркалами), которое хорошо выполняется для данной системы, нетрудно показать, что выражение для средней диаграммы направленности по мощности и ее дисперсия полностью совпадают с (3) и (7) при следующей замене:

$$k^2 (\sigma_\alpha^\varphi + \sigma_\alpha^\psi) = \alpha^2, \quad \sigma_\alpha^\varphi + \sigma_\alpha^\psi = \sigma^2,$$

где $\sigma_\alpha^\varphi, \sigma_\alpha^\psi$ — дисперсии фазовых флуктуаций на параболическом и плоском отражателях соответственно.

Сравнение расчетных кривых с диаграммами, полученными автоколлимационным методом, показало, что влияние фазовых флуктуаций, вносимых ошибками установки секций, полностью совпадает с описанным выше, но дисперсия ошибок на параболическом отражателе удваивается, так как при автоколлимации отражение от параболического отражателя происходит дважды.

На рис. 2 представлена средняя диаграмма направленности РТ-25×2, найденная путем усреднения ее 27 реализаций. Каждая реализация была получена автоколлимационным методом на волне 4,0 мм

(пример диаграммы направленности приведен на рис. 1). На рис. 3 дан график зависимости дисперсии диаграммы направленности РТ-25×2, найденной по тем же 27 реализациям. Выражения (2) и (7) использовались для численного расчета средней диаграммы направленности и ее

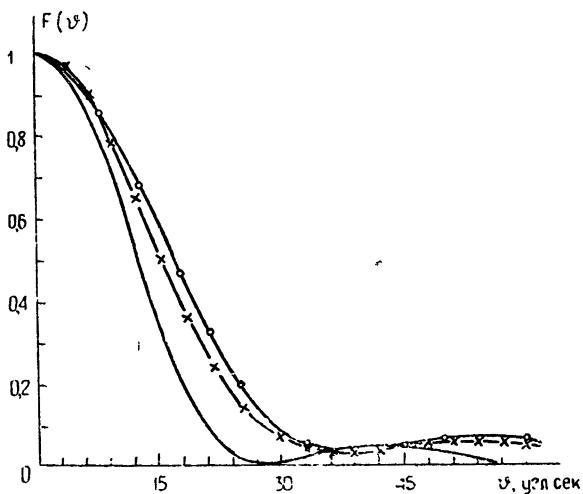


Рис. 2. Средняя диаграмма направленности:
— теоретическая в отсутствие ошибок;
— \times — \times — \times — теоретическая;
—○—○— экспериментальная.

дисперсии. Результаты расчета для $\alpha = 0,177$ и $\sigma = 0,657$ также представлены в виде графика на рис. 2 и 3. Величины α и σ определены по результатам механических измерений положений секций антенны. Эти измерения проводились одновременно с автоколлимационными исследованиями.

Сравнение вычисленной и измеренной средних диаграмм направленности РТ-25×2 показывает удовлетворительное согласие теории с экспериментом.

Измеренный главный лепесток несколько шире рассчитанного, что можно объяснить отличием распределения поля от равномерного. Зависимость дисперсии диаграммы направленности от угла только качественно согласуется с рассчитанной. Причина расхождения в том, что существуют и другие причины флюктуаций уровня сигнала при автоколлимации (например, вследствие изменений мощности излучаемого сигнала, условий на пути его распространения, изменения коэффициента усиления приемника и т. д.). Оценка влияния всех перечисленных факторов позволяет считать естественным наблюдавшееся расхождение расчета и измерений $D_F(\theta)$.

Рис. 3. Дисперсия диаграммы направленности:
— теоретическая;
— $-$ $-$ $-$ экспериментальная.

Расчет диаграммы направленности для многосекционной антенны с ошибками в установке секций показывает, что неточности в установке секций приводят к расширению главного лепестка диаграммы направленности и увеличению уровня боковых по сравнению с ожидаемыми для идеальной антенны. С уменьшением рабочей длины волны эти явления усугубляются. При дальнейшем уменьшении длины волны может

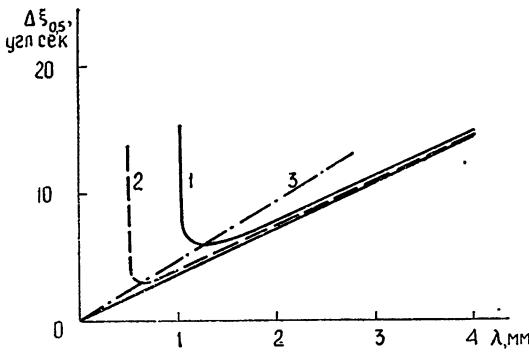


Рис. 4. Полуширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности при фиксированных σ_d ($\sigma_a = 0$) в зависимости от λ :
1 — $\sigma_d = 0,2$ мм; 2 — $\sigma_d = 0,1$ мм; 3 — зависимость оптимальной длины волны λ_{opt} от σ_d ; — теоретическая прямая ($\sigma_d = 0$).

оказаться, что ширина главного лепестка антенны перестает уменьшаться и даже начинает расти. Иллюстрацией сказанного могут служить графики рис. 4 и 5, где представлены зависимости полуширины главного лепестка антенны РТ-25×2 от рабочей длины волны для фиксированных значений дисперсий смещений σ_d (рис. 4) и поворотов секций σ_a (рис. 5).

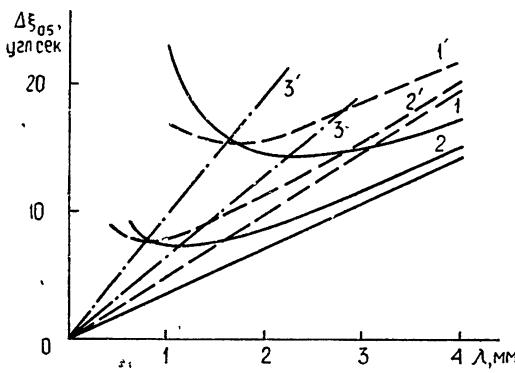


Рис. 5. Полуширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности при фиксированных σ_d ($\sigma_a = 0$) в зависимости от λ ,
— равномерное распределение поля по раскрыву (прямая линия соответствует значению $\sigma_a = 0$); — косинусоидальное распределение поля по раскрыву (прямая линия соответствует значению $\sigma_a = 0$);
1, 1' — $\sigma_a = 10''$; 2, 2' — $\sigma_a = 5''$; 3, 3' — графики зависимости оптимальной длины λ_{opt} от σ_a для равномерного и косинусоидального распределений поля по апертуре.

Анализ графиков рис. 4 и 5 показывает, что для антенны с заданными ошибками существует оптимальная (в смысле достижения максимального углового разрешения) длина рабочей волны. Из этих графиков ясно также, что ошибки в установке углов поворотов секций сказываются сильнее, чем ошибки в установке их расстояний.

Расчет ширины главного лепестка РТ-25×2, выполненный для различных распределений амплитуды поля по раскрыву антенны (см. рис. 5), показывает, что величина оптимальной рабочей волны при неравномерном облучении антенны меньше, чем при равномерном. Можно полагать, что для заданных ошибок установки секций и рабочей длины волны существует оптимальное распределение поля по раскрыву антенны.

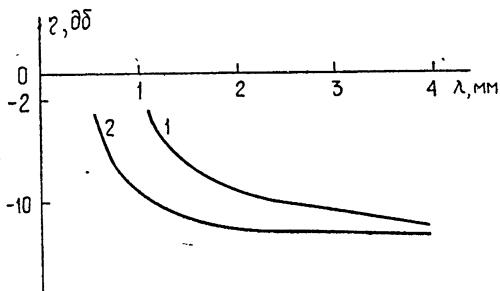


Рис. 6. Уровень первого бокового лепестка диаграммы направленности в зависимости от длины ($\sigma_a = 0$, облучение равномерное):

1 — $\sigma_d = 0,2 \text{ мм}$; 2 — $\sigma_d = 0,1 \text{ мм}$.

При оценке разрешающей способности антенны нельзя, очевидно, судить о ней только по ширине главного лепестка; необходимо принять во внимание и уровень боковых лепестков. График рис. 6 помогает сделать это для многосекционной антенны с ошибками в установке секций.

Таким образом, анализ характеристик направленности многосекционной антенны с ошибками позволяет, применительно к РТ-25×2, сделать следующие выводы. Оптимальная рабочая волна радиотелескопа РТ-25×2 при $\sigma_d = 0,1 \text{ мм}$ составляет около 0,8 мм, при этом ширина главного лепестка антенны равна $\sim 8''$, а уровень первого бокового лепестка не превышает -9 дБ от главного. Наличие значительных ошибок в установке углов поворотов секций приводит к существенному увеличению ширины диаграммы направленности антенны.

В заключение авторы выражают благодарность Н. М. Цейтлину за ряд ценных замечаний, сделанных при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Глазман, А. Г. Кисляков, И. В. Мосалов, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 14, 5, 663 (1971).
2. А. Г. Кисляков, В. И. Чернышев, А. А. Носов, Ю. П. Шандра, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 16, № 9, 1409 (1973).
3. В. Ю. Петрунькин, Н. А. Есепкина, Радиотехника и электроника, 10, 12 (1965).
4. Я. С. Шифрин, Вопросы статистической теории антенн, изд. Сов. радио, М., 1970.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 января 1973 г.

УДК 523.164

**ПОВЫШЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОТЕЛЕСКОПА
РТ-22 КрАО В 3-САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН
ДЛЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА С ПРЕДЕЛЬНЫМ
УГЛОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ**

*Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. А. Ефанов, Л. Р. Коган,
В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, Г. С. Мисеевников, И. Г. Моисеев,
Ю. Г. Монин, М. М. Мухина, В. Б. Штейншлейгер*

Исследования компактных источников космического радиоизлучения со сверхвысоким угловым разрешением в сантиметровом диапазоне показали необходимость повышения чувствительности радиоинтерферометра [1]. В связи с этим была проведена работа по повышению чувствительности радиотелескопа РТ-22 КрАО.

Чувствительность по потоку радиоинтерферометра с независимой регистрацией сигнала (в цифровом виде) определяется шумовой температурой радиотелескопов $T_{\text{ш}}$, их эффективной площадью S , полосой сигнала Δf и временем его накопления T [2]:

$$\delta F \approx \frac{3,2 k \sqrt{T_{\text{ш1}} T_{\text{ш2}}}}{\sqrt{S_1 S_2} \sqrt{\Delta f T}},$$

где k — постоянная Больцмана.

Полоса сигнала Δf определяется полосой пропускания магнитофона и практически не может быть больше нескольких мегагерц. В новой аппаратуре Марк II, разработанной Национальной радиоастрономической обсерваторией (США), полоса равнялась 2 Мгц.

Время когерентного накопления сигнала T ограничивается стабильностью гетеродинов, $T \leq 1/\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} f_r$, где f_r — частота сигнала гетеродина, σ_1 и σ_2 — стабильности частот гетеродинов. При больших временах усреднения должно сказаться влияние нестабильности атмосферы. Стабильность современных рубидиевых стандартов частоты допускает усреднение в течение десятков секунд (в 3-сантиметровом диапазоне). Переход к водородным стандартам позволяет приблизиться к предельному времени усреднения порядка тысячи секунд.

Таким образом, как следует из формулы, чувствительность интерферометра может быть повышена лишь за счет повышения эффективной площади радиотелескопов и понижения их шумовой температуры. Эффективная площадь инструмента определяется размерами его антенны и поэтому может быть только незначительно увеличена путем улучшения ее облучения.

Практически чувствительность радиотелескопа РТ-22 КрАО можно было повысить, снизив шумовые температуры радиометра и антенны. В настоящее время минимальный уровень шумов радиометра в 3-сантиметровом диапазоне обеспечивается путем применения квантовых paramagnитных усилителей бегущей волны, которые кроме предельно низкой собственной шумовой температуры ($T_{\text{ш}} \approx 15^\circ\text{K}$) имеют также достаточ-

но высокую стабильность коэффициента усиления и фазы. Последнее имеет принципиальное значение для радиоинтерферометрии. Были разработаны два усилителя этого типа на волны 2,8 и 3,55 см. На рис. 1 показана высокочастотная часть усилителя. Квантовый парамагнитный усилитель на волну 3,55 см имеет коэффициент усиления 20 дБ, полосу пропускания 33 Мгц и диапазон электронной перестройки 120 Мгц. Уси-

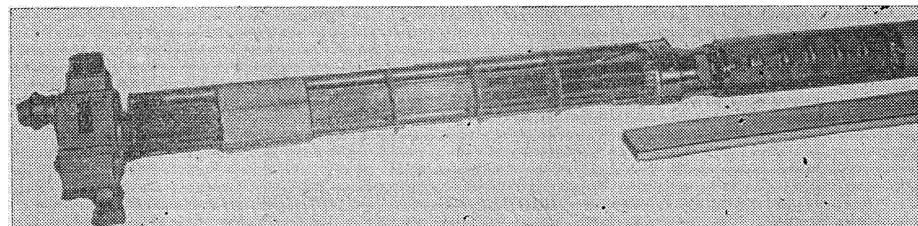


Рис. 1 Высокочастотная часть КПУ.

литель на волну 2,8 см обладает коэффициентом усиления 25 дБ, имеет полосу 23 Мгц и диапазон электронной перестройки 300 Мгц. В качестве активного парамагнитного материала в усилителях использованы кристаллы рубина, установленные в штыревой замедляющей системе. В усилителях применен распределенный по длине замедляющей системы вентиль из иттриевого феррита. Он создает затухание для обратной волны $65 \div 70$ дБ и обеспечивает необходимую связь между входом и выходом усилителя. Высокая фазовая стабильность усилителя достигается за счет применения малогабаритного магнита со сверхпроводящими обмотками. Для уменьшения потока рассеяния и повышения однородности магнитного поля применены экраны из сверхпроводящего сплава. Усилители работают в металлических криостатах при температуре жидкого гелия 4,2°К. Криостат имеет емкость 5 литров, допускает наклон $\pm 45^\circ$ и обеспечивает работу усилителя в течение 10 часов без доливки гелия.

Минимальные шумы антенны были достигнуты благодаря применению схемы Кассегрена [3]. Схема имеет следующие параметры: диаметр гиперболического зеркала равен 1,5 м, эквивалентное фокусное расстояние соответствует 140 м. Исходя из минимальных потерь в миллиметровом диапазоне, вторичный фокус был выбран на расстоянии, равном 200 мм от основания параболического зеркала. В этой связи облучатель на волне 3 см должен иметь небольшой продольный размер. Поэтому была применена двухзеркальная схема облучателя, аналогичная схеме, описанной в [3].

Проведенные работы позволили получить низкую шумовую температуру антенны при высокой ее эффективной площади. Настройка антенны проводилась предварительно по Солнцу, а затем по радиоисточникам малых угловых размеров. Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности в азимутальной и угломестной плоскостях оказалась равной 6',25 и 6',35 соответственно. Эффективная площадь антенны равна $185 \pm 10 \text{ м}^2$, что соответствует коэффициенту использования поверхности 0,49 [4]. Расчетный коэффициент использования поверхности равен 0,56.

Общая шумовая температура антенны в направлении зенита составляет $T_a = 14 \pm 4^\circ\text{K}$. Вклад шумов фона космического радиоизлучения и атмосферы в этом направлении составляет около 6°K , откуда следует, что шумовая температура самой антенны примерно равна $8 \pm 4^\circ\text{K}$. Измерения шумовой температуры и эффективной площади

антенны проводились по эталонной нагрузке ($K_{CB} \leq 1,02$), температура которой принималась равной 80°K при погружении в жидкий азот и 295°K при погружении в воду с $T = 22^{\circ}\text{C}$. Поле рассеяния антенны, измеренное по Солнцу, достаточно быстро спадает и уже на углах $\pm 1^{\circ}$ имеет уровень порядка 45 — 50 дБ.

Эффективность использования радиотелескопа во многом зависит от точности его наведения. Ошибка наведения может достигать особенно большой величины на низких углах места, что определяется влиянием рефракции, прогибом опорных тяг и деформацией конструкции антенны. Поскольку наблюдения на радиоинтерферометре со сверхдлинной базой проводятся при низких углах места, было тщательно определено положение электрической оси антенны при различных азимутах и углах места. Соответствующие поправочные коэффициенты затем учитывались во время наблюдений.

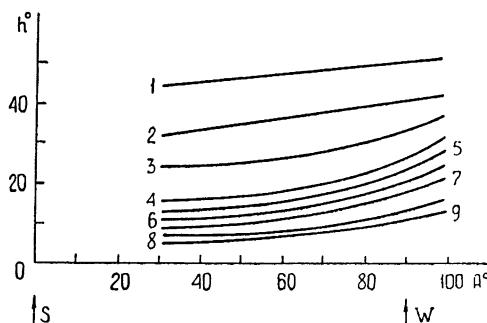


Рис. 2. Зависимость шумовой температуры радиотелескопа РТ-22 от угла места и азимута.
1 — 70°K ; 2 — 75°K ; 3 — 78°K ; 4 — 80°K ; 5 — 85°K ;
6 — 90°K ; 7 — 95°K ; 8 — 100°K ; 9 — 110°K .

В результате проведенной работы чувствительность радиотелескопа была повышена в несколько раз. Его общая шумовая температура при угле места 30° составляла 80°K и понижалась до 70°K при более высоких углах. На рис. 2 показана зависимость шумовой температуры радиотелескопа РТ-22 КрАО от азимута и угла места. Зависимость шумовой температуры от азимута определяется профилем местности. Применение более совершенного волноводного тракта позволит снизить потери в длинноволновой части 3-сантиметрового диапазона и получить еще более высокую флуктуационную чувствительность радиотелескопа. Повышение чувствительности элементов радиоинтерферометра и расширение полосы регистрации позволили успешно провести исследования компактных компонент радиоисточников на интерферометрах с разными базами, в том числе на радиоинтерферометре с предельным в условиях Земли угловым разрешением [5]. Максимальное расстояние между антennами радиоинтерферометра РТ-22 КрАО и РТ-64 Голдстоун, США равнялось примерно 10000 км, что соответствовало угловому разрешению $0,25 \text{ мксек дуги}$. От шести радиоисточников, включая 3С 273, 3С 84 и ОJ 287, были получены четкие интерференционные лепестки, что свидетельствует о наличии в этих источниках компонент, угловые размеры которых равны или меньше предельного углового разрешения интерферометра.

На рис. 3 показаны интерферограммы от источника ОJ 287, полученные с выхода вычислительной машины. Сдвиги обрабатываемых сигналов в соседних каналах отличаются на $0,25 \text{ мксек}$. Во втором и третьем каналах, считая сверху, видны интерференционные лепестки. Каждая

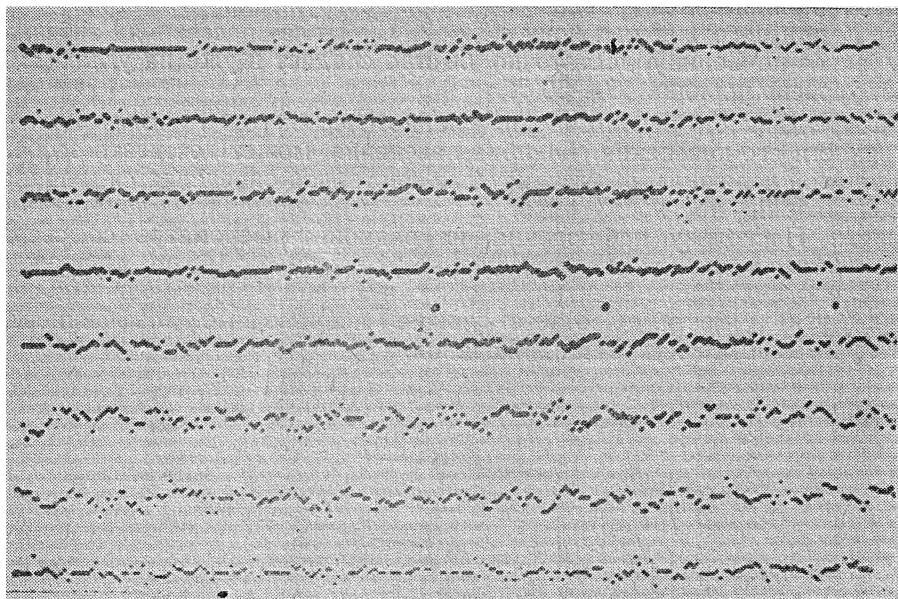


Рис. 3. Пример интерференционных лепестков.

точка интерферограммы получена усреднением сигнала в течение 0,2 сек.

Амплитуда лепестков радиоисточника ОJ 287 не менялась при базах разной длины, откуда следует, что его угловой размер меньше 0,3 мсек дуги.

Авторы выражают признательность Г. Д. Копелянскому, М. П. Столпянскому, А. И. Быковской, И. Д. Стрепко, В. И. Колбасову, П. И. Стёже-ке за помощь в подготовке эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Д. Бродерик и др., Астрон. ж., **47**, 784 (1970).
2. Л. Р. Коган, Радиотехника и электроника, **16**, 2306 (1971).
3. Л. Д. Бахрах и др., Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **12**, № 8, 1109 (1969).
4. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева и др. Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **16**, № 5, 675 (1973).
5. Б. Г. Кларк и др., Астрон. ж., **49**, 700 (1972).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1972 г.

УДК 523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ И ВНЕДРЕНИЕ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ ЮСТИРОВКИ НА БПР

Г. Б. Гельфрейх, О. А. Голубчина

Для исследования точностей отражающей поверхности и юстировки Большого пулковского радиотелескопа (БПР) [1] сейчас применяются три способа: геодезический [3, 4], автоколлимационный [5, 6] и радиоастрономический [2, 7, 8]. В настоящей статье излагаются основные результаты опыта использования радиоастрономического (РА) способа на БПР. Юстировки, результаты которых здесь приводятся, выполнялись с помощью чувствительных радиометров диапазонов 2 и 4 см [11, 12] в период 1970—1972 гг. Источником радиоизлучения служило Солнце.

Время, необходимое для юстировки одного щита по азимуту или по углу места с учетом его наведения и отведения, составляет 1,5 мин, а по расстоянию—2 мин. Общее время работ на антenne, необходимое для юстировки БПР по трем координатам, составляло около 7,5 часов, которые обычно распределялись на три дня (по 2—3 часа в день вблизи кульминации Солнца).

Точность (среднеквадратичная ошибка) РА метода юстировки, реализуемая в настоящее время на БПР, составляет для азимутальных шкал $\sim 0'5$, а для угломестных шкал $\sim 20''$ [8], что вполне достаточно для нормальной работы во всем рабочем диапазоне антенн. Из теории АПП и практического исследования БПР известно, что наибольшее значение имеет точное знание мест нулей радиальных шкал отражающих элементов. Поэтому в настоящей работе мы более подробно рассмотрим вопросы, касающиеся юстировки щитов по расстоянию.

Проанализируем результаты 25 РА юстировок, проведенных в период июль 1970—сентябрь 1971 г. как с целью отладки методики, так и для непосредственного исследования и улучшения качества поверхности БПР. Изменение мест нулей радиальных шкал от юстировки к юстировке может быть вызвано следующими причинами:

1. сезонными уходами фундамента антennы;
2. влиянием ошибок нивелировки;
3. люфтами механизмов крепления щитов;
4. ошибками измерения сигналов;
5. влиянием поверхности вторичного отражателя;
6. смещением центра тяжести радиоизлучения Солнца (ЦТРС).

Оценим величину каждого фактора в отдельности. Выявить сезонные подвижки можно по юстировкам, проводившимся с небольшими интервалами по времени, в периоды значительных уходов фундаментов (обычно весной и осенью). Пример такого сравнения мест нулей радиальных шкал щитов приведен на рис. 1 а, из которого видно, что на отдельных частях антennы радиальные сдвиги достигали 7—11 мм. Эти смещения на записях радиоизлучения Солнца приводят к падению антенной температуры, «развалу» краев Солнца и появлению сильной «подложки» (рис. 2 а). Рис. 2 б показывает резкое улучшение качества

записи Солнца после РА юстировки, результаты которой приведены на рис. 1 а.

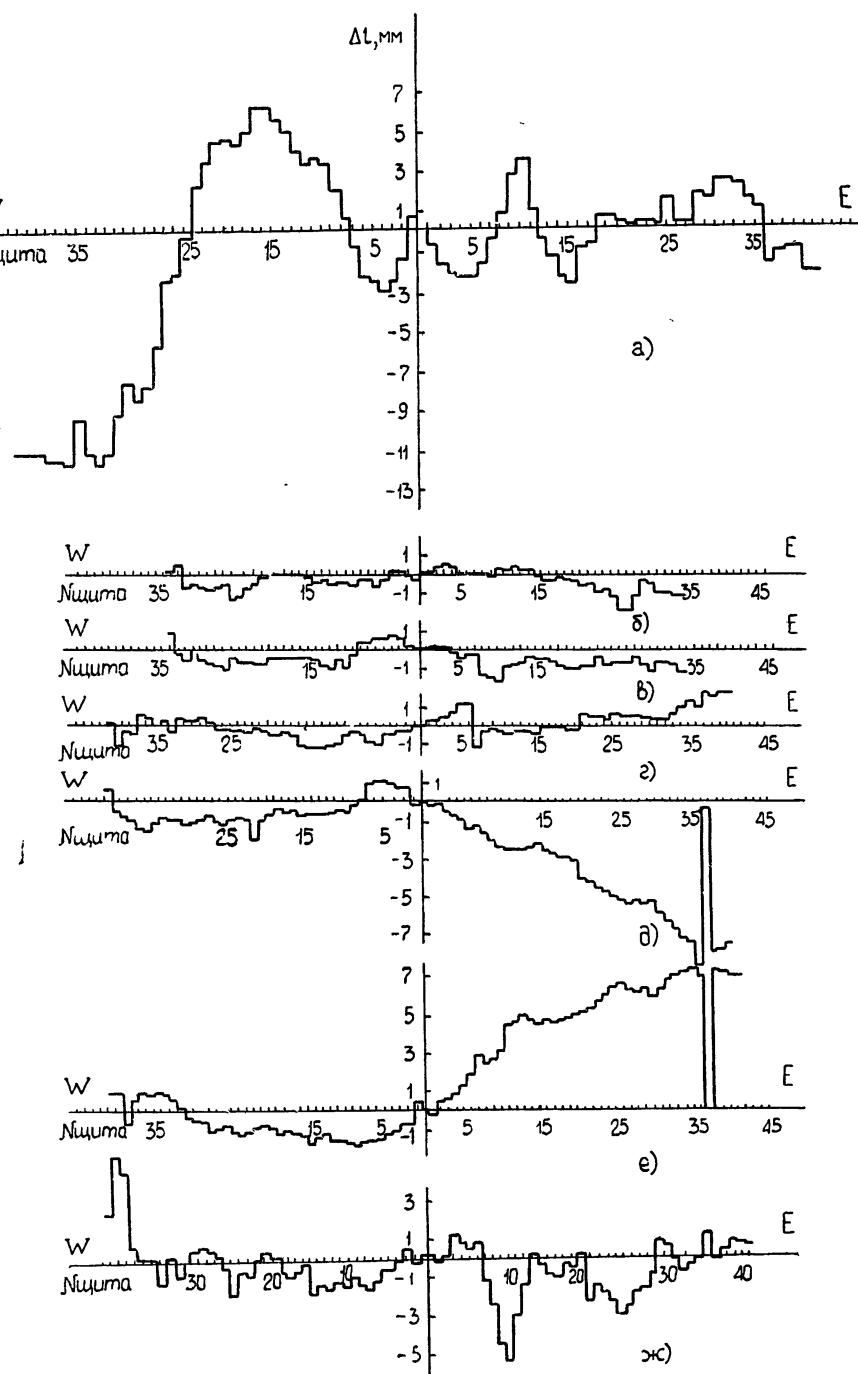


Рис. 1. Разности мест нулей радиальных шкал, полученных из пар радиоастрономических юстировок, проведенных в разные дни:
 а) 18.02.71 г. и 12.03.71 г.; б) 24.03.71 г. и 25.03.71 г.; в) 25.03.71 г. и 5.04.71 г.;
 г) 5.04.71 г. и 7.04.71 г.; д) 7.04.71 г. и 8.04.71 г.; е) 8.04.71 г. и 13.04.71 г.;
 ж) 29.07.71 г. и 26.07.71 г.

Было замечено, что некоторые участки антенных особенно подвержены сезонным хождениям (щиты 9-30, 30-37W, 8-12E), причем развал диаграммы антенных на $\lambda = 2 \text{ см}$ может происходить всего за 2—3 дня. С другой стороны, места нулей двух летних периодов, когда фундаменты достаточно стабильны, могут хорошо совпадать, несмотря на годовой интервал юстировок (рис. 1 ж).

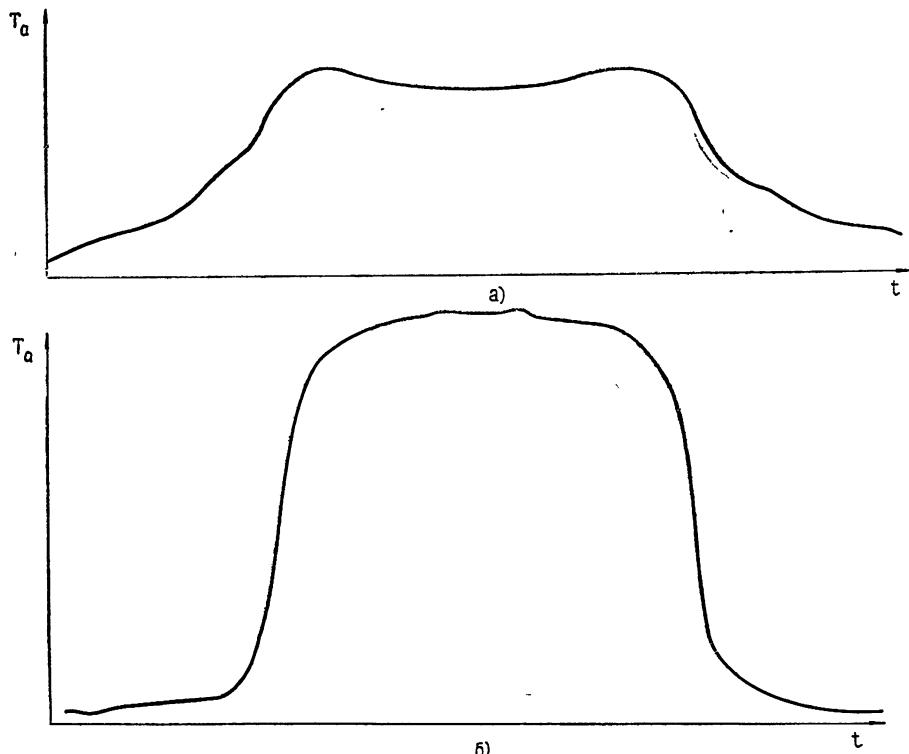


Рис. 2. а) Запись Солнца 10.03 71 г. на $\lambda = 2 \text{ см}$ до проведения РА юстировки; б) запись Солнца 13.03 71 г. на $\lambda = 2 \text{ см}$ после РА юстировки, проведенной 12.03.71 г.

Следующей по величине идет ошибка нивелировки горизонтальных осей щитов. Отклонение оси от общей горизонтальной плоскости на ΔH приводит, как известно [2,8,9], к радиальной ошибке

$$\Delta l = \Delta H \operatorname{tg} (h/2),$$

где h — высота источника. Сезонные изменения высоты Солнца приводят, таким образом, к смещению мест нулей, определяемому РА способом. В период, когда не было подвижек фундаментов, сравнение юстировок, выполненных на разных h , позволило оценить величины Δl . Отсутствие сильных уходов фундаментов контролировалось по качеству записей мощных космических источников, высоты которых не менялись. Из такого анализа следует, что величины Δl достигали $\sim 7 \text{ мм}$, а соответствующая им величина $\Delta H \sim 14 \text{ мм}$. Более оперативное определение ошибок нивелировок, в принципе, может проводиться по Луне, но для этой задачи требуется дальнейший прогресс в чувствительности радиометров. Следует отметить, что подвижки фундаментов могут приводить к появлению как непосредственно радиальной ошибки, так и к изменению ошибки нивелировки. Поэтому ΔH является четвертой величиной, которая должна определяться в процессе юстировки. При РА юсти-

ровке по Солнцу влияние ΔH оказывается автоматически учтенным в местах нулей радиальных шкал для источников, наблюдаемых на высотах, близких к Солнцу.

Для оценки случайной погрешности РА юстировок по расстоянию достаточно сравнить две ближайшие юстировки 5 и 7.04.71 г. или 25.03.71 и 5.04.71, проведенные на вторичном зеркале с точной отражающей поверхностью. Это сравнение дало точность привязки соседних отражающих элементов по расстоянию $\sigma \leq 0,1 \text{ мм}$ (рис. 1 в, г). На точность измерения сигналов при РА юстировке влияет ряд случайных факторов:

- 1) шумовые флуктуации приемника;
- 2) флуктуации атмосферного поглощения;
- 3) неоднородности при экстраполяции кривых;
- 4) ошибки самописца и снятия отсчета с ленты.

В обычно использовавшихся режимах работы неоднозначность снятия отсчета, обусловленная перечисленными причинами, составляла не более 1 мм на записи или 0,2°К антенной температуры. Такая ошибка приводит к ошибке в определении места нуля радиальной шкалы щита не более чем на 0,01 мм . Медленные и плавные изменения коэффициента усиления приемника, атмосферного поглощения или шумов антенн неискажают существенно результатов юстировки, так как они автоматически учитываются в процессе экстраполяции кривых [8]. Однако быстрые изменения этих факторов, например, связанные с внезапными ливнями и снегопадами, могут нарушить нормальный ход юстировки. Поэтому главным источником случайной ошибки ($\sigma \leq 0,1 \text{ мм}$) следует считать люфты механизмов щитов.

Окончательным этапом определения мест нулей радиальных шкал щитов является их взаимная привязка, в результате чего происходит накопление ошибки к краю антенны. При $\sigma = 0,1 \text{ мм}$ и количестве щитов $N = 45$ эта ошибка на краю имеет дисперсию $\sigma \sqrt{N} = 0,64 \text{ мм}$. При привязке одного отражающего элемента к другому случайная грубая ошибка или неисправность механизмов существенно оказывается на результатах всей юстировки. В случае неисправностей или больших люфтов отдельных механизмов проводилась привязка удаленных щитов посредством юстировок на более длинноволновых радиометрах ($\lambda = 4 \text{ см}$), где была возможна непосредственная привязка щитов по Солнцу через один элемент [10].

Влияние качества отражающей поверхности вторичного зеркала иллюстрируется рис. 1 д, е, на котором приведены сравнения мест нулей по юстировкам на «точном» и «грубом» зеркалах (7.04.71 и 13.04.71 использовался «точный» облучатель, 8.04.71—«грубый»). Случайные ошибки здесь практически отсутствуют: $\sigma = 0,12 \text{ мм}$. Однако существенно влияние недостаточной жесткости конструкции «грубого» вторичного отражателя. Крупномасштабная деформация его поверхности вызывает при юстировке каждой пары систематическую ошибку, которая при определении мест нулей радиальных шкал накапливается от центра к краю антенны (рис. 1 д, е), что приводит к изменению формы главной отражающей поверхности АПП или ее развороту относительно меридиана. Рис. 1 д, е иллюстрирует случай, когда такая деформация достигала нескольких миллиметров (обычно она меньше).

Для проверки независимости результатов РА юстировки от расстояния вторичного отражателя r до центра антенны сравнивались две соседние юстировки 24.03.71 и 25.03.71 (рис. 1 б), выполненные на точном вторичном отражателе соответственно в двух положениях $r = 26 \text{ м}$ и $r = 50 \text{ м}$. Полученное малое значение $\sigma = 0,12 \text{ мм}$ свидетельствует об отсутствии такой зависимости.

В период с 29.07.70 г. и по настоящее время для наблюдений на БПР в основном используются результаты РА юстировок. Примеры высококачественных записей Солнца и двойного радиоисточника Лебедь-А на волне $\lambda = 2 \text{ см}$ приведены на рис. 3 а, б. Удалось также получить удовлетворительные записи Солнца в меридиане на $\lambda = 0,85 \text{ см}$. С внедрением РА юстировки исчезла необходимость в применении специальной сложной методики обработки записей Солнца на $\lambda = 2 \text{ см}$ [13] и эффективно проводились наблюдения дискретных источников Омеги, Ориона, Девы, Лебедя-А, 3С 273 на $\lambda = 2 \text{ см}$ [11].

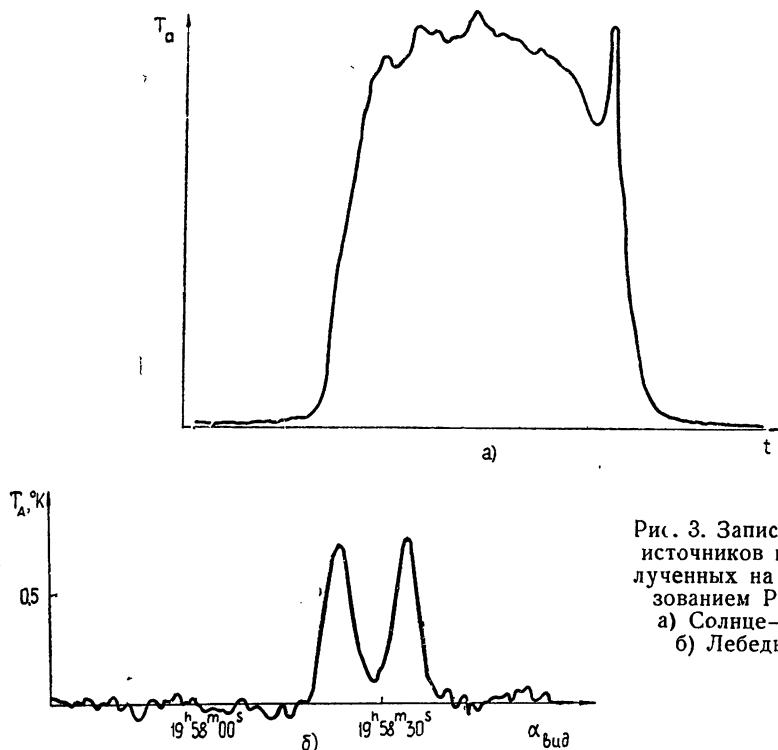


Рис. 3. Записи космических источников на $\lambda=2 \text{ см}$, полученных на БПР с использованием РА юстировки:
а) Солнце—15.08.70 г.;
б) Лебедь-А—1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Э. Хайкин и др., Изв. ГАО, 21, № 164, вып. 5, 3 (1960).
2. Г. Б. Гельфрейх и др., Изв. ГАО, № 185, 202 (1970).
3. Ю. К. Зверев и др., Изв. ГАО, № 185, 219 (1970).
4. Ю. К. Зверев, Геодезические работы в народном хозяйстве, вып. 2, 1973.
5. Н. Ходжамухаммедов и др., Радиотехника и электроника, 15, № 2 (1970).
6. А. А. Стоцкий, Н. Ходжамухаммедов, Изв. ГАО, № 188, 129 (1972).
7. Г. Б. Гельфрейх, Изв. ГАО, № 189, 139 (1972).
8. Г. Б. Гельфрейх, О. А. Голубчина, Астрофизические исследования, 4, 177 (1972).
9. О. А. Голубчина и др., Астрофизические исследования, 5 (1973).
10. В. В. Виткевич, Астрон. ж., 29, 4 (1952).
11. В. М. Богод и др., Астрон. ж., 50 (1972).
12. А. Б. Берлин, Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, ПТЭ, № 3, 146 (1969).
13. В. Г. Нагибеда, Диссертация, ЛГУ, Ленинград, 1970.

УДК 523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОТЕЛЕСКОПА УТР-2

A. B. Мень, A. B. Антонов

Большой декаметровый широкополосный радиотелескоп Института радиофизики и электроники Академии наук УССР УТР-2 предназначен для исследования дискретных и протяженных радиоисточников, а также фоновой компоненты космического радиоизлучения в диапазоне частот от 10 до 25 $M\text{g}\text{c}$ [1].

Телескоп состоит из двух многоэлементных содержащих 2040 излучателей антенных решеток размерами 1800×60 м и 900×60 м, ориентированных большими сторонами соответственно вдоль направления север—юг и запад—восток так, что инструмент имеет конфигурацию в виде буквы Т.

Ширина диаграммы направленности радиотелескопа изменяется от $20 \times 20'$ на верхней рабочей частоте до $50 \times 50'$ на нижней.

Запись космического радиоизлучения проводится одновременно пятью лучами, разнесенными в зените друг от друга по склонению на $22'.3$. Управление ориентировкой лучей проводится как оператором, так и с помощью ЭВМ, которая позволяет осуществлять длительное сопровождение радиоисточников.

В диапазоне работы радиотелескопа существенное влияние на распространение радиоволн оказывает ионосфера.

Радиусы пространственной корреляции фазовых и амплитудных флуктуаций сигналов, прошедших через всю толщу ионосферы, оказываются соизмеримыми с размерами антенны, что приводит к заметной декорреляции сигналов вдоль ее полотна и уменьшению эффективной площади радиотелескопа.

Наличие крупномасштабных неоднородностей приводит к наклону фазового фронта принимаемого радиоизлучения—появлению регулярной и нерегулярной рефракции [2]. Поскольку антenna имеет узкую диаграмму направленности, то рефракция может вызвать заметное изменение регистрируемой интенсивности излучения из-за отклонения положения источника относительно расчетного направления, в котором ориентирована диаграмма. В результате величина потока радиоисточника окажется существенно заниженной, а при наблюдении в режиме слежения запись вообще может отсутствовать.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию влияния рефракции на работу радиотелескопа УТР-2. Узкая диаграмма направленности по двум координатам и возможность одновременной работы пятью лучами во всем частотном диапазоне позволяют по излучению дискретных радиоисточников одновременно исследовать рефракцию радиоволн в ионосфере по склонению δ и по часовому углу t .

Образец записей дискретного источника ЗС 461, проведенных на частоте 25 $M\text{g}\text{c}$ одновременно на пяти лучах, приведен на рис. 1. Здесь показано три последовательных прохождения источника через диаграм-

му антенны, у которой в расчетном по склонению направлении на источник ориентирован центральный (третий) луч.

Расчетные моменты прохождения источника через максимум диаграммы центрального луча, т. е. его кульминации, отмечены на записях стрелками. На всех записях нанесены также сигналы калибровки и метки местного времени.

Первая после калибровки запись проведена для случая, когда все лучи в пространстве совмещены с центральным лучом. Амплитуды этих записей практически одинаковы, но момент максимума оказывается позже расчетного значения из-за рефракции по прямому восхождению. Величина рефракции Δt определяется по времени запаздывания как разность между расчетными и измеренными значениями величин. В последующих двух прохождениях все лучи, кроме центрального, смешались по склонению относительно него в разные стороны с интервалом между соседними лучами в $22',6$ угловые минуты.

Эти записи показывают, что источник проходит между вторым и третьим лучами, что соответствует более низкому его видимому положению по склонению. По расчетным диаграммам всех лучей и соотношению амплитуд записей на них определяется рефракция источника по склонению $\Delta\delta$ в угловых минутах в виде разности между расчетными и измеренными значениями.

Таким образом, одновременные записи космических радиоисточников на пяти различных лучах при точном знании их координат позволяют определить рефракцию сигналов в ионосфере одновременно по склонению и часовому углу и восстановить истинное (максимальное) значение потока дискретных источников. Измерения показали, что наибольшая рефракция по часовому углу Δt наблюдается в утренний период при восходе Солнца. Данные, полученные в этот период по Δt в угловых минутах одновременно на пяти частотах от 12,6 до 25 МГц, приведены на рис. 2.

Наблюдается явная зависимость величины рефракции от частоты, которая на 12,6 МГц может достигать значения в $110'$. Такие большие значения рефракции по t , заметно превышающие ширину диаграммы направленности, могут привести к тому, что при непрерывном сопровождении источника без учета рефракции либо при записи прохождений через диаграмму с интервалом переключения направлений ориентировки лучей антенны менее 10 минут источник может находиться, особенно при низких частотах и высоких склонениях, вне основного лепестка диаграммы направленности. Частотная зависимость величины рефракции близка к квадратичной, что иллюстрируется рис. 3, на котором приведены данные по двум наиболее интенсивным в декаметровом диапазоне источникам ЗС 461 и ЗС 405.

Среднее значение показателя степени α ($\Delta t \sim 1/f^\alpha$) для источника ЗС 405 составляет около 1,8, а для ЗС 461—2. Различие в этих резуль-

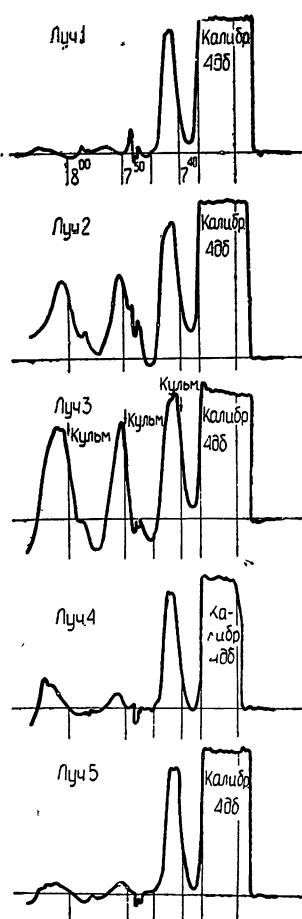


Рис. 1.

татах можно объяснить недостаточной статистикой измерений по источнику 3С 405.

Поскольку с понижением частоты величина рефракции увеличивается пропорционально квадрату изменения частоты, а расширение диаграмм антенны—пропорционально первой степени, то ясно, что на

самых низких частотах коррекция результатов измерений потоков источников из-за рефракции по склонению наиболее существенна.

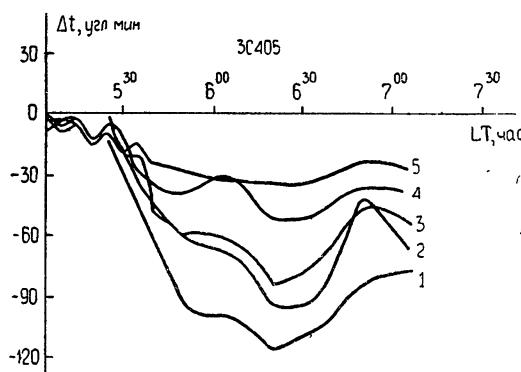


Рис. 2. 1 — 12,6 МГц, 2 — 14,7 МГц,
3 — 16,7 МГц, 4 — 20 МГц,
5 — 25 МГц.

В марте—апреле 1972 г. были проведены измерения рефракции по склонению и часовому углу по ряду дискретных источников космического радиоизлучения (3С 405, $\delta = 40^{\circ}, 65$; 3С 461, $\delta = 58^{\circ}, 67$; 3С 84, $\delta = 41^{\circ}, 41$; 3С 144, $\delta = 21^{\circ}, 99$; 3С 218, $\delta = -11^{\circ}, 97$; 3С 274, $\delta = 12^{\circ}, 55$; 3С 348, $\delta = 0^{\circ}, 04$) в интервале часовых углов ± 2 часа относительно прохождения источников через меридиан, причем наблюдения велись практически непрерывно в течение суточных циклов. По этим данным были определены зависимости рефракции по обеим координатам от времени суток, приведенные на рис. 4. Так как источники, по которым велись измерения, имели разное склонение (зенитный угол z), для сопоставления результатов экспериментальные данные путем умножения на $\cos z$ были приведены к единой толще ионосферы и, кроме того, рефракция по прямому восхождению Δt заменена рефракцией по центральному углу $\Delta t \cos \delta$, т. е. приведены величины рефракции в двух ортогональных плоскостях, проходящих через направление на источник излучения.

Из этого рисунка следует, что до кульминации Солнца рефракция в ионосфере по Δt отрицательная — прохождение источника через диаграмму происходит позже расчетного времени. После прохождения Солнца через меридиан рефракция меняет знак.

В ночное время рефракция мала, максимальное ее значение достигается в утренние и вечерние часы. Такая зависимость величины рефракции от местного времени может объясняться либо рефракцией в ионосфере за счет градиентов ее ионизации солнечным излучением, либо

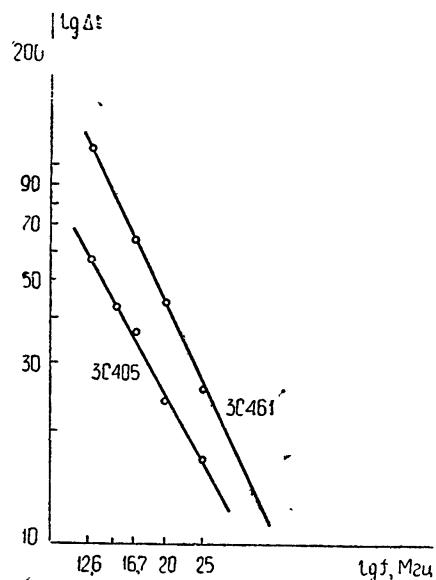


Рис. 3.

рефракцией в сверхкороне Солнца. Более детальные исследования, в частности наблюдения за радиоизлучением спокойного Солнца, которые показали, что величина и знак рефракции солнечного радиоизлучения совпадают с данными, полученными по дискретным источникам, свидетельствуют о том, что наблюдалася рефракция вызывается в основном ионосферой Земли и происходит за счет отклонения падающего радиоизлучения в менее ионизированные области ионосферы.

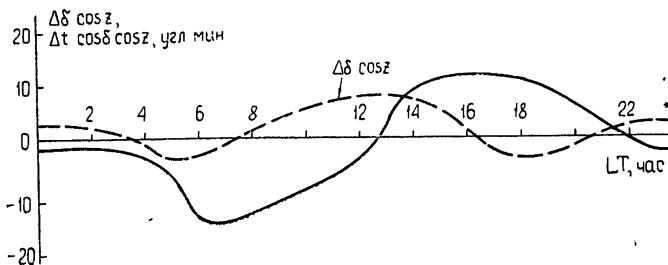


Рис. 4.

Такое рассмотрение объясняет качественно и поведение рефракции по склонению в зависимости от положения Солнца относительно наблюдаемого источника. Она максимальна и положительна в полдень, когда положения источника и Солнца по прямому восхождению практически совпадают. При этом видимое положение источника, отклоняясь в менее ионизированные области ионосферы, оказывается ниже истинного. Этим же объясняется изменение знака рефракции в период восхода и захода Солнца.

Кроме наблюдения статической или медленно меняющейся рефракции, соответствующей условиям распространения в спокойной ионосфере, проводились также измерения, когда наблюдалась нерегулярная рефракция.

В этих случаях величина рефракции может в несколько раз превышать значения для спокойной ионосферы.

Пример временной зависимости рефракции по δ и t для такого периода показан на рис. 5. Наиболее часто подобные явления наблюдались в вечернее время.

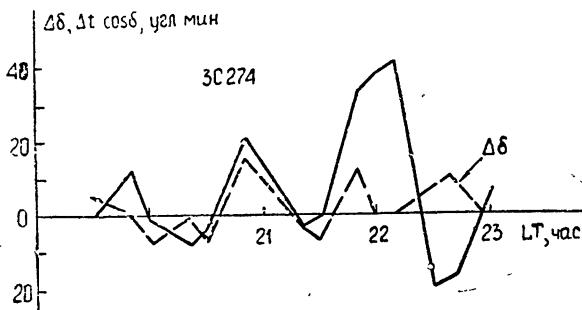


Рис. 5.

Приведенные результаты показывают, что рефракция декаметровых радиоволн в освещенной ионосфере обычно носит регулярный характер и может достигать больших значений, что необходимо учитывать при работе с высоконаправленными антеннами, имеющими диаграмму направленности уже $0,5 \div 1^\circ$ в любой из плоскостей.

Для устранения влияния этого эффекта на измерения плотностей потоков космического радиоизлучения в диапазоне $10 - 25 \text{ MГц}$ необходимо запись источников проводить одновременно на нескольких разных по склонению до одного градуса лучах и работать в режиме дискретного управления лучом, ориентируя его в пространстве с дополнительным упреждением до кульминации источников не менее 5 минут.

При работе в режиме слежения необходимо проводить коррекцию расчетного положения источника на величину рефракций, без коррекции слежение возможно только в ночное время.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я Брауде, Ю. М. Брук и др., Препринт № 7, изд ИРЭ АН УССР, Харьков, 1971.
2. J. E. Titheridge, J. Atm. Terr. Phys., 26, № 2, 159 (1964).

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
7 декабря 1972 г.

УДК 523.164

РАДИОМЕТР ДИАПАЗОНА $3 \div 3,8$ мм С ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕМ НА ВХОДЕ

B. N. Воронов, P. Киракосян

Чувствительность наземного радиотелескопа миллиметрового диапазона волн, вообще говоря, ограничена флюктуациями радиоизлучения Земной атмосферы. Сканирование диаграммы направленности радиотелескопа позволяет существенно ослабить влияние атмосферных флюктуаций на выходной шум радиометра [1]. Степень подавления флюктуаций зависит, в первую очередь, от симметрии переключателя, используемого для сканирования. Разработка симметричного ферритового или полупроводникового переключателя с малыми потерями для сканирования в миллиметровом диапазоне волн—технологически сложная задача [2]. Ниже приводится описание радиометра диапазона $3 \div 3,8$ мм с механическим переключателем.

Схема входного тракта радиометра представлена на рис. 1. Тракт выполнен на сверхразмерных волноводах сечением $11 \times 5,5$ мм² и состоит из двух направленных ответвителей, переключателя и пирамидальных переходов с сечения $11 \times 5,5$ мм² на стандартный волновод 3-миллиметрового диапазона. Переключатель представляет собой волноводный крест, по диагонали которого прорезана узкая щель ($\sim 0,5$ мм). В щель входит зубчатый диск с зеркальной поверхностью, который приводится в движение синхронным мотором. При вращении диска к смесителю поочередно подключаются, как ясно из рис. 1, входы 1 и 2. Потери в переключателе и несимметрия его каналов определяются точностью изготовления креста и других элементов переключателя. В описываемом радиометре потери в переключателе составляют около 1 дБ, а несимметрия каналов не превышает 5%.

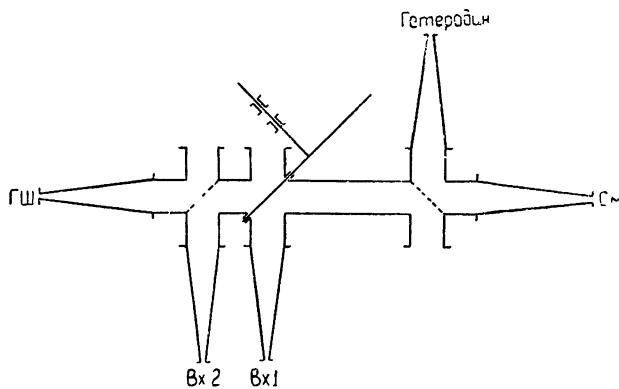


Рис. 1. Схема входного тракта радиометра.

В сигнальный тракт радиометра включены два направленных ответвителя (см. рис. 1), выполненных на майларовой пленке. Один из

ответвителей используется для калибровки радиометра (к нему подключается газоразрядный генератор шума), а второй служит для подачи излучения гетеродина на диод смесителя. В качестве гетеродина применена ЛОВ ОВ-14 [3].

При разработке радиометра большое внимание уделено улучшению параметров смесителя. Наилучшие результаты были получены при использовании в смесителе арсенидо-галиевого диода с барьером Шоттки [4]. Потери преобразования в этом случае составляли около 10 дБ, а эффективная шумовая температура смесителя на промежуточной частоте была близка к 300°К.

Полная блок-схема радиометра приведена на рис. 2. Усилитель промежуточной частоты (УПЧ) имеет три каскада. Первый каскад — вырожденный параметрический усилитель со средней частотой 2,3 ГГц, полосой пропускания частот 300 МГц и эффективной шумовой температурой около 100°К. Второй и третий каскады УПЧ — ЛБВ 10-сантиметрового диапазона. Полная шумовая температура УПЧ составляет 150°К, общий коэффициент усиления равен 55 дБ.

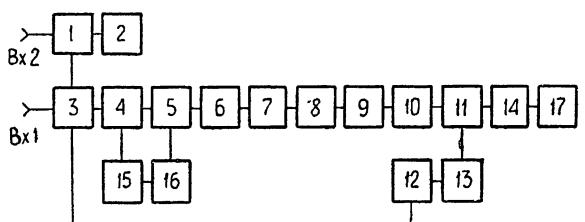


Рис. 2. Блок-схема радиометра:

1, 4 — направленный ответвитель; 2 — генератор шума; 3 — переключатель; 5 — смеситель; 6 — параметрический усилитель; 7, 8 — ЛБВ; 9 — детектор; 10 — УНЧ; 11 — синхронный детектор; 12 — генератор опорного напряжения; 13 — фазовращатель; 14 — УПТ; 15 — гетеродин; 16 — АПЧ; 17 — самописец.

Выходной сигнал УПЧ детектируется, и на вход УНЧ поступает сигнал с частотой 360 Гц. Низкочастотные блоки собраны по типовым схемам.

Радиометр имеет также систему автоматической подстройки частоты по минимуму интерференционного сигнала [5]. Уровень остаточного ложного сигнала не превышает 5°К.

Чувствительность радиометра в средней точке рабочего диапазона ($\lambda \approx 3,5$ мм) составляет при постоянной времени 1 сек около 0,3°К. В крайних точках диапазона чувствительность ухудшается в 3—5 раз.

Заметим в заключение, что конструкция описанного здесь переключателя позволяет, в принципе, построить двухканальный радиометр. Увеличение вдвое времени наблюдения сигнала даст возможность увеличить чувствительность радиометра в $\sqrt{2}$ раз.

Авторы пользуются случаем выразить свою признательность А. Г. Кислякову и А. И. Наумову за внимание к работе, Ю. В. Лебскому за помощь в разработке элементов сверхразмерного тракта и Д. В. Королькову за содействие в разработке УПЧ.

ЛИТЕРАТУРА

- Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 12, 1773 (1968).
- Сб. Современные проблемы антенно-волноводной техники, изд. Наука, М., 1967 г.

3. М. Б. Голант, Р. Л. Виленская, Е. А. Зюлина, З. Ф. Каплун, А. А. Негирев, В. А. Парилов, Т. Б. Реброва, В. С. Савельев, ПТЭ, № 4, 136 (1965).
4. В. Н. Воронов, А. Д. Гинзбург, А. И. Наумов, Д. Г. Павельев, В. М. Ускова, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 7, 1125 (1973).
5. Л. И. Герштейн, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 8, № 4, 77 (1965).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
8 декабря 1972 г.

УДК 523.164

СУПЕРГЕТЕРОДИННЫЙ АНАЛИЗАТОР СПЕКТРА ДИАПАЗОНА ВОЛН $1,1 \div 1,7$ мм

Ю. Ю. Куликов, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов,
В. Р. Амирханян

Блок-схема супергетеродинного анализатора спектра для спектральных радиоастрономических измерений в диапазоне волн $1,1 \div 1,7$ мм изображена на рис. 1. Цифрой II обозначен широкополосный супергетеродинный радиометр со сверхвысокой промежуточной частотой; аналогичный описанному в статье [1]. Для анализа внутри полосы усилителя промежуточной частоты (УПЧ) применен волноводный фильтр IV с полосой пропускания $\Delta F \approx 50$ Гц. Фильтр представляет собой резонатор, образованный четырьмя штырями, перпендикулярными широкой стенке волновода сечением 23×10 мм. Перестройка фильтра осуществляется диэлектрическим клином, вводимым в резонатор. Диапазон перестройки $\approx 1,5$ Гц, прямые потери сигнала при прохождении через фильтр около $2 \div 3$ дБ, неравномерность коэффициента передачи порядка 1 дБ.

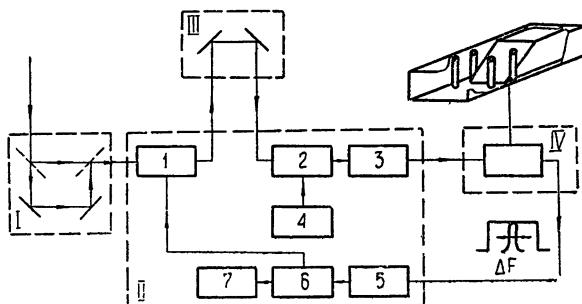


Рис. 1. I—фильтр-пробка, II—широкополосный супергетеродинный радиометр, III—линия задержки, IV—перестраиваемый фильтр;

1 — модулятор, 2 — смеситель, 3 — усилитель промежуточной частоты (УПЧ), 4 — гетеродин, 5 — второй детектор, 6 — гетеродинный фильтр, 7 — регистрирующее устройство (самописец).

Дополнительные элементы I, III, необходимые для построения спектр-анализатора—это фильтр-пробка I на входе приемника для «вырезания» зеркального канала и линия задержки III для уменьшения паразитного сигнала, связанного с интерференцией собственных шумов смесителя [2]. В качестве линии задержки использован сверхразмерный волновод длиной около 2 метров; в качестве фильтра-пробки—интерферометр Маха—Цендера, разность хода в котором примерно равна четверти длины волны колебаний промежуточной частоты, тем самым обеспечивается прием по одному из каналов. Эффективность подавления зеркального канала ~ 20 дБ, прямые потери на частоте основного канала—0,9 дБ.

В отличие от описанного в [1], смеситель спектр-анализатора выполнен на диодах с барьером Шоттки [3], а в качестве УПЧ использован туннельный усилитель (ТУ).

Флуктуационный порог чувствительности спектр-анализатора $\delta T_{\min} \approx 16^{\circ}\text{K}$ при постоянной времени $\tau = 1$ сек в указанной выше полосе приема $\Delta F \approx 50$ Мгц.

Отметим, что в рассматриваемом диапазоне, с использованием других методов анализа (например, с помощью интерферометра Майкельсона [4]) удается получить разрешение в лучшем случае 0,0625 см⁻¹, т. е. около 1800 Мгц.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Гапонову и А. Г. Кислякову за внимание к работе, Д. Г. Павельеву—за предоставленные диоды с барьером Шоттки, В. С. Эткину—за предоставление чертежей ТУ и консультаций, И. Ф. Белову, любезно указавшему на возможность использования волноводного фильтра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Федосеев, Ю. Ю. Кулаков, Радиотехника и электроника, 16, № 4, 554 (1971).
2. В. С. Троицкий, ЖТФ, 25, 1426 (1955).
3. В. Н. Воронов, А. Д. Гинзбург, А. И. Наумов, Д. Г. Павельев, В. М. Ускова, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 7, 1125 (1973).
4. J. E. Haggies, N. R. W. Swann, J. E. Beckman, P. A. R. Ade, Nature, 236, № 5343, 159 (1972).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
25 января 1973 г.

УДК 623.164

РАДИОМЕТР ДИАПАЗОНА 4 см С ОХЛАЖДАЕМЫМ ЖИДКИМ АЗОТОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ УСИЛИТЕЛЕМ НА ВХОДЕ

А. Б. Берлин, Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, А. С. Берлин,
Н. Т. Тищенков, О. А. Арсеньева, Р. И. Вергасов

Здесь приведены результаты лабораторных испытаний нового радиометра, изготовленного в Пулкове для радиотелескопа РАТАН-600.

Модуляционный радиометр построен по традиционной пулковской схеме—с широкополосным приемником прямого усиления [1–3]. В первых каскадах приемника использованы параметрические усилители (ПУ) вырожденного типа, причем для снижения шумов первый каскад охлажден жидким азотом. Схема лабораторных испытаний радиометра показана на рис. 1. Радиометр обладает следующими параметрами: $f_0 = 7700 \text{ M} \cdot \text{Гц}$, $\Delta f = 800 \text{ M} \cdot \text{Гц}$, $T_{\text{пр}} \leqslant 60^\circ\text{K}$ (без модулятора), $G_{\text{увч}} = 60 \text{ дБ}$. При шумовой температуре входного тракта 30°K (общая $T_{\text{ш}} \approx 90^\circ\text{K}$) и времени накопления $\tau = 1 \text{ сек}$ чувствительность составляет $\Delta T = 8 \cdot 10^{-3}^\circ\text{K}$ (рис. 2).

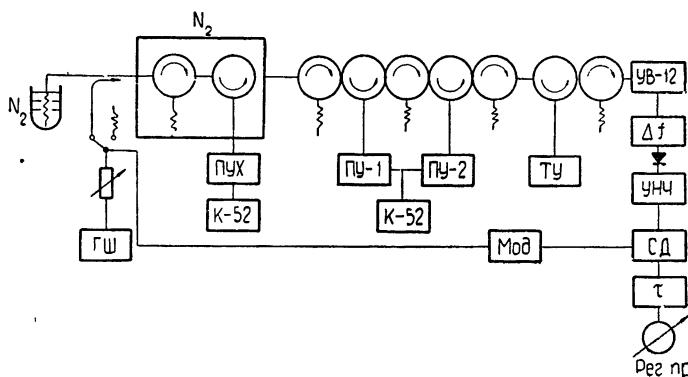


Рис. 1.

Конструкция охлаждаемого ПУ подобна примененной нами в [3] и в описываемом радиометре для неохлаждаемых каскадов (рис. 3). Охлаждение мы применили контактное, криостат из пенопласта (рис. 4). В охлаждаемом ПУ использован параметрический диод с барьером металл—арсенид галлия в металлокерамическом корпусе [4] с параметрами в рабочей точке $E_{\text{см}} = -2 \text{ в}$, $C_b = 0,25 \text{ нФ}$, $\tau = 0,44 \text{ нсек}$, индуктивность $0,6 \text{ нгеми}$, $C_{\text{парт}} = 0,25 \text{ нФ}$. Характерным и очень важным для практики обстоятельством является то, что характеристики ПУ на диодах из арсенида галлия (частотная характеристика и коэффициент усиления) практически не изменяются при изменении температуры от комнатной до температуры жидкого азота. В охлаждаемом каскаде использованы два трехплечих циркулятора разработки О. А. Ар-

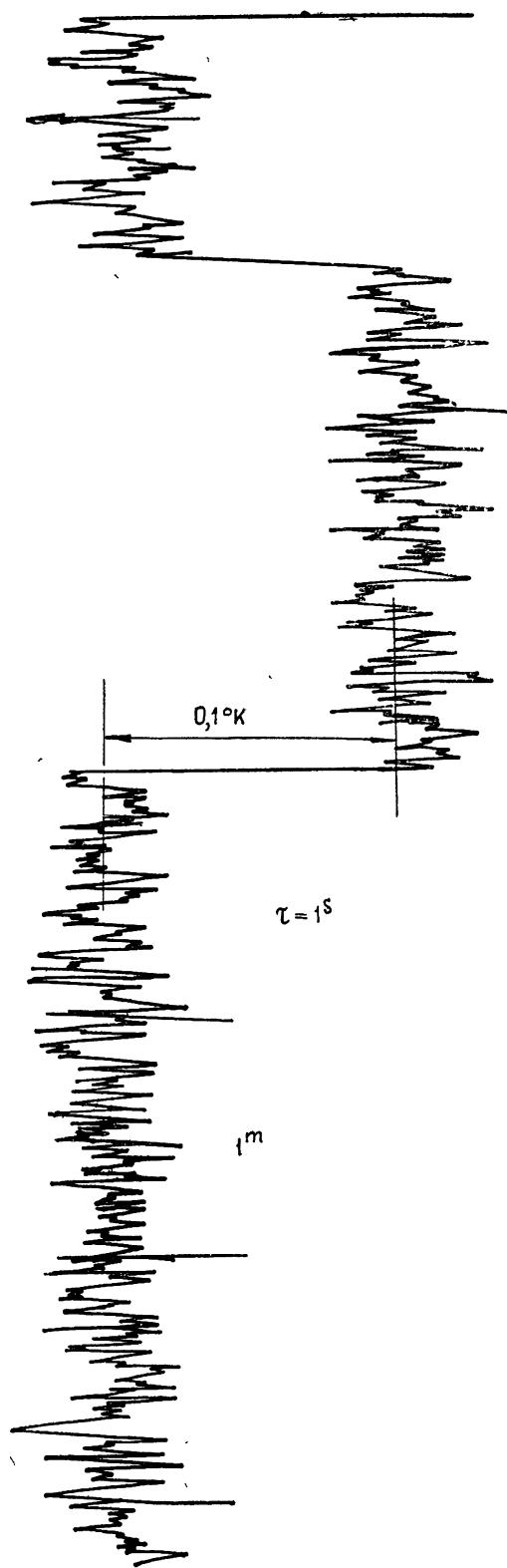


Рис. 2. Приемник с охлажденным
ПУ на входе.

$$\left. \begin{array}{l} T_{\text{вх}} = 30^{\circ}\text{K} \\ T_{\text{ПУ+цирк}} = 40^{\circ}\text{K} \\ T_{\text{посл к}} = 20^{\circ}\text{K} \end{array} \right\} \quad \begin{array}{l} T_{\Sigma} = 90^{\circ}\text{K} \\ \Delta T = 0,008^{\circ}\text{K} \end{array}$$

сеньевой и Р. И. Вергасова, также допускающие охлаждение до 77°K . Циркуляторы обладают потерями $\approx 0,2 \text{ дБ}$ и полосой пропускаемых

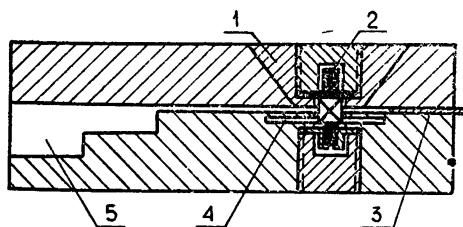


Рис. 3. 1 — Блокировочная емкость, 2 — диод, 3 — поршень, 4 — волновод накачки, 5 — волновод сигнала.

частот 12 %. Основные характеристики охлажденного каскада ПУ при температуре диода $\approx 80^{\circ}\text{K}$ следующие: $\Delta f = 800 \text{ MГц}$, $G = 12 \text{ дБ}$, $T_{\text{пу}} = 25 \div 30^{\circ}\text{K}$, $T_{\text{цирк}} < 10^{\circ}\text{K}$. Для наблюдений на Большом пулковском радиотелескопе (БПР) нами изготовлен двухкаскадный охлаждаемый ПУ (охлаждение по той же схеме, как на рис. 4). Этот УВЧ использован в качестве дополнительных входных каскадов модуляционного

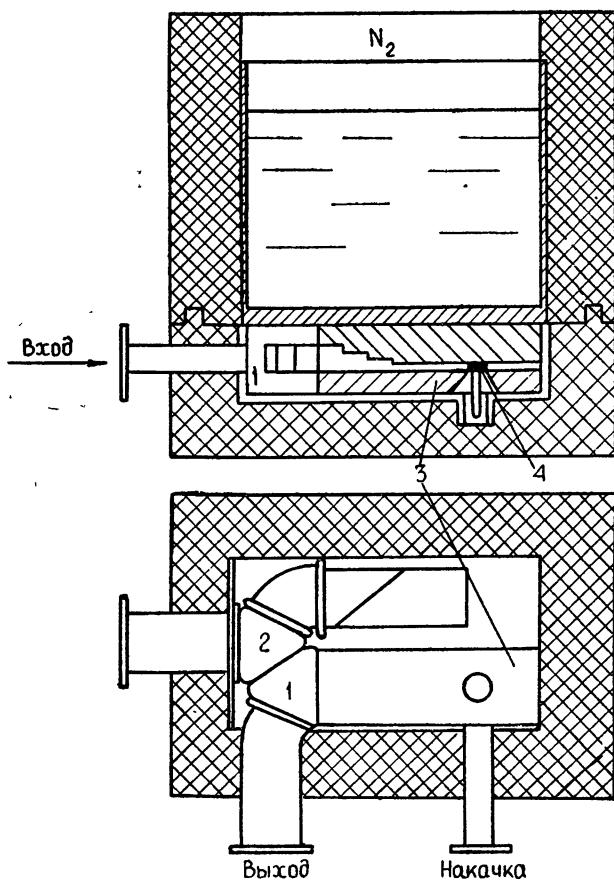


Рис. 4. 1 — Циркулятор, 2 — вентиль, 3 — усилитель, 4 — диод.

радиометра с приемником прямого усиления, установленного на БПР [3]. В реальных условиях наблюдений космических источников радиоизлучения, которые проводятся традиционным квазинулевым методом, также реализована чувствительность $8 \cdot 10^{-3}$ °К.

Достижение чувствительности порядка миллиградусов оказалось возможным благодаря применению охлаждаемых диодов и циркуляторов при сохранении широкой полосы принимаемых частот в схеме приемника прямого усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Большаков, Ю. Н. Парицкий, Изв. ГАО СССР, № 164, 162 (1960).
2. Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, ПТЭ, № 1, 134 (1967).
3. А. Б. Берлин, Д. В. Корольков, Г. М. Тимофеева, ПТЭ, № 3, 146 (1969).
4. А. С. Берлин, Ю. А. Голованов, В. М. Давыдов, Л. Г. Михайлова, Л. Н. Михайлов, Н. Т. Тищенков, сб. Полупроводниковые приборы и их применение, № 22, 13 (1969).

Ленинградский филиал Специальной
астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ С КОМПЕНСИРУЮЩИМИ ЗАДЕРЖКАМИ В КАЧЕСТВЕ ПОЗЫВНЫХ *CETI*

Л. М. Гиндилис

При поиске позывных в системе *CETI* получатель сталкивается с неопределенностью двоякого рода: неизвестно направление прихода сигналов и неизвестна частота сигнала.

Оптимальный диапазон для передачи позывных может быть выбран из условий прозрачности среды, минимума помех, а также с учетом других возможных факторов. Но и после этого остается еще неопределенность в выборе рабочей полосы сигнала внутри оптимального диапазона.

Задача обнаружения существенно упрощается, если отправитель использует предельно широкополосные сигналы (с полосой $\Delta\nu \sim \nu$). В этом случае исключается поиск по частоте на приемной стороне линии связи.

Простой способ сконструировать подобные позывные состоит в генерации предельно коротких импульсов, которые могли бы заполнить практически весь подлежащий исследованию диапазон спектра. Непосредственная реализация подобных сигналов сталкивается с известными трудностями, так как в таких предельно коротких импульсах не удается генерировать достаточно большую мощность. Сходные проблемы возникают и в радиолокации. Попытки преодолеть эти трудности привели к созданию систем сжатия импульсов.

Сжатые импульсы обладают широким спектром и высокой пикивой мощностью. Это делает их весьма подходящими для построения позывных *CETI*. В принципе, сжатие импульсов можно проводить как на приемной, так и на передающей стороне линии связи. Однако получение предельно коротких импульсов за счет сжатия при передаче, по существу, бесполезно, так как такие импульсы при распространении в межзвездной среде сильно размываются из-за дисперсии, в результате чего пикивая мощность сигнала в точке наблюдения падает. Для того же, чтобы осуществить сжатие импульсов на приеме, получатель должен знать параметры сигнала при передаче.

Эти трудности можно преодолеть, если в качестве фильтра с переменной задержкой использовать саму диспергирующую среду между передатчиком и приемником. Очевидно, для этого задержки при передаче на каждой частоте внутри полосы сигнала должны быть равны по величине и противоположны по знаку задержкам, возникающим в межзвездной среде.

Зависимость потока от расстояния при условии, что на передаче вводятся компенсирующие задержки, изображена на рис. 1. В соответствии с длительностью задержки, которая выбирается отправителем, импульс «схлопывается» на определенном расстоянии от передатчика. На малом расстоянии, вдали от других точек схлопывания поток убывает $\sim R^{-2}$, как при отсутствии среды. На расстоянии, равном 2/3 расстояния до точек схлопывания, сжатие импульсов становится уже

заметным, и поток начинает возрастать. В точках схлопывания он достигает максимума, а затем быстро падает. На больших расстояниях, вдали от точек фокусировки (точек схлопывания сигнала) поток убывает $\sim R^{-3}$. Пунктирная кривая, соединяющая вершины пиков, иллюстрирует тот факт, что поток в точках фокусировки обратно пропорционален первой степени расстояния этих точек от передатчика.

Увеличение потока в точках фокусировки позволяет перейти от передачи узкополосных сигналов к передаче широкополосных сигналов без потери отношения сигнал/шум (при той же мощности передатчика и той же длительности исходной посылки).

Условия схлопывания импульсов реализуются только в точках фокусировки, на определенном расстоянии от отправителя. Если положение абонента в пространстве заранее неизвестно, отправитель должен менять фокусировку, посыпая серии импульсов, фокусирующихся на разных расстояниях. Таким образом, исключив поиск по частоте при приеме сигналов (у получателя), мы вынуждены ввести поиск по дальности при передаче (у отправителя).

Предположим, что задана область поиска по дальности $\{R_1, R_{\max}\}$. Отправитель производит передачу серии импульсов, фокусирующихся на расстоянии R_1 , затем меняет фокусировку и посыпает новую серию импульсов, фокусирующихся на расстоянии $R_1 + R_0$ (R_0 — ширина пика фокусировки) и т. д. вплоть до максимального расстояния R_{\max} . На рис. 2 изображен характер наблюдаемого сигнала в некоторой точке, расположенной на расстоянии R внутри зоны поиска по дальности ($R_1 < R < R_{\max}$).

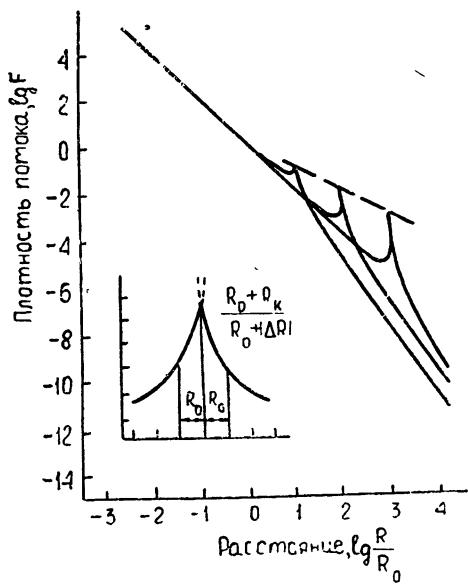


Рис. 1.

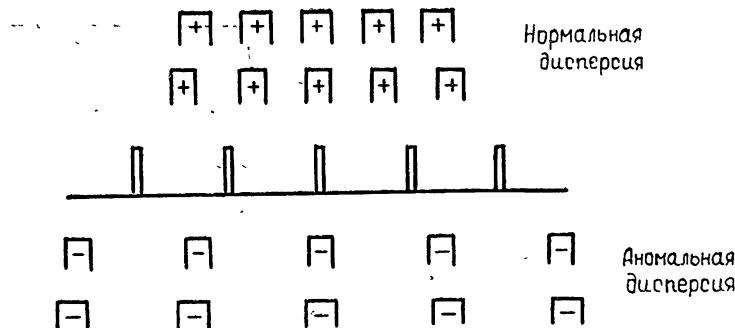


Рис. 2.

Пока фронт фокусировки находится между отправителем и получателем, принимаемые сигналы будут характеризоваться нормальным знаком запаздывания (высокочастотные составляющие приходят раньше

ше низкочастотных). Однако величина запаздывания будет соответствовать расстоянию не до отправителя, а до соответствующей точки фокусировки. При изменении фокусировки, когда фронт фокусировки приблизится к наблюдателю, расстояние между импульсами увеличится на определенную величину, длительность всех импульсов сократится, и пиковая мощность сигнала, естественно, возрастет. Подобное изменение характера сигналов будет наблюдаться до тех пор, пока фронт фокусировки не достигнет положения наблюдателя. В этот момент пиковая плотность потока достигнет максимума, а запаздывание между частотными составляющими будет равно нулю. В последующем расстояние между импульсами в каждой новой серии будет увеличиваться на ту же величину, однако длительность импульсов, которая до этого все время убывала, теперь начнет возрастать и, соответственно, пиковый поток будет падать. Но самое существенное состоит в том, что теперь импульсы будут показывать нарастающее в каждой серии аномальное запаздывание: низкочастотные составляющие будут приходить раньше высокочастотных.

Столь необычное поведение источника излучения может послужить поводом для его более детального изучения. Те же самые сигналы наряду с функцией привлечения внимания могут выполнять роль переносчика информации.

Определим оптимальный диапазон волн для рассматриваемой системы позывных *CETI*. Будем считать заданными следующие величины.

1. Мощность передатчика P .
2. Область поиска по дальности $\{R_1, R_{\max}\}$, в которой предполагается наличие абонента.
3. Полная длительность сеанса связи с учетом поиска по дальности и поиска по направлению.

4. Потенциал системы обнаружения. Под потенциалом системы обнаружения мы понимаем произведение времени поиска на число антенн в системе обнаружения и на число частотных каналов в приемнике.

Для системы со сжатием $\Delta\nu \sim \nu$ поиск по частоте отпадает, и потенциал системы обнаружения представляет собой произведение постоянной времени приемника на коэффициент направленности приемной антенны.

Оптимальный диапазон определим как область спектра в которой отношение сигнал/шум достигнет максимума, при условии, что все перечисленные величины принимаются одинаковыми для всех частотных диапазонов.

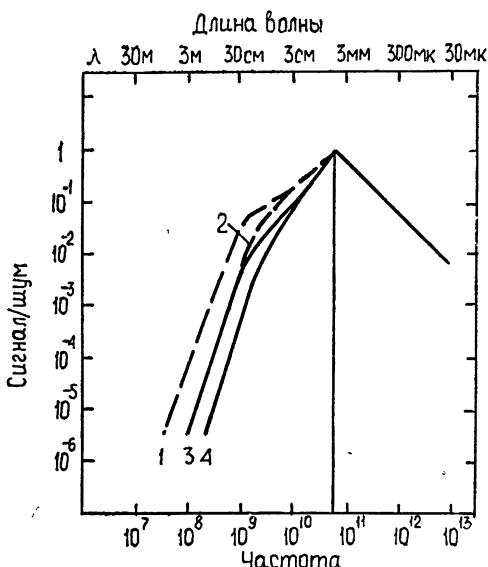


Рис. 3. 1 — $A = \text{const}$, \perp ; 2 — $A = \text{const}$, \parallel ; 3 — $A \sim \lambda$ ($e = \text{const}$), \perp ; 4 — $A \sim \lambda$ ($e = \text{const}$), \parallel .

Зависимость отношения сигнал/шум от частоты приведена на рис. 3. Различные кривые в левой части рисунка относятся к различным случаям зависимости эффективной площади приемной антенны от частоты,

$A = \text{const}$ соответствует маловероятному случаю, когда во всем рассматриваемом частотном диапазоне используется телескоп с одинаковой эффективной площадью. При $A \rightarrow \lambda$ стоимость приемной антенны на всех частотах принимается одинаковой. Знак \parallel относится к случаю, когда наблюдения производятся вдоль плоскости Галактики; знак \perp — перпендикулярно к плоскости Галактики. Во всех случаях имеем острый пик на частоте 56 Ггц ($\lambda = 5,35$ мм). Слева от этой частоты отношение сигнал/шум определяется шумами фона, справа — квантовыми шумами. Область вблизи $\lambda = 5,35$ мм можно считать оптимальной для рассматриваемого способа передачи позывных.

Государственный Астрономический
институт им. П. К. Штернберга при МГУ

Поступила в редакцию
2 декабря 1972 г.

УДК 523.164

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КИБЕРНЕТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ПОИСКА ВЫСОКООРГАНИЗОВАННЫХ СИСТЕМ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Б. Н. Пановкин

Проблема обнаружения высокоорганизованных систем во Вселенной, в том числе «космических цивилизаций», привлекает в настоящее время большое внимание.

Методология прямого наблюдения проявления деятельности таких систем наталкивается на принципиальные трудности.

Уже в плане экзобиологических поисков существуют определенные существенные ограничения эффективности применяемых методов. Экзобиология нацелена в настоящее время на обнаружение астрономическими методами определенных материально-структурных единиц, которые могут быть «кирпичами», вещественными элементами сложных самоорганизующихся систем, живых белковых систем. Очевидно, что обнаружение существования таких элементов не говорит о наличии жизни в тех или иных участках Вселенной, а свидетельствует лишь о существовании «потенциальной материальной базы» для возникновения белковой формы жизни.

Еще более трудные проблемы возникают при обсуждении методов поиска «цивилизаций». В настоящее время можно считать уже вполне апробированным мнение о том, что не может быть физических критерев для обнаружения отличия естественных процессов во Вселенной от искусственных, т. е. производимых высокоорганизованными системами (концепция «космического чуда»).

Поэтому естественной была надежда на «квазикибернетические» методы поиска, которые позволили бы обнаружить определенную организацию структуры процесса, функциональную схему деятельности, обнаруживаемую в специфических процессах и явлениях. Однако здесь обнаружилось, по крайней мере, две принципиальные трудности:

а) астрономические объекты представляют собой «черные ящики без входа» [1], что существенно осложняет их анализ обычными методами;

б) современные данные приводят к тому, что сам метод функционального исследования, метод «черного ящика», не является достаточным при анализе самоорганизующихся систем и, соответственно, для отнесения излучаемого объекта к классу таких систем [2]. Это вызвано: 1) принципиальной неоднозначностью функциональных схем (внесение специфического описательного знания); 2) приписыванием «внешним наблюдателем» определенной ограниченной задачи самоорганизующейся системе с «имманентной целью» (накладывание на сложный процесс идеализированной и упрощенной модельной ситуации) [2].

Тем не менее, проведение дальнейших исследований в этой области представляется плодотворным, поскольку: 1) дает возможность разработки самой теории применения функциональных моделей и 2) позволяя-

ет обнаруживать во Вселенной хотя бы частный класс структур, которые потенциально могли бы быть элементами некоторого класса самоорганизующихся систем (похожих на земные). В этом плане можно наметить аналогию с идеей экзобиологических поисков, но на уровне функциональных схем, не связанных обязательностью белкового субстрата.

Чтобы проиллюстрировать возможности анализа методом «черного ящика без входа», рассмотрим следующую модель.

Пусть наблюдается некоторая система S , которая производит некоторые действия с окружающими ее «предметами внешней среды». Пусть имеется набор «абстрактных дискретных вещей» в виде «кучи» символов различного вида: a, b, c, \dots , среди которых встречаются и одинаковые (рис. 1). Система S «сортирует» предметы, разбирая «кучу» I на упорядоченные группы, с определенным числом предметов в каждой группе, образует систему —«таблицу» II, где каждый горизонтальный ряд состоит из групп с равным числом элементов. В следующем этапе система S преобразует структуру II в еще более организованную структуру III, где в горизонтальных рядах оказываются наборы элементов-групп II, такие, чтобы в каждой ячейке ряда III содержались комбинации, содержащие в общей сумме равное число первоначальных предметов.

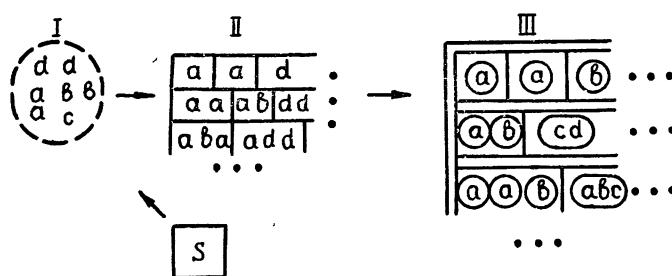


Рис. 1.

Операция $I \rightarrow II \rightarrow III$ демонстрирует способность системы S к сравнению дискретных конечных множеств по мощности, а также, по ходу дела, способность к абстракции отождествления. Приведенную схему следует рассматривать как «черный ящик с входом». «Вход»-структура I преобразуется в «выход»—II, а затем ставшая в свою очередь «входом» структура II в «выход»—структуре III. Операция $I \rightarrow II \rightarrow III$ несимметрична по времени: если бы система начинала «работать» в обратном направлении $III \rightarrow II \rightarrow I$, мы бы зафиксировали «деструктивную» деятельность по преобразованию более организованной структуры III в менее организованную II и I.

Для того, чтобы свести схему рис. 1 к схеме «черного ящика без входа», мы должны зафиксировать динамический процесс преобразования в статический «продукт» одновременно существующих структур I, II, III, изобразив связь между соответствующими элементами структур графическими линиями (рис. 2). «Застывшую» картину рис. 2 можно отобразить в виде графа (часть которого изображена на рис. 3), в котором все особенности и связи динамической картины представлены в виде элементов множеств P_1, P_2, \dots, P_5 и связей между ними. Так, структура III будет отображена в множествах P_4 и P_5 . Множество P_5 изображает ячейки III с элементами из II (множества P_2, P_3). Например, ячейка «3» указывает на все возможные комбинации элементов из II вида «1» + «1» + «1»; «1» + «2»; «3». Отметим, что ни в коем случае системе S нельзя приписывать способность к использованию абстракции

«число». Абстрактные элементы a , b , c , ..., не несут никакой «символической» нагрузки (в этом плане приведенная схема принципиально отличается от Linkos Фройденталя).

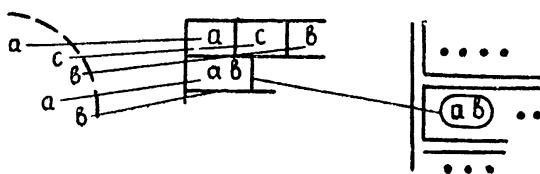


Рис. 2.

Граф рис. 3 посредством простых приемов можно «развернуть», записать в виде линейной последовательности символов, в которой сохраняются все структурные особенности графа (для этого, в том числе, необходимо «индивидуализировать» множества P_1, P_2, \dots соответствующей системой обозначений).

Обнаружение сигнала в виде последовательности импульсов-символов такой структуры позволило бы сделать некоторые выводы об организации системы, порождающей этот сигнал.

Однако в плане замечаний вступительной части эта схема вряд ли может служить практическим критерием обнаружения произвольной высокоорганизованной системы ввиду большого количества базисных антропоморфных предположений, вводимых при построении такой идеализированной схемы.

Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Пановкин, в сб. Внеземные цивилизации, изд. Наука, М., 1969, стр. 430.
2. G. Pask, Progress of Cybernetics, Vol. 1, London, 1969, p. 15.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
2 декабря 1972 г.