

СОДЕРЖАНИЕ

Соколов А. Г., Поляк В. С. Развитие конструктивных способов увеличения эффективности полноповоротных параболических антенн	655
Коржавин А. Н., Спитковский В. М. Оптическое моделирование диаграммы направленности антенны переменного профиля, работающей в режиме диафрагмы Гартмана	661
Парщиков А. А., Розанов Б. А., Сагатов В. С., Таныгин А. А. Методика проверки и технология изготовления антенн радиотелескопа РТИ-7,5/250 МВТУ	665
Есепкина Н. А., Бахвалов Н. С., Васильева Л. Г., Соболева Н. С., Темирова А. В. Определение поляризационных характеристик Большого Пулковского радиотелескопа	669
Бахрах Л. Д., Григорьева М. И., Ефанов В. А., Коган Л. Р., Костенко В. И., Матвеев Л. И., Моисеев И. Г., Мөнин Ю. Г. Параметры антенны радиотелескопа РТ-22 КрАО на волнах 3 и 1,35 см	675
Костенко В. И. Численная реализация алгоритма восстановления радиоизображений на примере распределений радиояркости Крабовидной туманности (одномерный случай)	680
Загатын В. И., Мисежников Г. С., Штейншлейгер В. Б. Квантовые усилители (мазеры) для радиоастрономических исследований на волнах 0,8 и 1,35 см	685
Корогод В. В., Милицкий Ю. А., Струков И. А., Эткин В. С. Широкополосные параметрические усилители 8-миллиметрового диапазона волн	688
Богод В. М., Корольков Д. В. Радиометры сантиметрового диапазона на полупроводниковых элементах	691
Буров А. Б., Кисляков А. Г., Красильников А. А., Козлов М. С., Наумов А. И., Рыскин В. Г. Двадцатиканальный спектрометр диапазона волн 1,7 ÷ 2,6 мм	695
Мень А. В., Бовкун В. П., Бабенков К. А. К вопросу о широкополосных антенных усилителях с низким уровнем комбинационных помех	698
Парщиков А. А., Розанов Б. А., Сагатов В. С. Система автоматизации наблюдений на радиотелескопе РТИ-7,5/250 МВТУ	703
Коган Л. Р. Оптимальное время накопления в интерферометрах со сверхдлинной базой	707
Ипатов А. В., Берлин А. Б. Низкочастотное выходное устройство радиоастрономического приемника с синхронным интегратором	712
Прозоров В. А. Низкочастотное выходное устройство модуляционного радиометра	716
Гонтарев О. Г. Наблюдения флуктуаций потока радиоизлучения Солнца на волне 3,2 см	719
Белов И. Ф., Ваулина Л. А., Дивакова Е. К., Кобрин М. М., Коршунов А. И., Лебедев Е. И., Недёшев Ю. С., Тимофеев Б. В. Об измерении частотного спектра радиоизлучения Солнца в диапазоне 6200—7100 Мгц	723
Левицкий Л. С. Протонные вспышки и шумовые бури	727
Боровик В. Н., Гельфрейх Г. Б., Лубышев Б. И. Новая оценка высот локальных источников медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца на волне 3,2 см	731
Арбузов С. И., Коршунов А. И., Фридман В. М. О некоторых возможностях статистического анализа для исследования В- и S-компонент радиоизлучения Солнца	737
Зайцев В. В. О турбулентном ускорении электронов в источниках движущихся радиовсплесков IV типа	742

Алешин В. И., Кобрин М. М., Коршунов А. И. О квазипериодических компонентах с периодами от 30 до 60 мин в спектрах флуктуаций радиоизлучения Солнца на волне 3 см	747
Жук И. Н. Распределение радиояркости галактического фона в декаметровом диапазоне радиоволн	754
Антонов А. В. Исследование радиоизлучения космического фона на частоте 10 Мгц	759
Алексеев Ю. И. Поляризационные характеристики радиоизлучения пульсаров СР 0950 и СР 1133 на волне 3,5 м	762
Богод В. М., Голубчина О. А., Миrowsкий В. Г., Пятунина Т. Б., Соболева Н. С., Струков И. А., Фридман П. А. Результаты наблюдения дискретных источников на волне 2 см в Пулковке	765
Кисляков А. Г., Листвин В. Н., Чернышев В. И., Швецов А. А. Предварительные результаты наблюдений туманности в Орионе на субмиллиметровых волнах	774
Парийский Ю. Н., Глушков Ю. И. Еще две компактные <i>H II</i> -области	778
Матвеев Л. И. Распределение радиояркости в Крабовидной туманности на волнах сантиметрового и миллиметрового диапазонов	781
Парийский Ю. Н. Обнаружение горячего газа в скоплении галактик «Волосы Вероники»	784
Станкевич К. С., Иванов В. П., Пелюшенко С. А., Торхов В. А., Иванникова А. Н. Радиоизлучение остатка сверхновой Кассиопея-А	786
Берк Б. Ф., Джонстон К. Д., Ефанов В. А., Кларк Б. Д., Коган Л. Р., Костенко В. И., Ло К. У., Матвеев Л. И., Моисеев И. Г., Моран Д. М., Ноулс С. Х., Папа Д. К., Пападополус Г. Д., Роджерс А. И., Шварц П. Р. Наблюдения источников мазерного радиоизлучения с угловым разрешением 0,2 мсек дуги	799
Белов И. Ф., Фридман В. М. Об одном методе наблюдения дифференциальной рефракции	803
Стоцкий А. А. О флуктуационных характеристиках тропосферы Земли	806
<u>Памяти Льва Леонидовича Мясникова</u>	810

УДК 621.396.67

РАЗВИТИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ СПОСОБОВ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОЛНОПОВОРОТНЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ АНТЕНН

А. Г. Соколов, В. С. Поляк

Современный этап развития радиоастрономии, радиофизики и космической связи характерен стремлением к увеличению эффективной площади полноповоротных зеркальных антенн (ПЗА) до нескольких сотен тысяч квадратных метров (что соответствует диаметрам, превышающим 100 м) и повышению рабочей частоты до 100000 Мгц. При этом возникают большие трудности сохранения эффективности антенны на коротковолновом краю диапазона, обычно на сантиметровых и миллиметровых волнах, в связи с необходимостью обеспечения величины отклонения фактического профиля поверхности от заданного в пределах 0.1—0,05 длины волны в условиях непрерывного изменения поля гравитационных сил при вращении антенны и действия переменного ветра. В работах [1, 2, 4, 6] было показано, что прямой путь уменьшения деформативности конструкций ограничен, так как нельзя создать конструкцию с деформациями, меньшими, нежели деформации от собственного веса, которые изменяются пропорционально квадрату диаметра зеркала. Это приводит к разрыву между допустимыми и реализуемыми деформациями, который возрастает с увеличением диаметра, что особенно важно для больших антенн ввиду уменьшения доли ветровой нагрузки до нескольких процентов при увеличении диаметра.

Таким образом, возникает принципиально новая задача — поиск конструктивных решений, лежащих за деформационными пределами. Однако ни диаметр раскрыва D_p антенны, ни длина волны λ сами по себе не создают конструктивной проблемы в их реализации. Она возникает только при некотором их соотношении, которое и обуславливает направление конструктивной обработки.

В работах [6, 8] этому отношению $\bar{D}_p = D_p/\lambda$ дано название относительного диаметра раскрыва, и оно использовано в качестве классификационного признака при выявлении пределов качественного изменения конструктивного решения. С этой целью введено понятие о МОДР — максимальном относительном диаметре раскрыва, которого можно достигнуть при заданном уровне потерь t в КИПе. Причем, математическое выражение для МОДР получено в виде функции от величины ОСКИ — относительного среднеквадратичного значения искажений ($\xi = \sigma/D_p$):

$$\text{МОДР} = \frac{1}{4\pi\xi} \sqrt{-\ln\left(1 - \frac{t\%}{100}\right)}.$$

Удалось выявить три характерные по конструктивному решению группы антенн (рис. 1), адекватные по уровню эффективности ($t = 5\%$). К точным ПЗА (МОДР ≤ 200 ; $10^{-4} \leq \xi \leq 10^{-3}$) относятся либо относительно грубые большие антенны для дециметровых волн, не тре-

бующие специализированных заводов-изготовителей, либо малые ($D_p \leq 10$ м) прецизионные зеркала для сантиметровых волн. К высокоточным ПЗА ($200 \leq \text{МОДР} \leq 800$; $0,25 \cdot 10^{-4} \leq \xi \leq 10^{-4}$) практи-

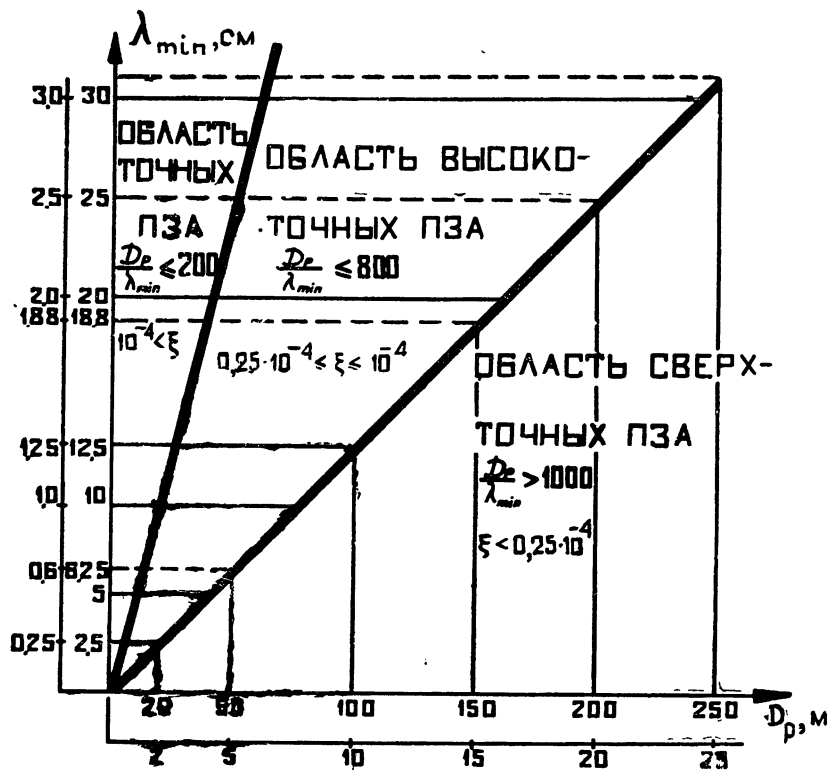


Рис. 1. Примерные области использования ПЗА по точности.

чески относятся все прецизионные ПЗА для сантиметровых волн, требующие специализированных заводов-изготовителей, где допустимая деформативность еще может быть обеспечена известными конструктивными приемами. Для сверхточных ПЗА ($\text{МОДР} > 800$; $\xi < 0,25 \cdot 10^{-4}$) выполнение требований по МОДРу уже не может быть обеспечено чисто конструктивными приемами и потому влечет за собой применение специальных способов. К этой группе относятся все большие перспективные радиотелескопы. Следует заметить, что антенна, работающая на дециметровых волнах, также может попасть в разряд сверхточных ПЗА при соответствующем увеличении диаметра, например более 150 м, и потребовать привлечения специальных способов конструирования. Количественное прогнозирование предельно-достижимых диаметров зеркал в зависимости от величины искажений, длины волны и допустимого уровня потерь в КИПе может быть произведено с помощью графиков, приведенных на рис. 2.

Стремление преодолеть деформационный предел привело к появлению различных способов совершенствования конструктивной формы ПЗА, позволяющих снизить требования к жесткости конструкций. Развитие этих способов тесно связано с теми факторами, от которых зависит правильность геометрической формы антенны. К ним, в первую очередь, относятся: погрешности изготовления и выверки антенны; деформирование конструкций под действием гравитационных сил при враще-

нии зеркала; деформирование конструкций от ветра и других метеофакторов.

Оценка возможностей производства с точки зрения достижения предельной точности [2, 5] указывает на возрастающую в условиях приме-

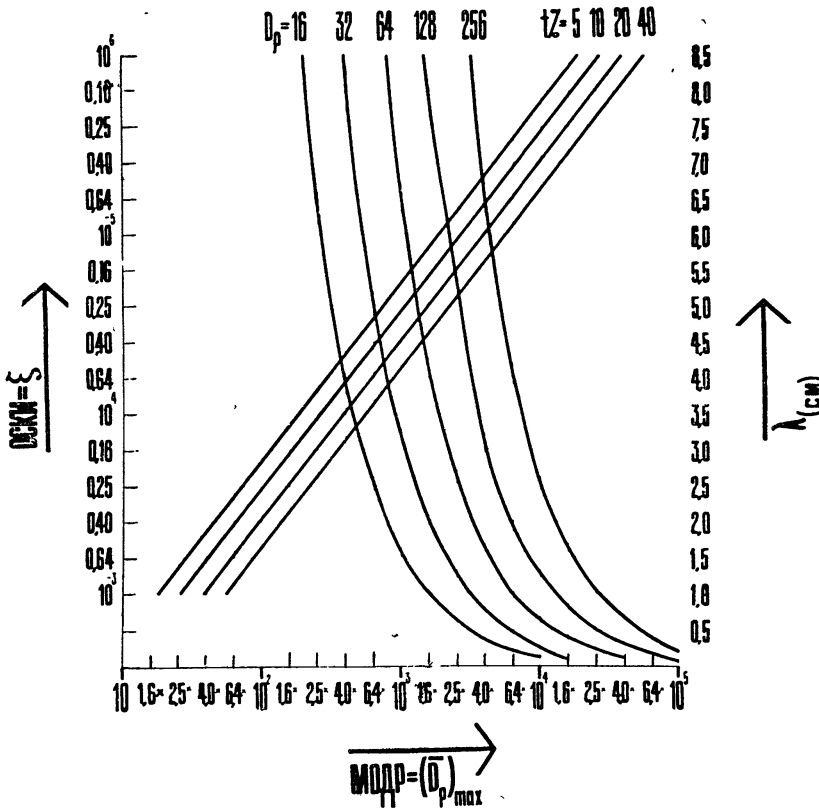


Рис. 2. Зависимость минимальной длины волны (λ_{\min}) от диаметра (D_p) и искажений (ξ) антенны при заданном уровне ($t\%$) потерь в КИПе.

нения особых способов снижения потерь от деформаций роль начальных искажений. Пути уменьшения влияния этой группы факторов, сами по себе сложные, в основном ясны и зависят от увеличения трудозатрат и времени, а также от наличия соответствующей оснастки и приборов. Конструктивно это выразилось в создании решений с компенсацией погрешностей, накапливаемых при сборке, путем выделения собственно элементов поверхности в автономную конструкцию, состоящую из жестких профилированных на заводе панелей. Поскольку при такой конструкции начальные искажения зависят исключительно от точности изготовления панелей и погрешностей системы юстировки, развитие способов их снижения пошло тремя путями.

Первый из них заключается в исследовании структуры и характера начальных ошибок, их влияния на эффективность и в разработке аналитических методов, позволяющих прогнозировать начальную точность в зависимости от размеров зеркала, схемы членения конструкций, типа монтажных соединений, способа юстировки и пр. [5, 8]. В результате удалось, во-первых, уточнить и расширить размерные пределы ПЗА любой конфигурации и степени подвижности в зависимости от длины вол-

ны и, во-вторых, выявить соотношение ошибок изготовления и юстировки.

Для второго пути характерен поиск способов повышения точности панелей поверхности с достижимого на сегодня уровня, соответствующего 5-му классу точности по ГОСТу, до 3-го или 2-го класса точности. Одним из таких способов является механическая обработка поверхности. Однако она требует разработки специальных станков и потому представляется дорогостоящей и проблематичной. Очевидно, решение вопроса лежит в создании новых конструктивных решений самих панелей, как это, например, сделано С. Хорнером в его проекте 64-метрового радиотелескопа для миллиметровых волн.

Третий путь заключается в снижении ошибок, вносимых системой юстировки, и реализуется с помощью разработки новых таких систем. Поскольку способы этой группы не затрагивают собственно конструкцию радиотелескопа, здесь они не рассматриваются.

Наиболее сложной задачей является уменьшение влияния на эффективность работы ПЗА весовых деформаций, которые, как было уже сказано, растут пропорционально квадрату изменения диаметра и при $D_p \geq 60$ м в случае сантиметровых волн более чем на порядок превышают допустимую (по уровню потерь в КИПе) величину.

Развитие способов уменьшения влияния этой группы факторов пошло в направлении компенсации искажений в процессе их появления без ограничения деформаций. Исторически вначале получили развитие способы автоматической компенсации положения панелей отражающей поверхности относительно каркаса, организованной как на главном зеркале, так и на элементах вторичной системы. В дальнейшем оказалось, что более перспективным является другой путь реализации этого направления, при котором в качестве главной системы, обеспечивающей адаптацию конструкций к требованию неизменяемости формы антенны, выбран несущий каркас.

Одним из таких способов является аппроксимация отклонений формы антенны [1, 3, 4], которая позволяет с помощью недоворота зеркала на некоторый угол, учитываемый в программе наведения, снизить величину активного искажения, вызванного деформацией конструкций, примерно в 2—3 раза.

Более перспективным способом этого же направления оказалась компенсация искажений формы антенны с помощью подбора закономерностей построения структуры и распределения жесткости несущего каркаса таким образом, чтобы деформированная поверхность оставалась параболической, но имеющей другое фокусное расстояние и по-иному ориентированной в пространстве. Хотя эта идея и рассматривалась рядом авторов (включая авторов данной статьи), реализация ее для столь сложной системы, как ПЗА, потребовала разработки соответствующих методов и принципов конструирования. В настоящее время разработаны теоретические основы и методика оптимизации конструкций полноповоротных параболических зеркальных антенн с позиций эффективности их работы [4, 6—8]. Она позволяет с помощью ЭВМ устанавливать оптимальные параметры конструктивной схемы и жесткости элементов каркаса, а также коррекции положения облучателя (контррефлектора) и программы наведения, исходя из условия минимизации потерь в эффективности, применительно к любому конструктивному решению радиотелескопа. Работа доведена до стадии практических рекомендаций, что позволяет отказаться от многовариантных проработок при отыскании наиболее выгодного конструктивного решения при конкретном проектировании. Проведенные исследования свидетельствуют о реальной возможности создания полноповоротных радиотелескопов диаметром от

20 до 200 м с искажениями, от сил веса на несколько порядков меньшими соответствующих деформаций, тем самым способных работать на коротковолновом краю диапазона вплоть до миллиметровых волн. Как показал анализ, изменение остаточных после фокусной компенсации искажений, а значит, и коэффициента эффективности η_A , функционально связано только с текущим углом места α и углом α_0 , при котором осуществляется начальная юстировка поверхности (рис. 3). Причем, все

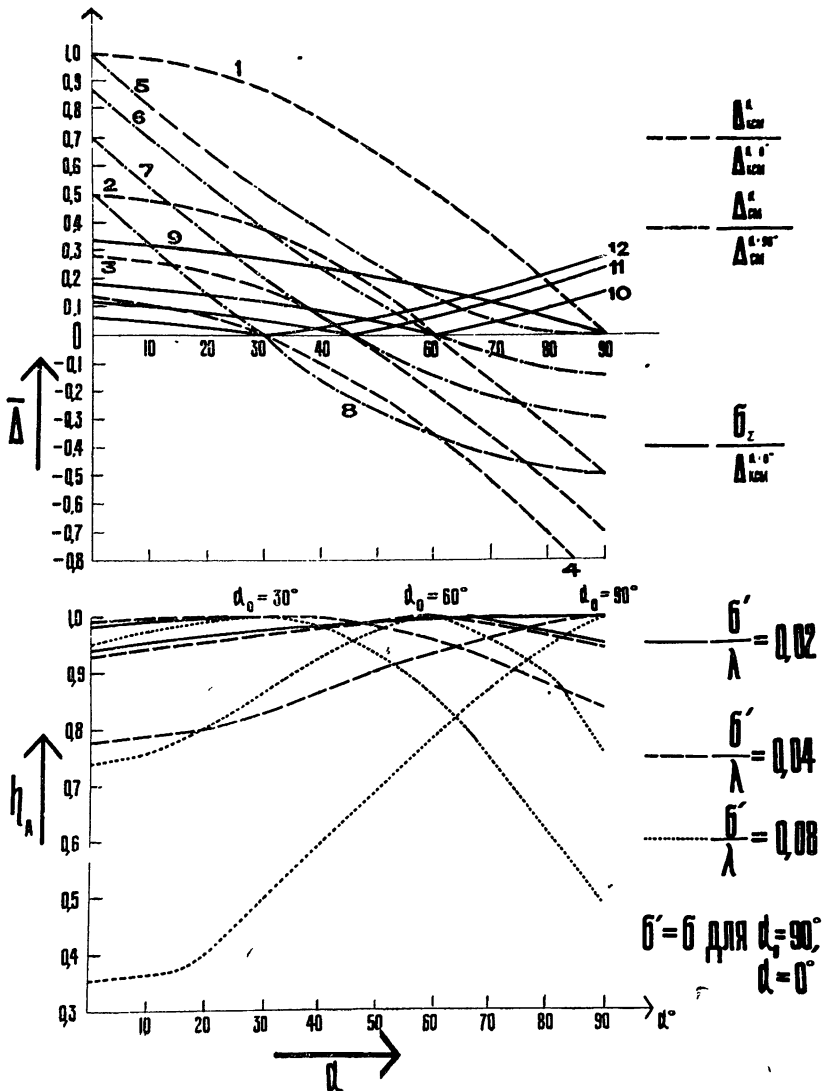


Рис. 3. Изменение деформаций Δ'_{Σ_3} и коэффициентов $\eta_{A_0}^{CB}$ эффективности при изменении углов наклона α и юстировки α_0 зеркала.

параметры компенсации, включая распределение жесткостей и коррекцию программы наведения, необходимо и достаточно определить только для какого-либо одного произвольного значения α , отличного от α_0 . Таким образом, имеется возможность дальнейшего повышения эффективности при производстве юстировки под углом α_0 , соответствующим среднему значению преобладающих углов наблюдения.

Одним из радикальных способов уменьшения влияния третьей группы факторов, а именно, метеовоздействий, является размещение ПЗА в радиопрозрачном укрытии. Однако такая мера неприемлема для больших антенн. Поэтому в настоящее время изучается возможность использования принципа фокусной компенсации для ветровых и температурных деформаций. Первые оценки показывают на возможность компенсации 60—80% ветровых деформаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Соколов, Техничко-экономические характеристики радиотелескопов, сб. Метал. констр., Стройиздат, М., 1966.
2. А. Г. Соколов, Современное состояние и перспективы развития металлических конструкций антенных устройств, Стройиздат, М., 1967.
3. А. Г. Соколов, Об уменьшении влияния искажений параболических зеркал на мощность приема, инф. сб. Проект метал. констр., ЦИНИС, Госстрой СССР, вып. 10 (18), М., 1969.
4. А. Г. Соколов, Металлические конструкции антенных устройств, Стройиздат, М., 1971.
5. В. С. Поляк, Начальные апертурные искажения полноповоротных зеркальных антенн, инф. сб. Проект метал. констр., ЦИНИС, Госстрой СССР, вып. 10 (18), М., (1969).
6. В. С. Поляк, Совершенствование конструктивной формы параболических зеркальных антенн, инф. сб. Проект. метал. констр., ЦИНИС, Госстрой СССР, вып. 10 (30), М., 1971.
7. В. С. Поляк, Методика выбора конструктивных параметров при создании высокоэффективных полноповоротных параболических антенн, инф. сб. Проект метал. констр., ЦИНИС, Госстрой СССР, вып. 10 (30), М., 1971.
8. В. С. Поляк, Совершенствование конструктивной формы полноповоротных параболических зеркальных антенн с целью повышения эффективности их работы, Диссертация, М., 1971.

Поступила в редакцию
2 ноября 1972 г.

УДК 621.396.677.86

ОПТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ, РАБОТАЮЩЕЙ В РЕЖИМЕ ДИАФРАГМЫ ГАРТМАНА

А. Н. Коржавин, В. М. Спитковский

Оптические методы моделирования процессов, носящих волновой характер, получили в последнее время самое широкое распространение [1-4]. Основа этих методов — оптический квантовый генератор (ОКГ) — стал одним из наиболее доступных и распространенных приборов лабораторной практики. Генерируемый лазером пучок когерентного света по мощности оказывается достаточным для обеспечения количественных измерений на соответствующих оптических моделях. Весьма малые относительные размеры экспериментальной установки делают оптические методы незаменимыми, когда необходимо исследовать характеристики направленности таких остронаправленных антенн, как радиотелескопы с отражателем переменного профиля. Примерами таких антенн могут служить Большой пулковский радиотелескоп [5] и строящийся радиотелескоп РАТАН-600 [6].

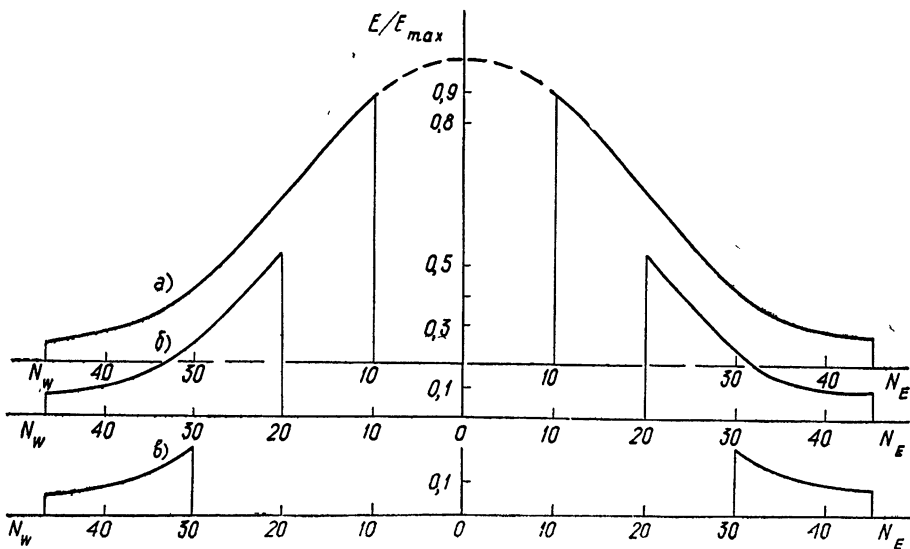


Рис. 1. Экспериментальное распределение амплитуды поля на АПП. N_w, N_E — порядковый номер секции отражателя переменного профиля, отсчитываемый от плоскости меридиана к западу и к востоку соответственно.

Принимая во внимание, что благодаря особенностям конструкции таких инструментов (главное зеркало антенны — секционированное, с тремя степенями свободы по перемещению для каждой секции), полу-

чивших название антенн переменного профиля (АПП), их можно использовать для работы в различных режимах. Однако достаточно подробное предварительное исследование этих «нестандартных» режимов работы возможно только на оптических моделях, так как основное время АПП используется для проведения радионаблюдений по астрофизической программе.

В частности, представляет интерес исследование работы АПП в режиме диафрагмы Гартмана, когда при установке антенны на источник радиоизлучения из отражателя переменного профиля исключается его центральная часть [7]. При этом для оставшихся используемых частей отражателя оказывается возможным с высокой степенью точности определить положение фокальной точки. Так как в [8] и [9] при расчетах используются приближенные формулы, имеет смысл проверить расчеты на оптической модели, а затем уже сравнить результаты с кривой прохождения радиисточника через диаграмму направленности АПП, работающей в исследуемом режиме.

Исходным параметром при моделировании было экспериментально

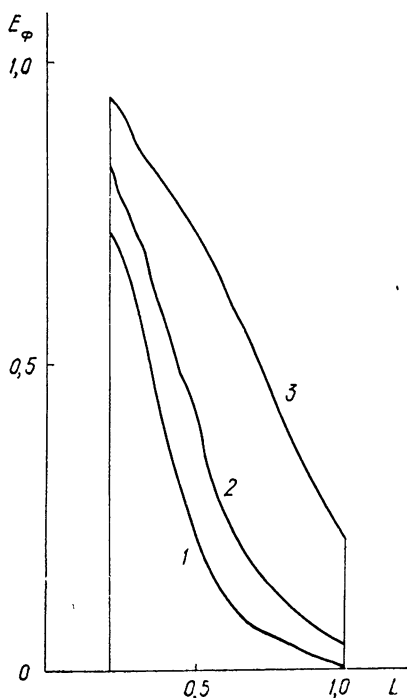


Рис. 2. Профильная кривая для оптического фильтра модели, эквивалентная экспериментальному распределению амплитуды поля на АПП.

$N_W = N_E = 10$, $\lambda = 6,6$ см, θ_0 — угол места, $1 - \theta_0 = 0^\circ$, $2 - \theta_0 = 53^\circ$, $3 - \theta_0 = 90^\circ$.

снятое на волне 6,6 см распределение амплитуды поля на секциях главного зеркала АПП. Несколько сглаженные результаты этого эксперимента приведены на рис. 1 а (штриховая линия, переходящая в сплошную при значениях абсциссы, равных 10). Очевидно, что при исключении из центральной части главного зеркала некоторого числа секций распределение амплитуды поля для рабочей части отражателя будет выглядеть, как показано на рис. 1 а, б, в сплошной линией. Пересчитывая затем исходное амплитудное распределение к масштабам модели и учитывая изменение этого распределения в зависимости от угла места установки антенны, можно получить кривые профилей оптических фильтров (см. рис. 2). Такие фильтры были изготовлены, и при помощи установки, подробно описанной в [4], были получены фотографии дифракционных картин от отверстия в непрозрачном экране в параллельном когерентном пучке лучей. Источником света служил лазер типа ОКГ-11 с длиной волны 6328 ангстрем. Фотографирование дифракционных картин производилось при помощи зеркальной камеры типа «Старт» на 35-миллиметровую киноплёнку.

При обработке фотопленки использовались рекомендации, приведенные в [10], а также учитывалось влияние смещения негатива на точность фотометрического измерения. Остановимся на последней особенности обработки негативов более подробно. Так как при фотометрии отснятых дифракционных картин нами использовался автоматический самопишущий микрофотометр, но без автоматической фокусировки, то

особенно при обработке пленочных, а не стеклянных негативов, в процессе записи возможны смещения изображения вдоль оптической оси микрофотометра. Эти смещения влияют на правильность фотометрических измерений на автоматических самопишущих микрофотометрах. Количественно эти вопросы были весьма подробно изучены в Пулкове Михельсоном и опубликованы в [10].

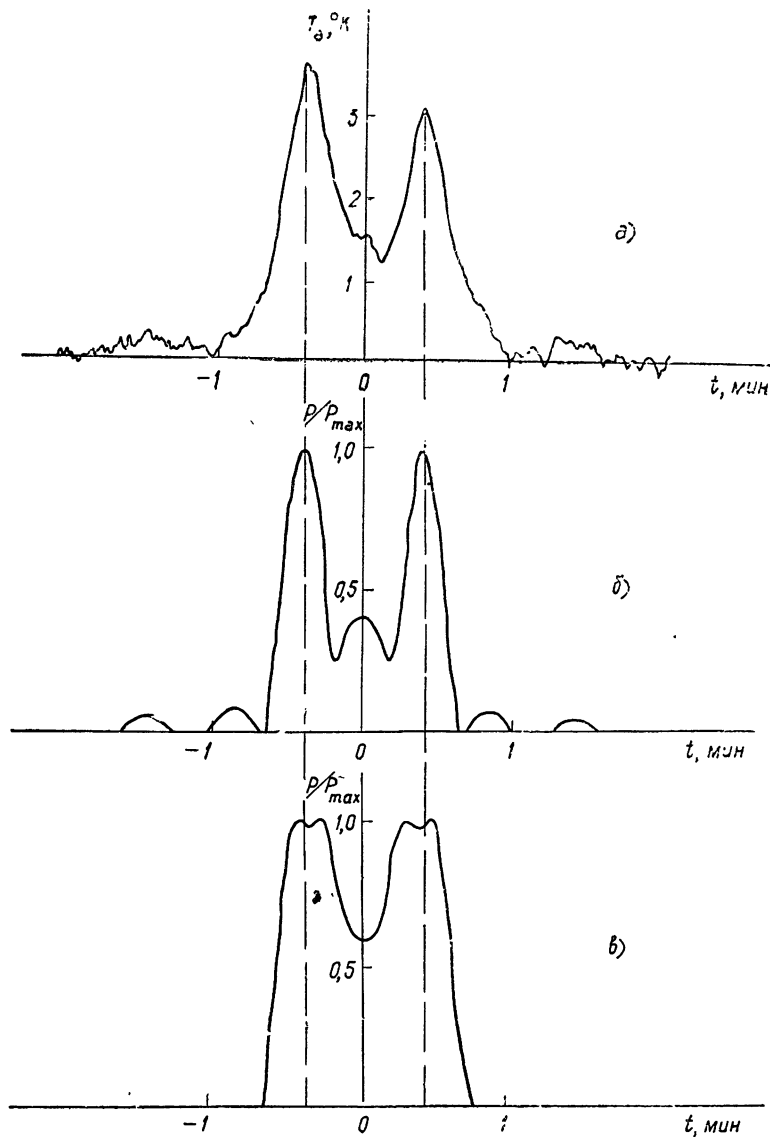


Рис. 3. а) Прохождение источника ЗС144 через диаграмму АПП, работающей в режиме диафрагмы Гартмана. Запись произведена 24.11.1966 г. на волне длиной 6,6 см, смещение облучателя из фокуса—три длины волны.
 б) Обработанная фоторегистрограмма для оптической модели соответствующей случаю а).
 в) Численный расчет кривой прохождения, соответствующий случаю а).

В итоге, с целью сравнения результатов расчета, оптического моделирования и имеющихся радиоастрономических наблюдений на волне 6,6 см, нами были подробно обработаны фотографии дифракционных картин для угла места 53 градуса, что наиболее близко соответствует высоте источника 3C144 в Пулкове. Результаты обработки приведены на рис. 3б, из которого видно удовлетворительное согласование этих результатов с данными эксперимента на радиотелескопе (рис. 3а). Согласование с результатами расчетов по приближенным формулам (рис. 3в), как и следовало ожидать, несколько хуже.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Бахрах, А. П. Курочкин, Докл. АН СССР, 171, № 6, 1309 (1966).
2. А. П. Курочкин, Радиотехника и электроника, № 7, 1169 (1968).
3. А. П. Курочкин, Радиотехника и электроника, № 8, 1347 (1968).
4. Г. Б. Гельфрейх, А. Н. Коржавин, Радиотехника и электроника, № 7, 1176 (1968).
5. С. Э. Хайкин и др., Изв. ГАО, № 164, 3 (1964).
6. С. Э. Хайкин и др., Изв. ГАО, № 188, 3 (1972).
7. Г. Б. Гельфрейх, В. М. Спитковский, Радиотехника и электроника, № 2, 381 (1970).
8. Г. Б. Гельфрейх, В. М. Спитковский, М. Г. Макшанчикова, Изв. САО, 2, 135 (1970).
9. Д. И. Мировицкий и др., Радиотехника и электроника, № 10, 1946 (1971).
10. Н. Н. Михельсон, Изв. ГАО, № 151, 97 (1954).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 621.396.628 : 523 164

МЕТОДИКА ВЫВЕРКИ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ АНТЕНН РАДИОТЕЛЕСКОПА РТИ-7,5/250 МВТУ

А. А. Парщиков, Б. А. Розанов, В. С. Сагатов, А. А. Таныгин

Ошибка изготовления отражающей поверхности антенн радиотелескопа РТИ-7,5/250 МВТУ (рис. 1), согласно теории апертурных ошибок, не должна превышать $\pm 0,1$ мм для эффективной работы в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн. Относительная точность изготовления антенн при этом должна составлять $D/\sigma = (2 \div 3) \cdot 10^5$. Из всех известных авторам методов контроля отражающих параболических поверхностей антенн наилучшим представляется метод с использованием полноповоротного технологического шаблона для выверки зеркал РТИ-7,5/250. Однако метод выверки рабочей кромки шаблона, предложенный П. Д. Калачевым и реализованный при изготовлении РТ-22 ФИАН и КрАО, не позволяет получить необходимую точность профиля [1, 2]. В МВТУ был разработан новый метод, позволивший успешно решить эту задачу.

Метод основывается на свойстве параболы фокусировать параллельные лучи в одну точку-фокус. Схему стенда и размещение приборов поясняет рис. 2. В состав стенда входят: 1 — источник света — ОКГ-75, 2 — подвижный столик с отражающей призмой, 3 — направляющие, 4 — экран, 5 — автоколлиматор АК-1000, 6 — проверяемый шаблон, 7 — зеркальный мостик.

Выверка шаблона, предварительно изготовленного с точностью $\pm 0,4$ мм по концевым мерам, производится следующим образом. Луч лазера, отражаясь от призмы, попадает на зеркало мостика, образующее касательную к рабочей кромке шаблона, и отражается на экран. Отклонения пятна от точки-фокуса будут характеризовать точность выполнения шаблона. Коррекцией профиля можно добиться его соответствия параболе в точке установки мостика. Профиль всего шаблона по отдельным отклонениям можно построить путем графического интегрирования. Автоколлиматор позволяет контролировать перемещения столика с призмой для создания параллельного потока лучей.

Анализ ошибок измерений показал возможность получить относительную точность изготовления шаблона до 10^6 .

Описанный метод, кроме существенного увеличения точности, позволяет отказаться от изготовления дорогостоящего контршаблона. По многократным измерениям среднеквадратичное отклонение рабочей кромки шаблона РТИ-7,5/250 от теоретической параболы составило 17 мкм.

С помощью шаблона, выверенного описанным методом, производилось изготовление отражающей поверхности. Отражающая поверхность антенн составлена профилированными листами толщиной 3 мм из алюминиевого сплава марки АД-1-М, обладающего хорошими механическими свойствами и достаточно стойкого к атмосферным воздействиям. Цельносварной силовой каркас антенн по технологическим причинам не

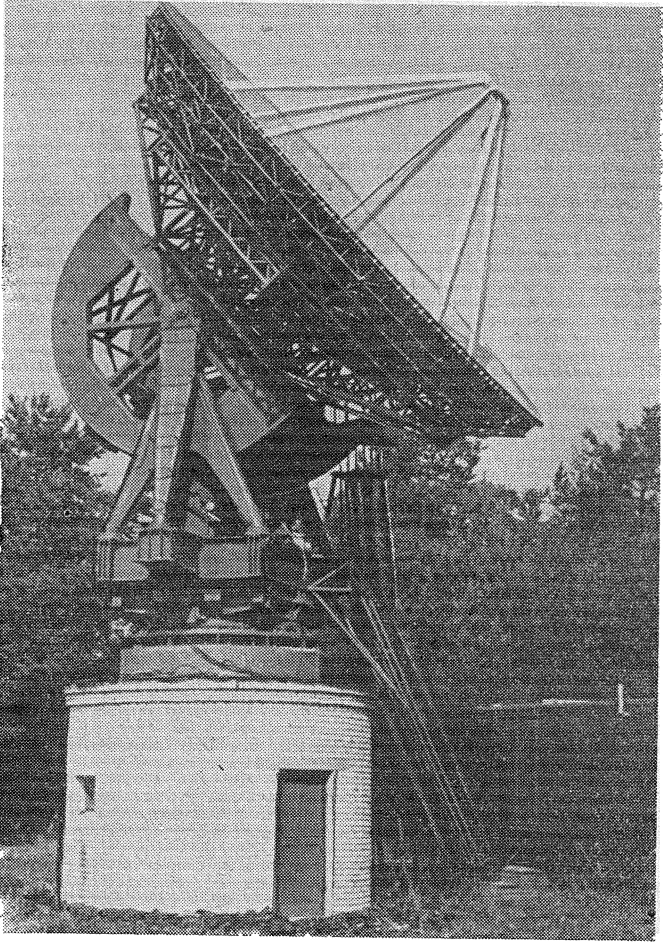


Рис. 1. Антенна радиотелескопа РТИ-7,5/250 МВТУ.

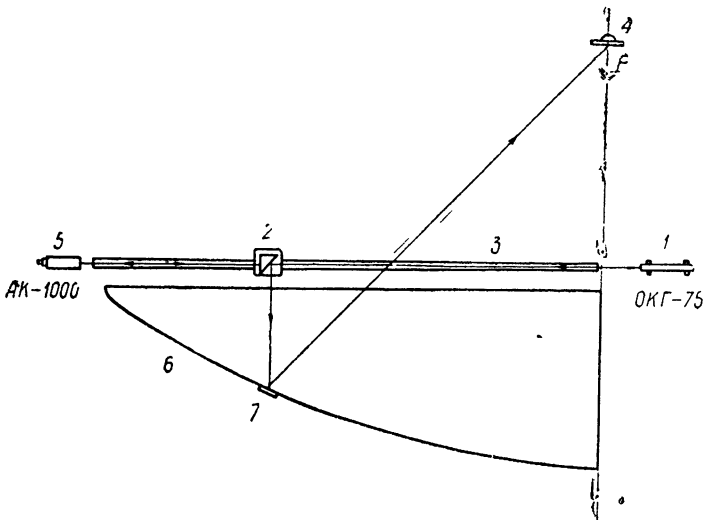


Рис. 2. Схема оптического стенда для выверки шаблона.

может быть выполнен с большой точностью, поэтому лист обшивки крепится к регулируемым относительно каркаса шпилькам, число которых составляет 4500. Шпильки равномерно расположены по поверхности каркаса и имеют регулировку в пределах ± 20 мм.

Зеркало выверялось после установки на опорно-поворотное устройство, чтобы избежать возможных деформаций при монтаже. Для защиты от дождя и прямых солнечных лучей оно закрывалось тентом. В процессе выверки распределение температуры по каркасу зеркала контролировалось 25 датчиками.

При установке шаблона на оси с помощью индикатора часового типа по специальным точкам на верхней кромке шаблона проверялось совпадение оси вращения с геометрической осью параболы. В процессе работы над поверхностью этот контроль повторялся. Величина отклонений, измеренная в процессе работы, не превышала $\pm 0''{,}6$, параллельный сбой оси контролировался с точностью $\pm 0,1$ мм.

Прогиб зеркала под нагрузкой шаблона ($P = 1200$ кг) регистрировался индикатором и составлял 0,32 мм. Этот прогиб компенсировался домкратом, установленным под центральной втулкой на угломестной оси.

Выверка поверхности производилась при минимальном зазоре между рабочей кромкой и листами обшивки. Для того, чтобы при возможных механических, тепловых и ветровых воздействиях не произошло заклинивание шаблона, этот зазор был выбран равным 1,8 мм.

Изготовление отражающей поверхности в дальнейшем проводилось в следующей последовательности. Листы обшивки профилировались на специальной бетонной матрице, изготовленной по трубе выверенному шаблону. Обшивка закреплялась на каркасе, создавая его равномерное напряжение. Прорезались необходимые температурные зазоры между листами. Для точной выверки листы поочередно снимались, по шаблону с помощью щупа выставлялись шпильки с полем допуска, равным $\pm 0,05$ мм, а снятый лист выправлялся на бетонной матрице до плотного прилегания. Затем он ставился на свое место и выверялся по шаблону путем выколотки и шабровки. Контроль велся по радиальным линиям через $1^{\circ}5$, что соответствовало на краю зеркала линейному размеру в 100 мм.

Для окончательного контроля готовой отражающей поверхности зеркала на шаблон ставился набор высокоточных индукционных датчиков линейных перемещений. При повороте шаблона датчики непрерывно скользили по поверхности, повторяя профиль листа. Сигналы перемещений, усиленные многоканальным усилителем, регистрировались на ленте шлейфового осциллографа. Тарировка датчиков проводилась по рабочей кромке шаблона. Обработка графиков 40 круговых и 5 радиальных сечений показала, что среднеквадратичные отклонения для отдельных реализаций составляют $1,13 \div 0,17$ мм, а для зеркала в целом — 0,15 мм. Закон распределения ошибок при этом близок к нормальному, а радиус корреляции $\rho \approx 100$ мм. Для снижения трудоемкости расчета статистических характеристик антенны и более оперативного контроля готовой поверхности разработан алгоритм для ЭВМ «Днепр-1», позволяющий непосредственно обрабатывать сигналы с датчиков контроля поверхности.

Анализ результатов контроля измерений показал, что наибольшая ошибка связана с технологией профилирования обшивки (ручная выколотка) и ее недостаточной жесткостью. В настоящее время на второй антенне ведется замена обшивки толщиной 3 мм на обшивку в 6 мм.

Весной 1972 г. на описываемой антенне были проведены первые радиоастрономические исследования ее параметров. В задачу наблюдений входило определение ширины диаграммы направленности, уровня

бокового излучения, минимальной рабочей длины волны. Ограниченность программы объясняется возможностями приемника и несовершенством привода антенны ко времени испытаний. Наблюдения проводились совместно с ГАИШ, использовался модуляционный радиометр на кристалле антимоноида индия, работающего при температуре жидкого гелия.

По реализациям прохождения Солнца и Луны были определены реальная ширина диаграммы и уровень бокового излучения.

Результаты эксперимента, полностью совпадающие с теоретическими расчетами и механическими измерениями точности антенны, показали, что ширина диаграммы $\theta_{0,5} \approx 35''$ на $\lambda = 1,25$ мм, а уровень приема в области первого бокового лепестка на $17 \div 19$ дБ ниже, чем в главном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Д. Калачев, Тр. ФИАН СССР, 28, 51 (1965).
2. П. Д. Калачев, Диссертация, ФИАН, М., 1964.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
4 ноября 1972 г.

УДК 621.396.628 : 523.164

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БОЛЬШОГО ПУЛКОВСКОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА

Н. А. Есепкина, Н. С. Бахвалов, Л. Г. Васильева, Н. С. Соболева, А. В. Темирова

При исследовании источников радиоизлучения распределение радиояркости обычно пытаются определить во всех параметрах Стокса I, Q, U, V . Однако и среда, в которой распространяется радиоизлучение, и антенна, и приемник воздействуют на истинные параметры источника I_0, Q_0, U_0, V_0 . Поэтому параметры Стокса на выходе приемного устройства отличаются от истинных параметров источника и связаны с последними соотношением [1]

$$S_{\text{вых}} = M_1 M M_2 S_0. \quad (1)$$

Здесь $S_{\text{вых}} = \begin{pmatrix} I_{\text{вых}} \\ Q_{\text{вых}} \\ U_{\text{вых}} \\ V_{\text{вых}} \end{pmatrix}$ — вектор-параметр Стокса выходного излучения,

$S_0 = \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}$ — вектор-параметр Стокса входного или исследуемого излучения,

M_1, M, M_2 — матричные операторы, причем матрица M_1 описывает воздействие приемно-усилительного устройства и входного тракта на исследуемое излучение, M — воздействие антенной системы и M_2 — влияние среды, расположенной между источником и наблюдателем.

В настоящей работе рассмотрено влияние антенны переменной профиля на исследуемое радиоизлучение и определены поляризационные характеристики Большого Пулковского радиотелескопа (БПР), которые описываются матрицей M .

Антенну можно рассматривать как прибор, изменяющий поляризацию излучения — поляризатор. В работе [2] определена связь между параметрами Стокса на входе и выходе антенны (см. рис. 1) в следующем виде:

$$S_{\text{вых}} = M S_0 \text{ или}$$

$$\begin{pmatrix} I_{\text{вых}} \\ Q_{\text{вых}} \\ U_{\text{вых}} \\ V_{\text{вых}} \end{pmatrix} = a_0^2 \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где M — приборный оператор или матрица Мюллера, a_0^2 — величина, пропорциональная коэффициенту усиления антенны в главном направлении. Элементы матрицы M зависят от диаграмм направленности антенны для основной и кросс-поляризационных составляющих. Выражения

для элементов матрицы M приведены в работе [3]. Здесь приведем только выражения для элементов первого столбца матрицы M , которые определяют состояние поляризации выходного излучения при неполяризованном входном излучении и имеют вид

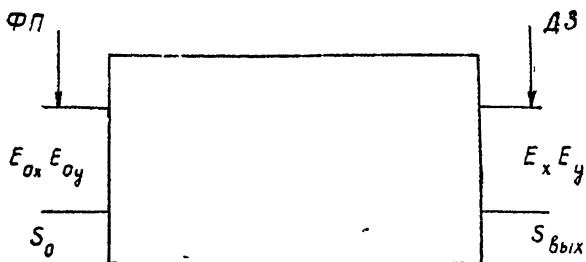


Рис. 1. Модель антенны.

E_{0x} , E_{0y} , S_0 — параметры входного излучения; E_x , E_y , $S_{вых}$ — параметры выходного излучения; ФП — фокальная плоскость; ДЗ — дальняя зона.

$$m_{11} = [(f_x f_x^* + f_{yx} f_{yx}^*) + (f_{xy} f_{xy}^* + f_y f_y^*)] : 2,$$

$$m_{21} = [(f_x f_x^* + f_{yx} f_{yx}^*) - (f_{xy} f_{xy}^* + f_y f_y^*)] : 2,$$

$$m_{31} = [(f_x^* f_{xy} + f_x f_{xy}^*) + (f_{yx}^* f_y + f_{yx} f_y^*)] : 2,$$

$$m_{41} = [j(f_x^* f_{xy} - f_x f_{xy}^*) + j(f_{yx}^* f_y - f_{yx} f_y^*)] : 2,$$

где f_x и f_y определяют диаграммы направленности антенны по полю для основных поляризаций (вертикальной и горизонтальной); f_{xy} и f_{yx} определяют соответствующие кросс-поляризационные диаграммы направленности антенны. Элемент m_{11} является диаграммой направленности антенны по мощности для источника неполяризованного радиоизлучения. Элементы m_{21} , m_{31} , m_{41} определяют паразитную поляризацию, возникающую в антенне. Элементы m_{21} и m_{31} характеризуют величину паразитной линейной поляризации, причем элемент m_{21} связан с диаграммой модулирующей [4], возникающей из-за разности диаграмм направленности в E - и H -плоскостях

первичного облучателя. Элемент m_{31} связан с кросс-поляризацией в антенне. Элемент m_{41} характеризует величину паразитной круповой поляризации. Величина элементов матрицы зависит от координат точки наблюдения, т. е. от углов θ , ψ , θ_0 (см. рис. 2), где θ_0 — угол места источника. Все элементы матрицы M — величины вещественные.

Таким образом, для нахождения элементов матрицы M необходимо определить диаграммы направленности антенны.

При расчете диаграмм направленности учитывалось, что

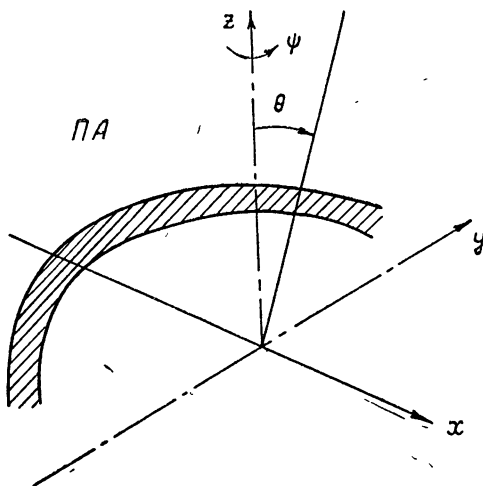


Рис. 2. Форма синфазного раскрыва антенны переменного профиля, ПА — плоскость апертуры.

БПР является двухзеркальной системой (см. рис. 3), в которой P_1 — основное зеркало (коническая поверхность) — преобразует падающую плоскую волну в цилиндрическую, P_2 — вспомогательное зеркало (параболический цилиндр с горизонтальной образующей) — преобразует цилиндрическую волну в сферическую с центром, расположенным в фокусе F , где помещается первичный облучатель. При расчете учитывалась кросс-поляризация, возникающая как на основном зеркале P_1 , так и на вспомогательном P_2 .

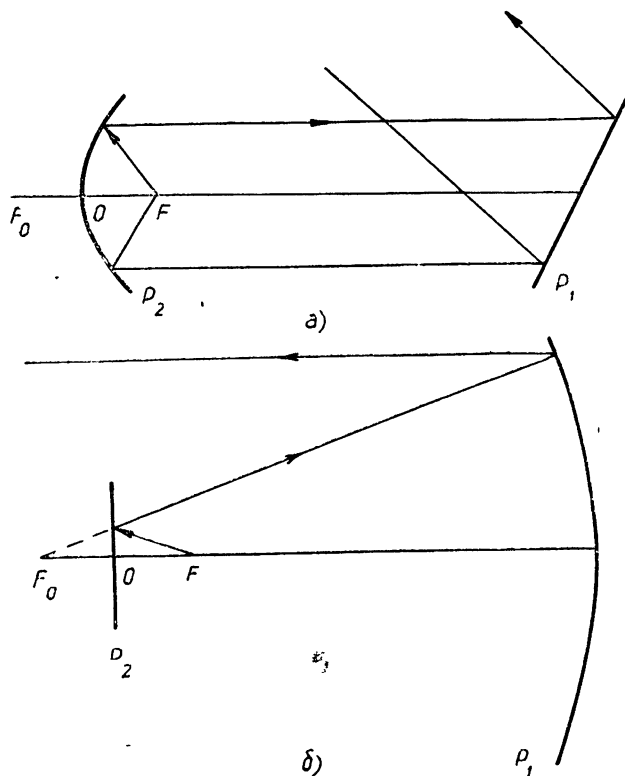


Рис. 3. Сечения антенной системы вертикальными и горизонтальными плоскостями.

F_0 — фокус основного зеркала; $F=OF$ — фокусное расстояние вспомогательного зеркала.

В качестве вспомогательного зеркала могут быть выбраны зеркала различной формы, однако для радиоастрономических наблюдений наиболее удобным является параболический цилиндр. В качестве первичного облучателя был выбран круглый волновод, работающий на низшем типе волн H_{11} . Диаграммы направленности БПР рассчитывались апертурным методом при следующих параметрах антенны: радиус исходной окружности $R = 100$ м, длина волны $\lambda = 4$ см, высота щита $h = 3$ м, угол облучения антенны $\varphi_0 = 60^\circ$ для углов места $\theta_0 = 10, 20, 30, 45, 50, 60^\circ$ и $\varphi_0 = 45^\circ$ для $\theta_0 = 80, 85^\circ$; диаметр волновода $2a = 3$ см.

Расчет диаграмм как по основной f_x, f_y , так и по кросс-поляризации f_{xy}, f_{yx} , а также определение матричных элементов m_{ij}^* были выполнены на БЭСМ-6 в Вычислительном центре МГУ.

* Матрица M определяет поляризационные характеристики антенны для точечного источника.

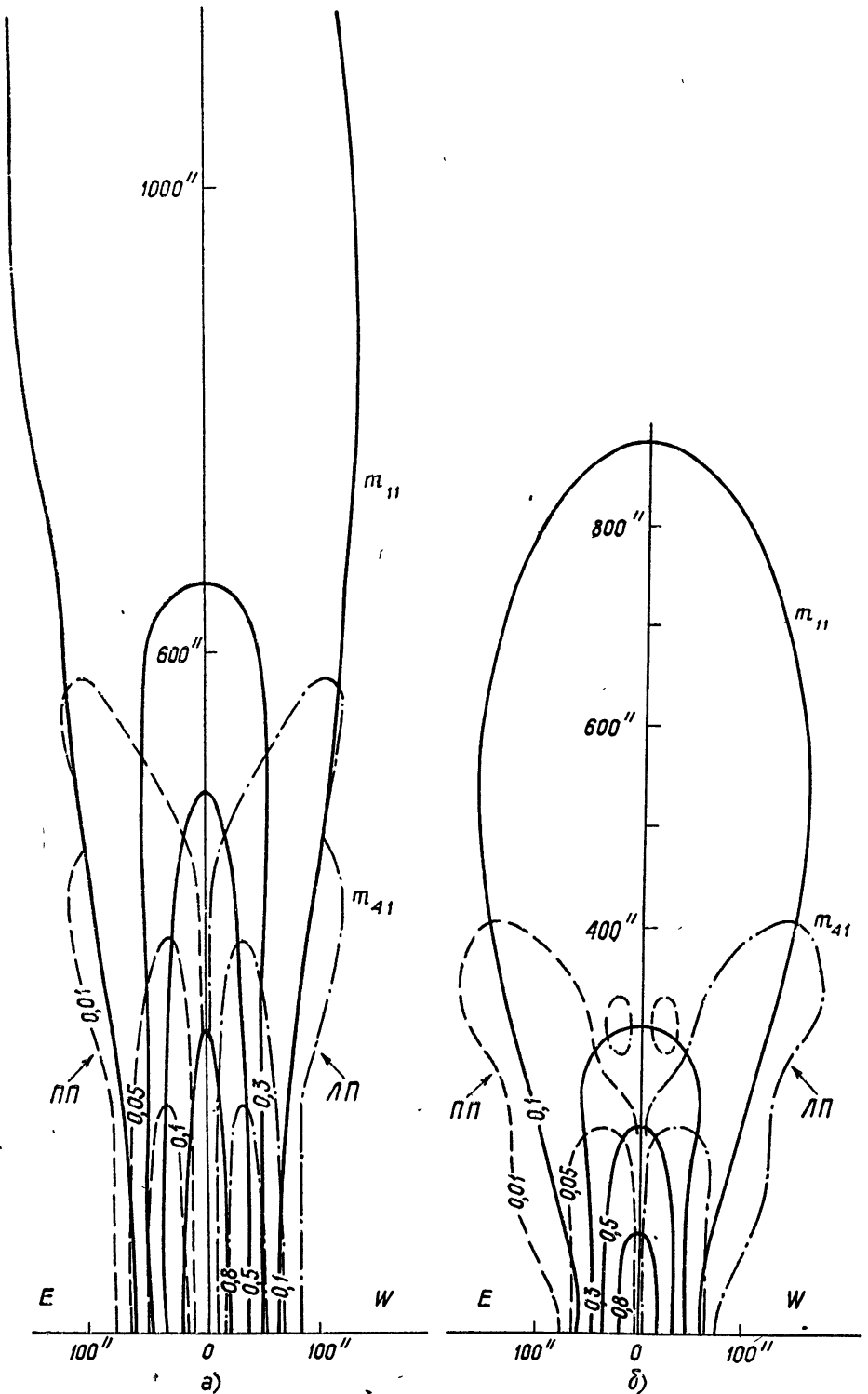


Рис. 4. Изофоты элементов m_{11} и m_{41} для углов места.
 а) $\theta_0 = 30^\circ$. Максимальные значения: $m_{11} = 1$; $m_{41} = 0,13$; $m_{21}, m_{31} < 0,005$.
 б) $\theta_0 = 60^\circ$. Максимальные значения: $m_{11} = 1$; $m_{41} = 0,285$; $m_{21}, m_{31} < 0,01$.
 ПП — правая поляризация, ЛП — левая поляризация.

В результате расчета оказалось, что для БПР существенно отличными от нуля являются диагональные элементы m_{11} , m_{22} , m_{33} , m_{44} , характеризующие интенсивность поляризованного и неполяризованного радиоизлучения (см. (2)), а также элементы, характеризующие переход друг в друга параметров I и V (m_{41} , m_{14}) и Q и U (m_{23} , m_{32}). Для АПП матричные элементы зависят от угла места наблюдения θ_0 .

На рис. 4 приведены сечения пространственной диаграммы направленности по уровню постоянной мощности, т. е. изофоты элементов m_{11} (интенсивности принимаемого радиоизлучения) и m_{41} (паразитной круговой поляризации) для точечного источника при угле места $\theta_0 = 30^\circ$ и $\theta_0 = 60^\circ$. Рядом приведены максимальные значения элементов первого столбца матрицы M .

В отличие от параболоида вращения паразитная линейная поляризация в АПП (элементы m_{21} , m_{31}) близка к нулю. Это связано с тем, что параболический цилиндр — зеркало несимметричное, и несимметрия диаграммы первичного облучателя компенсируется несимметрией самого зеркала. Как видно из рис. 4, форма и величина паразитного сигнала круговой поляризации (элемента m_{41}) меняется в зависимости от угла места наблюдений θ_0 .

В Пулковке разработан метод компенсации паразитной круговой поляризации с помощью сеток из искривленных проводов [5, 6], который был применен при наблюдении радиоизлучения Солнца [7-9]. На рис. 5 приведены изофоты элементов матрицы $m_{23} = -m_{32}$. Максимумы этих элементов лежат в диагональной плоскости. Эти элементы характеризуют изменение позиционного угла линейно поляризованного излучения и связаны, как указывалось выше, с переходом параметра Q в U и обратно, при этом величина линейной поляризации не меняется. Рядом приведены максимальные значения остальных элементов матрицы M .

Результаты наблюдений на БПР хорошо подтверждают расчетные данные.

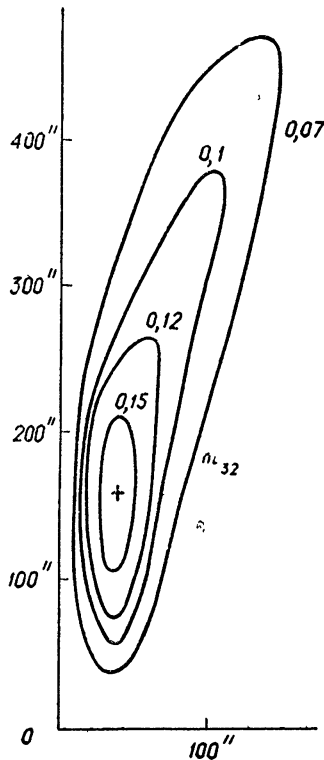


Рис. 5. Изофоты элементов $m_{23} = -m_{32}$ для угла места $\theta_0 = 60^\circ$. Максимальные значения: m_{22} , m_{33} , $m_{44} = 1$; $m_{23} = -m_{32} = -0,166$; m_{12} , m_{13} , m_{21} , m_{24} , m_{31} , m_{34} , m_{42} , $m_{43} < 0,01$.

В табл. 1 приведены расчетные и экспериментальные значения элемента m_{41} (величины паразитной круговой поляризации) для различных углов места и разных источников.

В табл. 2 приведены результаты расчетов и наблюдений линейной паразитной поляризации элементов m_{21} , m_{31} . Величина паразитной линейной поляризации определялась по двум источникам: Орион-А и Дева-А, у которых собственная линейная поляризация практически отсутствует ($< 1\%$).

Как видно из таблицы, расчетные величины хорошо согласуются с наблюдениями.

Таблица 1

θ_0	Источник	Длина волны	Максимальное значение m_{21} в % от максимального значения m_{11}		
			расчет	наблюдения без сетки	наблюдения с сеткой
7°	Локальные источники на Солнце	10 см	2,5	2,9	< 1
	Постоянная составляющая радиоизлучения Солнца	10 см	2,5	2,7	< 1
14°	Омега; 4' по уровню половинной мощности	9, 6 см	6,0	< (15,0)	
52°	Телец-А, 3',5 по уровню половинной мощности, 6',8 по нулевому уровню.	3,95 см	24,5	18,9 - 29,0	< 1
		9, 6 см	24,5	26,4 - 34,5	
71°	Лебедь-А; двойной, расстояние между компонентами 109", размер компонент 15"	9, 6 см	31,0	28,2 - 3,8	

Таблица 2

θ_0	Источник	Длина волны	Максимальные значения m_{21} , m_{31} в % от максимального значения m_{11}	
			расчет	наблюдения
24°	Орион-А	6,4 см	} < 0,01	< 1
43°	Дева-А	3,95 см		< 1
50°	Локальные источники на Солнце	8,7 см		< 0,25

При использовании сеток из искривленных проводов паразитная круговая поляризация устраняется практически полностью. Эксперимент подтвердил также тот факт, что наблюдения линейной поляризации на АПП не встречают никаких трудностей.

В настоящее время на БПР в качестве первичного облучателя используется «скалярный» группор [10, 11]. Расчет диаграмм направленности для этого случая может быть произведен аналогичным образом. В дальнейшем предполагается рассчитать диаграммы направленности радиотелескопа РАТАН-600.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. О. Нейл, Статистическая оптика, изд. Мир, М., 1966
2. Н. А. Есепкина, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 5, 673 (1971).
3. Н. А. Есепкина, Астрофизические исследования, Изв. САО, 4, 157 (1971).
4. Э. Г. Мирзабекян, Сообщения Бюраканской обсерватории, № 3, 23 (1957).
5. Н. А. Есепкина, В. Ю. Петрунькин, Н. С. Соболева, Г. М. Тимофеева, Радиотехника и электроника, 14, № 10, 1870 (1969).
6. Н. А. Есепкина, В. Ю. Петрунькин, Н. С. Соболева, А. В. Рейнер Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 14, № 8, 1149 (1971).
7. Н. А. Есепкина, Н. С. Соболева, Г. М. Тимофеева, Солнечные данные, № 8, 86 (1968).
8. Н. Г. Петерова, А. В. Темирова, Солнечные данные, № 7, 103 (1970)
9. Ш. Б. Ахмедов, А. В. Темирова, Солнечные данные, № 6, 110 (1972).
10. J. Josef K. M., J. Mertin E. J., L. Ceas W., „AEU“, 26, № 1, 22 (1972).
11. Ю. Н. Парийский, А. В. Темирова, Г. М. Тимофеева, Астрофизические исследования, Изв. САО, 5, 165 (1972).

УДК 621.396.623 : 523.164

**ПАРАМЕТРЫ АНТЕННЫ РАДИОТЕЛЕСКОПА РТ-22 КрАО
НА ВОЛНАХ 3 и 1,35 см**

*Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. А. Ефанов, Л. Р. Коган,
В. И. Костенко, Л. И. Матвеевко, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин*

В 1968 г. в целях усовершенствования радиотелескопа РТ-22 КрАО [1] и для обеспечения максимальной чувствительности была разработана двухзеркальная схема антенны в диапазоне волн 3 см, проведена ее настройка и определены основные электрические параметры на волне 3,34 см. При разработке облучающей системы РТ-22 КрАО был учтен опыт эксплуатации РТ-22 ФИАН [2] и внесены некоторые изменения в параметры системы: диаметр вторичного зеркала $D_2 = 1500$ мм и вторичный фокус системы выбран на расстоянии 200 мм от вершины параболоида, с целью обеспечения минимальных потерь в миллиметровом диапазоне волн. Эти обстоятельства ограничили продольный размер облучателя в 3-сантиметровом диапазоне волн. Двухзеркальный облучатель имеет сравнительно небольшой продольный размер, поэтому он и был выбран. Его схема опробована на аналогичной антенне РТ-22 ФИАН [2] и показала удовлетворительные результаты.

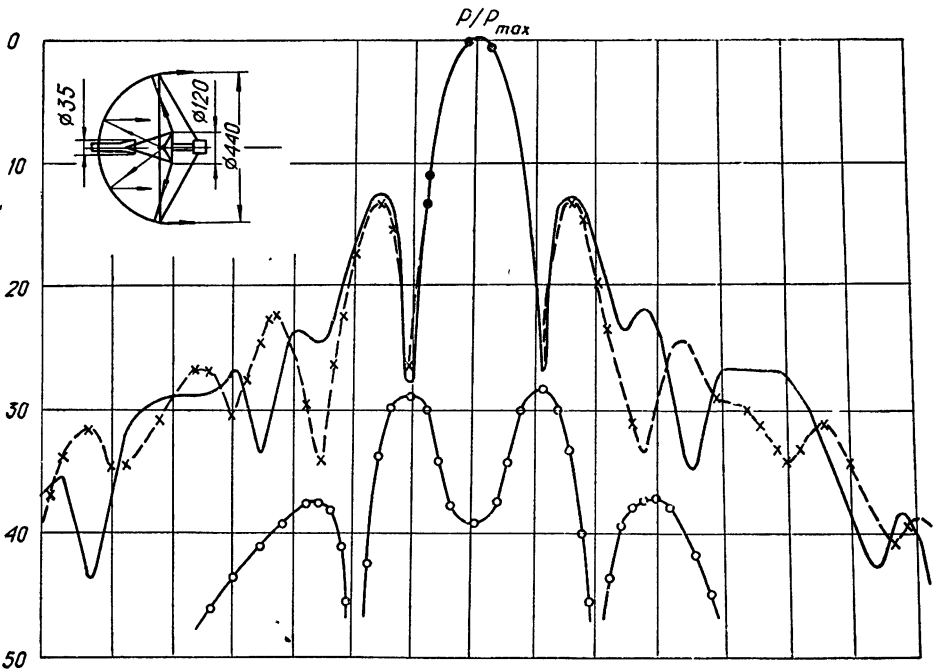


Рис. 1. Схема двухзеркального облучателя, его диаграмма направленности в E - и H -плоскостях и кросс-поляризационная характеристика (●●● — пл. H , ××× — пл. E , ○○○ — кросс-поляризационная диаграмма направленности).

Диаграмма направленности двухзеркального облучателя в E - и H -плоскостях и кросс-поляризационная характеристика на волне $3,34$ см показаны на рис. 1. Коэффициент рассеяния облучателя, рассчитанный по диаграмме направленности, не превышает $\beta = 0,2$.

Предварительная настройка антенны проводилась по Солнцу, а окончательная — по радиоисточникам малых угловых размеров. Для настройки был использован радиометр с параметрическим усилителем на волну $3,34$ см [3]. Во время предварительной настройки было достигнуто совмещение электрической и механической осей антенны и выставлены вдоль оси с точностью ± 2 мм гиперболическое зеркало и облучатель. Зависимость ширины диаграммы направленности антенны в двух сечениях $\theta_{0,5}$ и $\theta_{0,1}$, соответствующих уровням мощности $0,5 \frac{P}{P_{\max}}$ и $0,1 \frac{P}{P_{\max}}$, от положения гиперболического зеркала показана на рис. 2. Ширина диаграммы направленности $\theta_{0,5}$ и $\theta_{0,1}$ определялась по наклону кривой прохождения Солнца через диаграмму [4].

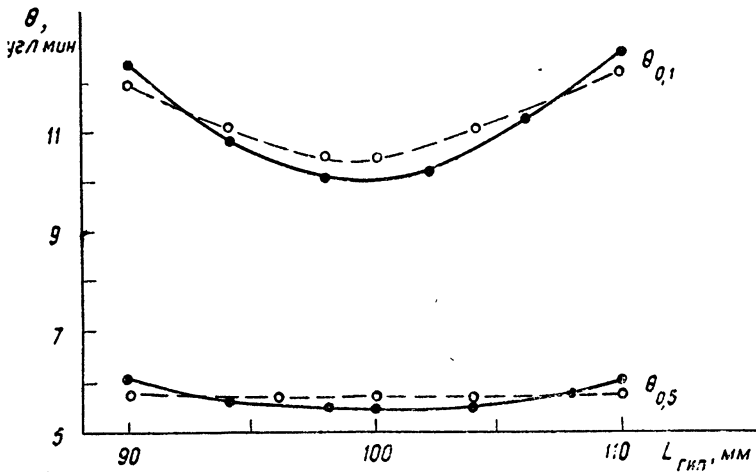


Рис. 2. Зависимость ширины диаграммы направленности антенны от положения гиперболического зеркала (●●● — по Солнцу, ○○○ — по Тау-А).

Кроме того, по Солнцу было определено поле рассеяния антенны до уровней — 40 дБ. На рис. 3 показаны расчетное и экспериментальное прохождение Солнца через диаграмму направленности антенны. Поле рассеяния достаточно быстро спадает и на углах $\pm 1^\circ$ имеет уровень порядка 45 — 50 дБ.

Окончательно антенна была настроена по радиоисточнику Телец-А. Как видно из рис. 2 (кривая отмечена кружками), характеристики предварительной и окончательной настроек практически совпадают. Ширина диаграммы направленности по половинной мощности в азимутальной и угломестной плоскостях равна соответственно $\varphi_a = 5',9$ и $\varphi_h = 6',0$. Температура антенны при наведении ее на Телец-А равна $19,8^\circ\text{K}$, угол места при этом равен 45° . В этом случае эффективная площадь антенны составляет $186 \pm 10 \text{ м}^2$. Плотность потока радиоизлучения Тау-А на этой волне была принята 560 ± 10 единиц потока, поправки, зависящие от потерь в атмосфере, размера источника и постоянной времени, равнялись соответственно $1,04$, $1,11$ и $1,02$. Коэффициент использования антенны равен $K = 0,49$, близок к расчетному $K = 0,56$. При расчете учитывались следующие коэффициенты: $\eta_1 = 0,85$ определяется формой распределения поля в раскрытии антенны, $\eta_2 = 0,86$ определяется полем рассеяния облу-

чателя, $\eta_3 = 0,84$ определяется рассеянием и затенением опорных тяг и дифракцией на гиперболическом зеркале, $\eta_4 = 0,98$ зависит от «шероховатости» поверхности зеркал.

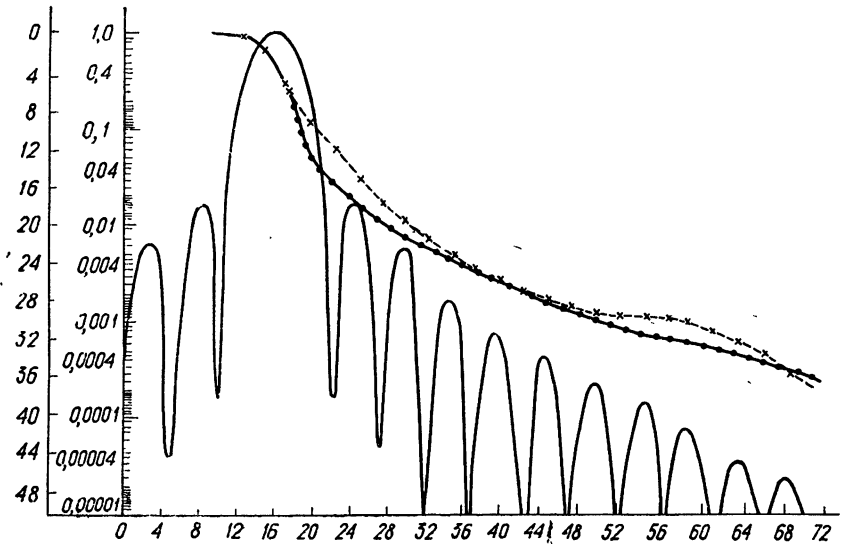


Рис. 3. Расчетная диаграмма направленности антенны (●●● — расчетное прохождение Солнца через диаграмму; ××× — экспериментальное прохождение Солнца).

Общая шумовая температура антенны в направлении зенита составляет $T_{ав} = 10 \pm 4^\circ\text{К}$. Вклад шумов атмосферы и фона неба при этом не превышает 6°К . Отсюда следует, что $T_a = 4 \pm 4^\circ\text{К}$. Зависимость шумовой температуры антенны от угла места показана на рис. 4. Измерение шумовой температуры и эффективной площади антенны проводилось по эталонной волноводной нагрузке $KCB = 1,02$, температура которой принималась равной 80°К при погружении в жидкий азот и 295°К при погружении в воду с $T = 22^\circ\text{С}$.

Во время подготовки к радиоинтерференционным наблюдениям со сверхдлинной базой [5, 6] была проведена дополнительная юстировка антенны на волне $3,55\text{ см}$ и разработан облучатель на волну $1,35\text{ см}$. Диаграмма направленности двухзеркального облучателя в диапазоне $\lambda = 3,55\text{ см}$ несколько расширилась, что привело к увеличению уровня облучения края гиперболического зеркала от $18 \div 16\text{ дБ}$ до $11 \div 10\text{ дБ}$ и некоторому изменению поля в раскрыве. Это способствовало практически сохранению эффективной площади антенны.

Ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности в азимутальной и угломестной плоскостях стала равной соответственно $\varphi_a = 6',25$ и $\varphi_h = 6',35$. Общая шумовая температура антенны в направлении зенита составляет $T_a = 14 \pm 4^\circ$. Изменение шумовой температуры антенны от угла места показано на рис. 4.

Эффективность использования радиотелескопа во многом определяется точностью его наведения. Ошибка наведения может достигать особенно большой величины при малых углах места, что определяется влиянием рефракции и прогиба опорных тяг. В этой связи были проведены тщательные измерения поправочных коэффициентов при различных азимутах и углах места в диапазоне углов $10\text{—}80^\circ$ по радиоисточникам Тау-А, ЗС 273 и Леб-А. Исследовались деформации тяги и основного зеркала [8]. Смещение электрической оси антенны по азимуту не превышает

ошибки измерения $\pm 20''$ и не зависит от угла места. На рис. 5 показано смещение электрической оси Δh от угла места — кривая 1. Кривая 2 показывает смещение оси под действием деформации тяг, а 3 — рефракции. Результирующий эффект соответствует кривой 4. Расхождение экспериментальной и расчетной кривых не превышает ошибки измерений. Деформации зеркала практически не влияют на положение оси.

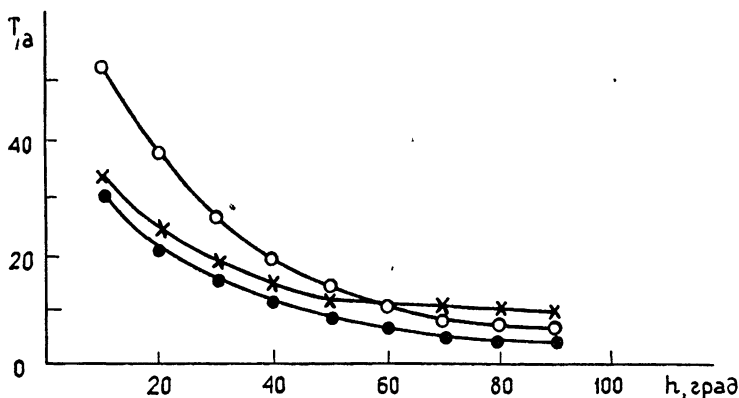


Рис. 4. Зависимость шумовой температуры антенны от угла места (●●● — $\lambda = 3,34$ см, 1.12 68; ○○○ — $\lambda = 3,55$ см, 20.06.70; ××× — $\lambda = 1,35$ см, 9.06.70).

Антенна на волне 1,35 см построена по двухзеркальной схеме, в качестве облучателя применен конический рупор. Измерения эффективной площади антенны и ее шумовой температуры проводились при помощи эталонной волноводной нагрузки КСВ = 1,01. В качестве калибровочного источника был принят Юпитер, яркостная температура которого приня-

малась равной $T = 135 \pm 5^\circ\text{K}$ [9].

Эффективная площадь антенны оказалась равной $164 \pm 10 \text{ м}^2$, что соответствует коэффициенту использования $K = 0,43$. Расчетный коэффициент равен 0,5. Общая шумовая температура антенны в направлении зенита составляет $T_a = 60 \pm 4^\circ\text{K}$, зависимость ее от угла места показана на рис. 4. Шумовая температура атмосферы составляет 50°K (определена исходя из концентрации водяного пара). Шумовая температура антенны равна 10°K . Ширина диаграммы направленности антенны в азимутальной и угломестной плоскостях равна $\varphi_a = 2',35$ и $\varphi_h = 2',4$ соответственно. Поправочные коэффициенты на положение оси примерно соответствуют рис. 5.

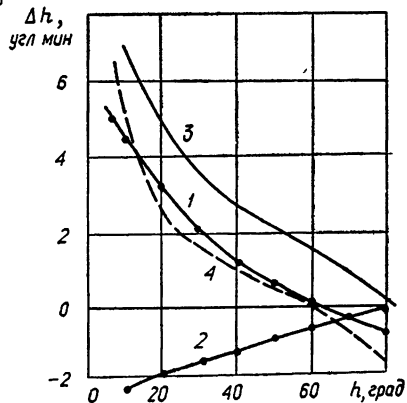


Рис. 5. Смещение электрической оси антенны от угла места.

В результате проведенной работы повышена чувствительность антенны, определены ее электрические параметры, включая поправочные коэффициенты на положение оси, и созданы условия для применения на радиотелескопе квантовых парамагнитных усилителей. Все это позволило успешно провести наблюдения компактных радиоисточников на радиointерферометре со сверхдлинной базой [5-7].

В работе принимали участие Т. Н. Зарецкая, Г. Д. Копелянский, М. Т. Левченко, И. И. Пучкова и В. И. Пушкарев, которым авторы приносят глубокую благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Иванов, И. Г. Монсеев, Ю. Г. Монин, Изв. КрАО, **39**, 3 (1969).
2. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева и др., Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **12**, № 8, 1109 (1969).
3. В. П. Бибинова и др., Тр. ФИАН, **47**, 149 (1969)
4. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева и др., сб. Антенны (в печати)
5. Б. Кларк и др., Астрон. ж. (в печати).
6. Б. Ф. Берк и др., Астрон. ж., **49**, 465 (1972).
7. Д. Д. Бродерик и др., Астрон. ж., **47**, 784 (1970).
8. Ю. Г. Монин, Изв. КрАО, **41—42**, 260 (1970).
9. C. T. Wrixon, W. I. Welch, D. D. Thornton, *Astrophys. J.*, **169**, 171 (1971).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1972 г.

УДК 523 164

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПРИМЕРЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАДИОЯРКОСТИ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ (ОДНОМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ)

В. И. Костенко

Хорошо известно, что формирование изображения линейным прибором описывается интегральным уравнением типа свертки:

$$G(x) = \int_{-\infty}^{\infty} H(y) G_0(x - y) dy + N(x), \quad (1)$$

где $G_0(x)$ — истинное распределение яркости, $G(x)$ — наблюдаемое распределение яркости, $H(x)$ — функция рассеяния (диаграмма направленности), $N(x)$ — экспериментальные ошибки или пространственный шум.

В отсутствие шума применение преобразования Фурье дает решение:

$$G_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{G}(\omega)}{\tilde{H}(\omega)} e^{i\omega x} d\omega. \quad (2)$$

Здесь $\tilde{G}(\omega)$ и $\tilde{H}(\omega)$ — пространственные спектры соответствующих величин в (1), а ω — пространственная частота. Указанный случай является, по существу, идеализацией и не может быть применен на практике, поскольку в эксперименте всегда присутствует шум, который неизвестен заранее и различен для разных измерений. Применение восстанавливающего фильтра $[\tilde{H}(\omega)]^{-1}$ приводит в этом случае к возникновению сингулярностей в решении и к усилению высокочастотных гармоник, обусловленных преимущественным вкладом шумов. Рассматриваемая задача относится, таким образом, к классу некорректно поставленных задач. Для ее решения предложены методы, оперирующие как в пространстве распределения [1, 2], так и в пространстве преобразования [3–6].

В настоящей работе для получения оценки решения уравнения (1) использован подход, основанный на теории минимального среднеквадратичного предсказания [7]. Возможности применения этого метода для конкретных задач радиоастрономии и оптики рассмотрены в [3, 5, 8]. Пространственные статистические процессы $G_0(x)$ и $N(x)$ считаются независимыми гауссовыми с нулевыми средними. В этом случае наилучшая оценка $\hat{G}_0(x)$ истинного $G_0(x)$ в смысле максимальной постериорной плотности вероятности есть

$$\hat{G}_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}(\omega) \tilde{H}_0(\omega) e^{i\omega x} d\omega, \quad (3)$$

где фильтр $\tilde{H}_0(\omega)$ определяется выражением

$$\tilde{H}_0(\omega) = \frac{|\tilde{H}(\omega) \tilde{G}_0(\omega)|^2}{|\tilde{H}(\omega) \tilde{G}_0(\omega)|^2 + |\tilde{N}(\omega)|^2} \frac{1}{\tilde{H}(\omega)}. \quad (4)$$

Можно показать, что такой фильтр обеспечивает минимум среднеквадратичной ошибки предсказания:

$$\varepsilon^2 = M [\hat{G}_0(x) - G_0(x)]^2. \quad (5)$$

Таким образом, $\tilde{H}_0(\omega)$ описывает оптимальную характеристику восстанавливающего фильтра пространственных частот. Легко видеть, что в числитель и знаменатель (4) входят спектр мощности распределения, искаженного линейным прибором в отсутствие шума, и спектр мощности собственно шума. Для каждой пространственной гармоники спектра распределения, получаемого из эксперимента, имеется наложение соответствующей мощности шума и отфильтрованного аппаратной функцией распределения. Следовательно, фильтр (4) можно построить при условии, если удастся разделить указанные выше спектральные компоненты наблюдаемого распределения. Аппроксимация спектра сигнала и шума функциями с «хорошим поведением» (например, полиномом степени n) на основе метода наименьших квадратов дает в этом случае результат, отвечающий требованиям эксперимента.

При анализе любого из алгоритмов решения уравнения (1) естественно встает вопрос о единственности решения и точности аппроксимации функций с неограниченными по протяженности спектрами (реальные сигналы, ограниченные во времени и пространстве, имеют такие спектры) при помощи функций с ограниченными спектрами. Эти моменты достаточно полно освещены в [9]. Отметим лишь, что из полного выражения для среднеквадратичной погрешности аппроксимации [9] непосредственно следует, что фильтр (4) обеспечивает минимум в указанном выше смысле погрешности аппроксимации истинного распределения $G_0(x)$ функцией $\hat{G}_0(x)$ для множества всех интегрируемых в квадрате аппроксимирующих функций с заданной протяженностью спектра.

На основе изложенного выше был построен алгоритм, реализованный в численном виде на ЭВМ БЭСМ-4 применительно к задаче восстановления распределений яркости радиоисточников в одном измерении. Результаты эксперимента $G(x)$ и аппаратная функция $H(x)$ представлялись в дискретном виде. Интервал считывания выбирался исходя из теоремы о выборке (теорема Котельникова) с учетом шумов. Последние при малом отношении сигнал/шум дают возможность увеличивать интервал по сравнению с тем, который определяется на основании теоремы о выборке. Для уменьшения ошибки усечения размер пространственного окна брался достаточно большим по сравнению с характерным размером распределения. Интегралы везде были заменены конечными суммами Фурье. Для улучшения сходимости рядов при конечных пределах суммирования введены σ -множители Ланцоша. Коэффициенты Фурье вычислялись для усеченных интервалов, а тригонометрические функции — по схеме Гертцеля с минимумом умножений. Это дало возможность существенно уменьшить время счета. Поиск оптимального фильтра заключался в нахождении оценки для $|\tilde{N}(\omega)|^2$ и $|\tilde{H}(\omega) \tilde{G}_0(\omega)|^2$ путем их аппроксимации в спектральной области методом наименьших квадратов.

При обработке результатов эксперимента программа осуществляет следующие преобразования входных данных.

1. Проведение уровня фона в сканах радиоисточника.
2. Интерполяция данных с помощью функций вида $\sin x/x$.
3. Получение свертки распределений (используется при модельных расчетах).
4. Поиск оптимального фильтра.
5. Фильтрация и получение оценки $\hat{G}_0(x)$.
6. Построение двумерной матрицы распределения яркости, восстановленного в одном измерении (до 10 сканов).
7. Определение плотности потока радиоизлучения и редукция результата.
8. Регистрация результатов на АЦПУ с соответствующими текстовыми комментариями.

Полный объем программы 2300₈ кодов. Восстановление одного скана радиоисточника размерностью 128₁₀ составляет — 30^с. Модельные расчеты показали достаточную гибкость программы по отношению к различным распределениям яркости и отношениям сигнал/шум. Пример восстановления свертки модели и диаграммы иллюстрирует рис. 1. Отношение сигнал/шум взято при этом равным 30.

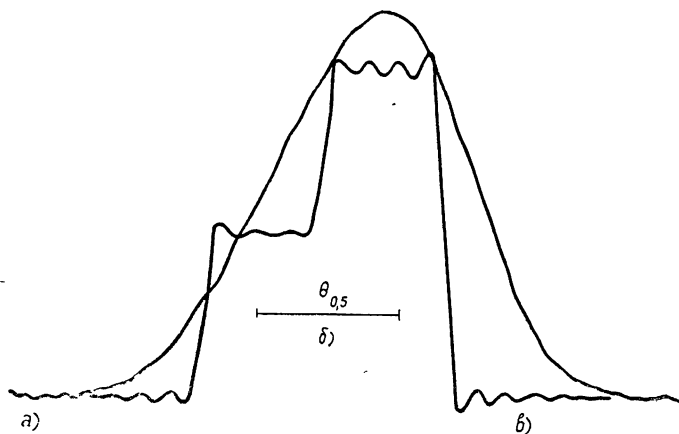


Рис. 1. Восстановление свертки «ступенчатой» модели с диаграммой: а) свертка; б) характерный размер диаграммы по уровню 0,5; в) результат восстановления.

Обработка фактического наблюдательного материала проведена для Крабовидной туманности на волнах 0,8 см (диаграмма $\theta_{0,5} = 1',7$), 1,35 см (диаграмма 2',5) и 2,8 см (диаграмма 2',9). Во всех случаях диаграмма направленности была получена на основе эксперимента с высоким по сравнению с исследуемым распределением соотношением сигнал/шум, вследствие чего влияние на результат погрешности в диаграмме считалось пренебрежимо малым.

Область пространственных частот, в которой распределение восстанавливается эффективно, существенным образом зависит от соотношения между спектральными плотностями мощности шума и наблюдаемого распределения. Высокое соотношение сигнал/шум на волне 2,8 см (~ 30) позволило восстановить распределение яркости Крабовидной туманности в широкой полосе пространственных частот, близкой к дифракционному пределу диаграммы. Результат обработки одного из таких сканов представлен на рис. 2 (внутренняя кривая — результат восстановления, внеш-

няя — отклик радиотелескопа). Согласно модельным расчетам восстановленное распределение соответствует отклику инструмента, который имеет в 2,5 раза меньшую ширину главного лепестка диаграммы направленности

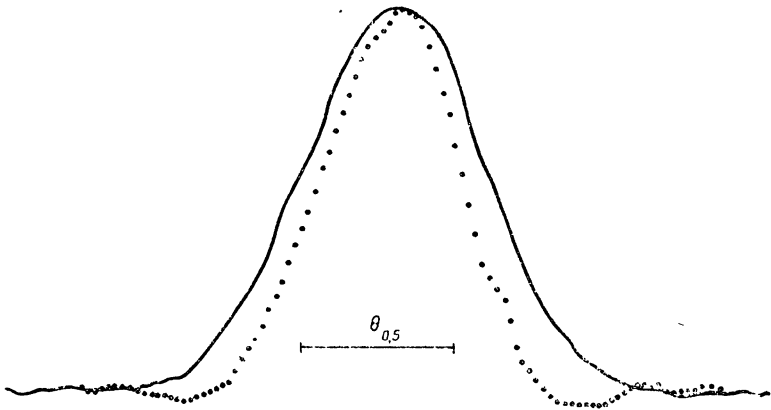


Рис. 2. Результат обработки центрального скана Крабовидной туманности в направлении прямого восхождения на волне 2,8 см.

сти по уровню 0,5 по сравнению с приведенной выше величиной для фактической диаграммы направленности. Для иллюстрации возможностей алгоритма при восстановлении изображений радиисточников в одном измерении на рис. 3 приведена карта распределения яркости Крабовид-

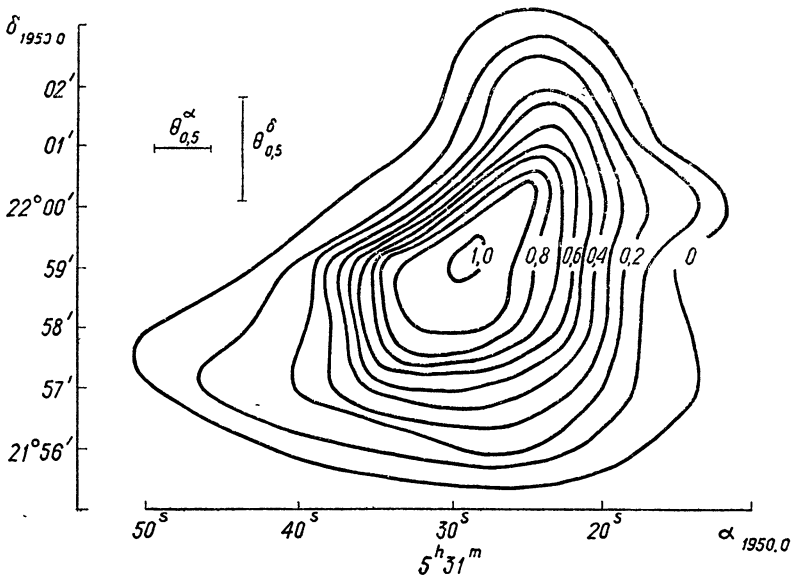


Рис. 3. Распределение яркости Крабовидной туманности на волне 0,8 см, восстановленное в направлении прямого восхождения.

ной туманности на волне 0,8 см, полученная в результате обработки измерений [10]. Там же показаны эквивалентные ширины диаграмм направленности по уровню 0,5 в направлении прямого восхождения и склонения. Детальный анализ полученных распределений яркости будет проведен в отдельной работе

При незначительном усложнении рассмотренный здесь алгоритм может быть распространен на случай двух измерений. Возможности же практического применения его в настоящее время могут быть ограничены точностью определения положения электрической оси антенны радиотелескопа в пространстве, поскольку она определяет погрешность координат, с которой могут выбираться данные в плоскости изображения. В соответствии с теоремой о выборке эта ошибка должна быть $\leq 0,05 \theta_{0,5}$. Для антенн с $\theta_{0,5} \approx 1'$ положение электрической оси, таким образом, должно быть известно с точностью, большей, чем $3''$. В противном случае при обработке будет возникать дополнительный пространственный шум, искажающий наблюдаемое распределение.

Автор выражает свою признательность Л. И. Матвееенко за постоянный интерес к работе и любезно предоставленную возможность воспользоваться для обработки результатами наблюдений на волне 2,8 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Тихонов, В. В. Виткевич, В. С. Артюх, В. Б. Гласко, А. В. Гончарский, А. Г. Ягола, *Астрон. ж.*, **46**, № 3, 472 (1969).
2. D. P. McAdam, *J. Opt. Soc. of Am.*, **60**, № 12, 1617 (1970).
3. R. N. Bracewell, *Austr. J. Phys.*, **9**, 297 (1956).
4. J. L. Harris, *J. Opt. Soc. of Am.*, **56**, № 5, 569 (1966).
5. C. W. Heistrom, *J. Opt. Soc. of Am.*, **57**, № 3, 297 (1967).
6. В. С. Артюх, В. И. Костенко, В. М. Малофеев, *Препринт ИКИ АН СССР*, № 42, 1970.
7. N. Wiener, *The Extrapolation, Interpolation and Smoothing of Stationary Time Series with Engineering Applications*, John Wiley, N. Y., 1949.
8. J. W. Brault, O. R. White, *Astron. Astrophys.*, **13**, № 2, 169 (1971).
9. Я. И. Хургин, В. П. Яковлев, *Финитные функции в физике и технике* изд. Наука, М., 1971.
10. В. И. Костенко, Л. И. Матвееенко, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **13**, № 10, 1467 (1970).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1972 г.

УДК 621.378.5 : 523.164

КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ (МАЗЕРЫ) ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ВОЛНАХ 0,8 и 1,35 см

В. И. Загатын, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер

Диапазоны волн 0,8 и 1,35 см представляют для радиоастрономии значительный интерес, особенно в связи с возможностью проведения в этих диапазонах спектральных и радиоинтерферометрических исследований с высоким угловым разрешением.

Для резкого повышения чувствительности радиометров в этих диапазонах, которая недостаточна для эффективных радиоастрономических наблюдений, авторами были разработаны мазеры бегущей волны в диапазоне 0,8 см (МБВ-0,8) и в диапазоне 1,35 см (МБВ-1,35).

Как известно, в спектральных радиометрах и в радиоинтерферометрах с большой базой чувствительность не может быть повышена путем расширения полосы пропускания по высокой частоте, и поэтому применение мазеров, обеспечивающих минимальную температуру шума, весьма эффективно.

Мазеры бегущей волны более пригодны для применения в радиометрах, чем резонаторные мазеры. Мазеры бегущей волны отличаются отсутствием регенеративных эффектов и малым влиянием внешних цепей (что обусловлено большой внутренней развязкой), исключительно низкой температурой шума и повышенной стабильностью.

Некоторые сведения о МБВ-0,8 были ранее опубликованы [1, 2]. Данные о недавно разработанном мазере на волну 1,35 см докладываются впервые.

Незадолго до завершения разработки МБВ-0,8 были опубликованы сведения об американском мазере на волну 0,8 см [3]. В этом мазере замедление бегущей волны, необходимое для получения требуемого усиления, обеспечивалось благодаря высокой диэлектрической проницаемости кристалла рутила, использованного в качестве активного парамагнитного вещества. Однако вследствие недостаточной величины замедления (порядка 10), нужное усиление (25 дБ) не получалось при температуре жидкого гелия 4,2°К, соответствующей нормальному атмосферному давлению, и необходимо было понижать температуру до 1,7°К, что достигалось непрерывной откачкой паров гелия до давления в несколько мм рт. ст. Это существенно осложняет эксплуатацию мазера, и, по-видимому, по этой причине этот мазер так и не нашел применения [4].

Авторами было показано [1], что, вопреки существовавшему мнению [3], рубин может быть эффективно использован в мазерах на волне 0,8 см. В МБВ-0,8 применен рубин в симметричном режиме накачки в пребенчатой замедляющей системе.

Благодаря большой величине замедления (более 50) мазер работает при нормальной температуре жидкого гелия 4,2°К. Он в течение ряда лет находится в регулярной эксплуатации на радиотелескопе РТ-22 ФИАН, где с его применением получен ряд важных научных результатов (обнаружение спектральной линии радиоизлучения возбужденного водо-

рода в миллиметровом диапазоне [5] и др.). Аналогичный мазер периодически применялся при наблюдениях на радиотелескопе РТ-22 КрАО [6, 7]. В настоящее время МБВ-0,8 обеспечивает наивысшую чувствительность радиометра и при наблюдениях в сплошном спектре ($\sim 0,08^\circ\text{K}$ при $\tau = 1$ сек).

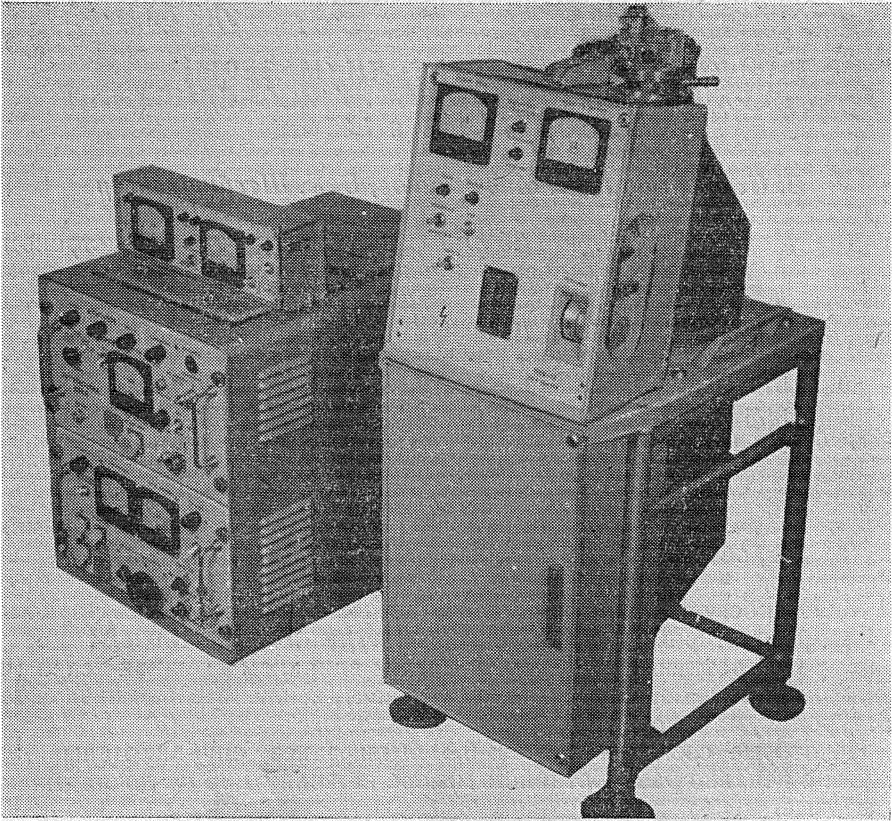


Рис. 1.

Таблица 1

Параметры мазеров

Параметры	МБВ-0,8	МБВ-1,35
Длина волны (см)	$\sim 0,8$	$\sim 1,35$
Температура шума ($^\circ\text{K}$)	< 30	15 ± 25
Коэффициент усиления (дБ)	> 25	27
Полоса пропускания (МГц)	20	30
Полоса перестройки (МГц)	300	1000
Обратное затухание (развязка, дБ)	50 ± 60	≥ 80
Нестабильность усиления (дБ)		
а) кратковременная	0,04	0,04
б) долговременная	$\pm 0,5$	$\pm 0,5$
Продолжительность работы от одной заливки жидким гелием (час)	10	10

Мазер МБВ-1,35 на волну 1,35 см построен аналогично мазеру МБВ-0,8 (устройство МБВ-0,8 описано в [2]). Конструкции максимально унифицированы; применены одинаковые источники питания, криостаты и сверхпроводящие магниты. Это облегчит эксплуатацию мазеров на телескопах.

Мазеры различаются устройством высокочастотной части: размерами рубина и замедляющей системы, сечением волноводов, частотами накачки (в МБВ-0,8 частота накачки равна 75 Гц, а в МБВ-1,35 она равна 47,5 Гц), элементами тракта накачки.

Общий вид мазера представлен на рис. 1. Высокочастотная стойка с криостатом и генератором накачки видна справа; слева находится стойка питания с помещенным на ней узлом дистанционного контроля и управления частотой накачки.

Блок питания сверхпроводящего магнита используется только при запуске мазера и выключается во время работы, когда действует сверхпроводящий шунт магнита.

Мазеры могут перестраиваться в широкой полосе изменением тока в обмотках сверхпроводящего магнита с соответствующей перестройкой генератора накачки.

Параметры обоих мазеров приведены в табл. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Загатин, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер, Раднотехника и электроника, 12, № 3, 539 (1967).
2. В. Б. Штейншлейгер, Г. С. Мисежников, П. С. Лифанов, Квантовые усилители СВЧ, изд. Сов. радио, М., 1971.
3. F. A g a m s, V. P e y t o n, Proc. IEEE, 53, № 1, 12 (1965).
4. S. I n g v e s s o n, IEEE Intern. Conv. Digest, 1971, p. 160.
5. R. L. S o r o c h e n k o et al., Astrophys. Lett., 3, 7 (1969).
6. В. А. Ефанов и др., Изв. КрАО, XLI—XLII, 248 (1970).
7. V. A. E f a n o v et al., Symposium № 44, External Galaxies and Quasi-Stellar objects, ed. D. Evans, Dordrecht-Holland, 1972, p. 225.

Поступила в редакцию
27 ноября 1972 г.

УДК 621.375.7

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ 8-МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

В. В. Корогод, Ю. А. Милицкий, И. А. Струков, В. С. Эткин

В радиоастрономии и теплорадиолокации при наблюдениях в сплошном спектре наиболее перспективным приемником является супергетеродинный радиометр с вырожденным параметрическим усилителем на входе. Имея эффективную входную шумовую температуру того же порядка, что и мазер, параметрический усилитель обладает значительно более широкой полосой пропускания, что позволяет реализовать в несколько раз меньший флуктуационный порог чувствительности модуляционного радиометра.

Описанные в литературе [1-5] в последние годы конструкции неохлаждаемых вырожденных параметрических усилителей имеют сравнительно узкую полосу пропускания (78 — 300 МГц) и довольно высокую температуру на входе (450 — 1400°К); при коэффициенте усиления 15 — 20 дБ.

В настоящей работе представлены результаты доработки параметрического усилителя 8-миллиметрового диапазона волн, описанного в работе [6]. Усилитель работает на тех же бескорпусных диодах с барьером Шоттки, что и ранее описанный [6].

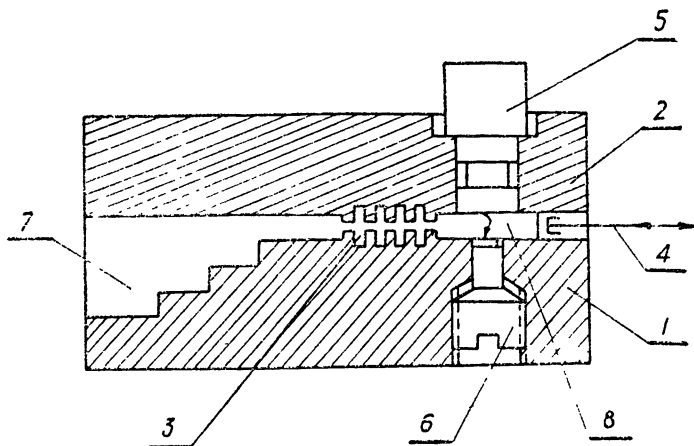


Рис. 1. Конструкция макета параметрического усилителя:
1—корпус, 2—крышка; 3—фильтр нижних частот; 4—поршень; 5—оксидированная втулка с иглой днода; 6—штифт с кристаллом днода; 7—тракт сигнала; 8—тракт накачки.

Макет параметрического усилителя показан на рис. 1. Он состоит из корпуса, крышки и элементов настройки. В месте пересечения волноводов сигнала и накачки расположен бескорпусный параметрический диод, смещенный на 1 мм от центра волноводного креста в сторону поршня

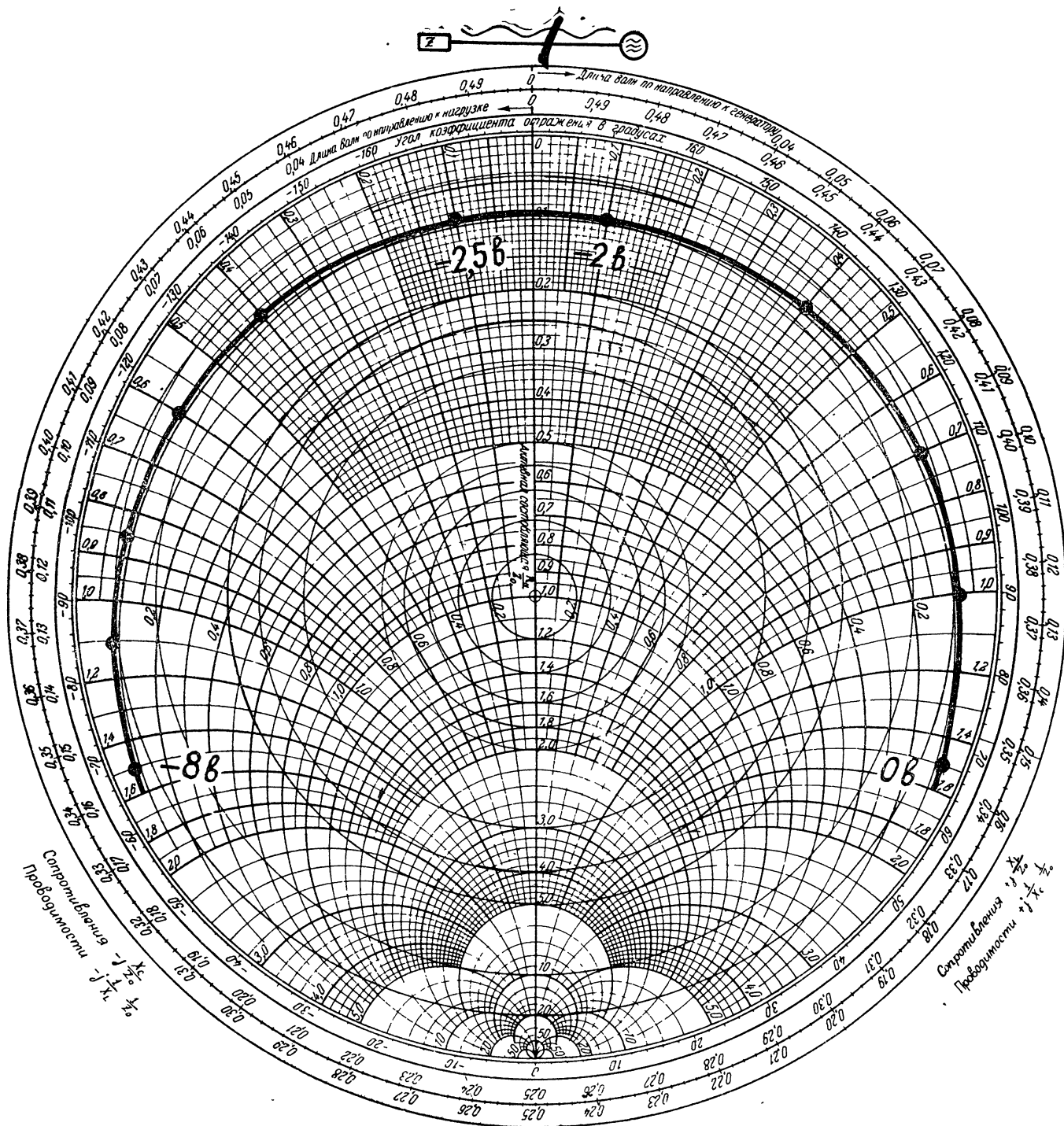


Рис. 2. Положение геометрического места точек входного импеданса макета ПУ в зависимости от постоянного напряжения смещения на диоде.

в волноводе сигнала. Штифт с кристаллом диода вворачивается в корпус усилителя до осуществления электрического контакта с иглой, изолированной от крышки усилителя при помощи оксидированной втулки.

Развязка трактов сигнала и накачки обеспечивается вафельным фильтром нижних частот, препятствующим прохождению накачки в тракт сигнала, и запредельностью волновода накачки для частоты сигнала.

Тракты высотой 0,6 мм согласованы с волноводами стандартных сечений трансформаторами сопротивлений — ступенчатым по сигнальному тракту и плавным линейным по накачке.

Настройка усилителя производится двумя поршнями.

На рис. 2 представлено положение геометрического места точек входного импеданса макета параметрического усилителя в зависимости от напряжения смещения на диоде. Оцененные по этой кривой «холодных» измерений динамическая добротность контура усилителя, нагруженного варактором, $\tilde{Q} \approx 8,4$; глубина модуляции емкости диода $m = C_1/2C_0 \approx 0,25$; шумовая температура камеры усилителя $T_{шк} \approx 27^\circ\text{K}$; ожидаемые коэффициент усиления $G \approx 11$ дБ и полоса $\Delta f \approx 3$ ГГц.

Экспериментально измеренные коэффициент усиления и полоса составили без компенсации $G \approx 13$ дБ, $\Delta f \approx 2$ ГГц. С компенсацией при том же усилении наблюдалась полоса 3 ГГц, что, по-видимому, не является пределом.

Приведенные результаты показывают, что при достигнутой добротности контура усилителя, нагруженного варактором, шумовые характеристики усилителя определяются, в основном, шумовыми характеристиками ферритовых циркуляторов. Так, два плеча циркуляторов с прямыми потерями по 0,5 дБ на плечо добавляют к шумовой температуре камеры усилителя, равной $T_{шк} \approx 30^\circ\text{K}$, еще $T_{ш}$ циркуляторов $\approx 75^\circ\text{K}$.

Применение в радиометрах разработанного параметрического усилителя позволит уменьшить флуктуационный порог чувствительности модуляционного радиометра по сравнению с достигнутым в радиометрах с использованием мазера в качестве первого каскада усиления. Расчет показывает, что супергетеродинный радиометр со смесителем, имеющим в радиометрическом режиме коэффициент шума $F_{см} = 6$ дБ и коэффициент передачи $G_{см} = 0,5$, при коэффициенте шума ПУПЧ $F_{пупч} = 4$ дБ и коэффициенте усиления ПУ $G_{пу} = 20$ дБ должен иметь шумовую температуру системы (без антенны) $T_{швх} \approx 205^\circ\text{K}$ при суммарных потерях в двух плечах циркуляторов и модуляторе 1,5 дБ. Радиометр с применением мазера обеспечивает на $\lambda = 8$ мм эквивалентную шумовую температуру системы $\sim 150 - 210^\circ\text{K}$ (без антенны) [7], но обладает значительно более узкой полосой. Полоса же радиометра с параметрическим усилителем ограничивается лишь полосой примененных ферритовых циркуляторов. При полосе циркуляторов 2 ГГц в указанном диапазоне и полосе тракта ПЧ $\Delta f_{пч} = 1$ ГГц оценка флуктуационного порога чувствительности модуляционного радиометра с приведенными выше параметрами дает величину $\Delta T \approx 1,4 \cdot 10^{-2}^\circ\text{K}$ при $\tau = 1$ сек.

За счет снижения потерь в циркуляторах чувствительность радиометра может быть повышена, либо могут быть снижены требования к полосе тракта ПЧ. Так, использование ферритовых циркуляторов 8-миллиметрового диапазона волн с прямыми потерями порядка 0,2 дБ на плечо и полосой $\pm 200 - 250$ МГц в том же радиометре позволит снизить $T_{швх}$ до 100°K , что обеспечит при $\Delta f_{пч} = 200$ МГц флуктуационный порог чувствительности радиометра $\Delta T \approx 1,6 \cdot 10^{-2}^\circ\text{K}$ при $\tau = 1$ сек.

Как показано в работе, создан вырожденный широкополосный неохлаждаемый параметрический усилитель с полосой, превышающей 2 ГГц,

и шумовой температурой камеры усилителя порядка 30°К, работающий в 8-миллиметровом диапазоне волн.

На базе этого усилителя в настоящее время возможно создание супергетеродинного радиометра с чувствительностью, превышающей чувствительность радиометров с мазерами, но более дешевого в изготовлении и эксплуатации.

Авторы выражают благодарность А. С. Берлину, Л. И. Малафееву и Н. Т. Тищенкоу за помощь в проведении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Берлин, А. А. Визель, А. Н. Выставкин, Е. И. Попов, Ю. Л. Хотунцев, В. Д. Штыков, Радиотехника и электроника, 10, № 10, 1907 (1965).
2. *Microwaves*, 6, № 4, 80 (1967).
3. С. М. Клич, В. Д. Прокофьев, Радиотехника и электроника, 12, № 12, 2243 (1967).
4. I. Edrich, Proc. IEEE, 59, № 7, 1125 (1971).
5. W. Getsinger, *Microwave J.*, 13, № 11, 4^ч (1970).
6. А. С. Берлин, Ю. А. Милицкий, И. А. Струков, Н. Т. Тищенко, Е. А. Шарков, В. С. Эткин, Радиотехника и электроника, 18, № 2, 423 (1973).
7. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. И. Загатын, П. Д. Калачев, А. Д. Кузьмин, Л. И. Матвеевко, Г. С. Мисежников, В. А. Никитин, В. А. Пузанов, А. Е. Саломонович, Р. Л. Сороченко, В. Б. Штейншлейгер, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 8, 1115 (1969).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
14 ноября 1972 г.

УДК 538.8 : 535.214.4

РАДИОМЕТРЫ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В. М. Богод, Д. В. Корольков

Ряд наблюдательных задач радиоастрономии, например, исследование спектра S -компоненты в радиоизлучении Солнца, требует проведения измерений в широком диапазоне волн от 1 до 30 см с достаточным частым расположением точек в спектре (примерно, через половину октавы). В настоящее время невозможно пока перекрыть такой диапазон единым устройством, и наблюдения обычно ведутся на ряде волн с помощью отдельных случайных и различающихся по параметрам приемников [1, 2]

Нами поставлена задача создать комплекс приемников в указанном диапазоне, обладающих «средней» чувствительностью, по возможности дешевых и простых в изготовлении и эксплуатации и состоящих из типовых или масштабно меняющихся элементов. Такой комплекс будет являться по существу спектрографом для исследования непрерывных спектров радиосточников. Ниже мы описываем разработанные для указанной задачи радиометры диапазонов 2,3 см и 2,7 см, являющиеся прототипами приемников для других диапазонов. Эти радиометры выполнены целиком на твердотельных элементах (включая гетеродин), имеют низковольтное питание (10 в) во всех элементах и обладают достаточно хорошей для многих задач чувствительностью около $0,2^\circ\text{К}$ при $\tau = 1$ сек. Разработанные радиометры построены по супергетеродинной схеме без УВЧ, при этом с целью достижения приемлемой чувствительности применены широкополосные УПЧ на малошумящих транзисторах и смесители на диодах с барьером Шоттки. Блок-схема радиометра показана на рис. 1. Все элементы выполнены на полупроводниковых диодах и транзисторах.

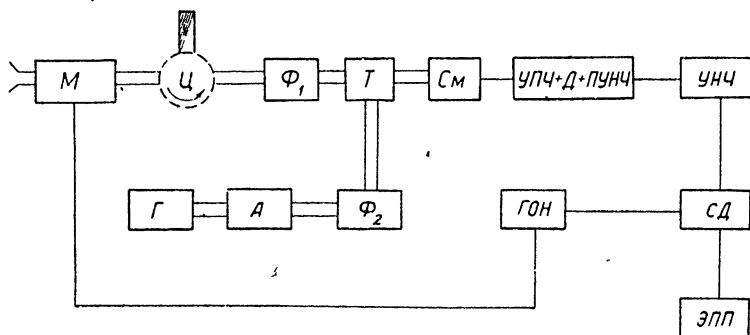


Рис. 1.

Модулятор M выполнен на p-i-n -диодах. В волноводе H -типа с волновым сопротивлением 50 ом размещены 6 диодов на расстоянии $l_d \leq \lambda/4$ друг от друга. Модулятор соединяется со стандартным волно-

водом сечения $8 \times 17 \text{ см}^2$ с помощью двухступенчатых переходов. Потери пропускания модулятора $0,7 \text{ дб}$, потери запираания более 20 дб , глубина модуляции около 94% в диапазоне частот 13% от $f_{\text{ср}}$. Частота модуляции 1 кГц . Совместно с циркулятором Ц модулятор может быть использован как переключатель каналов антенны и эквивалента. На рис. 1 не показан второй модулятор ферритовый фарадеевского типа, который конструктивно размещается вне основного блока радиометра непосредственно вблизи облучателя и предназначен для измерения компоненты круговой поляризации в принимаемом радиоизлучении. Облучателем служит открытый конец круглого волновода.

В качестве гетеродина использован генератор на диоде Ганна. Конструкция генератора схематически представлена на рис. 2. Диод Ганна

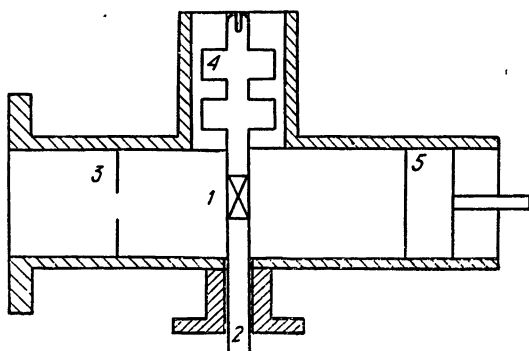


Рис. 2.

(1) на держателе (2) помещен в резонатор, выполненный на отрезке прямоугольного волновода. Связь с нагрузкой осуществляется посредством диафрагмы (3), постоянное смещение напряжения 8 в подается через коаксиальный фильтр низких частот (4). Применена механическая передстройка частоты генератора путем передвижения короткозамкнутого поршня (5). Сконструированный генератор работает в диапазоне $8 \div 12,5 \text{ ГГц}$ с выходной мощностью 40 мвт и неравномерностью частотной характеристики не более 10 мвт . С целью уменьшения влияния шумов гетеродина на чувствительность радиометра нижняя граница полосы УПЧ выбрана достаточно высокой, около 100 МГц . Сигнал гетеродина вводится в сигнальный тракт с помощью направленного фильтра, состоящего из тройника Т, фильтров Φ_1 и Φ_2 . Фильтр Φ_1 — заграждающий, предотвращает проникновение сигнала гетеродина в сторону антенны (запираание более 30 дб в полосе $f_{\text{ср}} \pm 30 \text{ МГц}$ и потери для сигнала от антенны на частотах $f_{\text{ср}} + 100 \text{ МГц} < f < f_{\text{ср}} - 100 \text{ МГц} \approx 0,2 \text{ дб}$). Узкополосный пропускающий фильтр Φ_2 настроен на частоту гетеродина и служит для ограничения спектра шумов гетеродина.

Смеситель выполнен по одноактной схеме на волноводе уменьшенного сечения с выводом промежуточной частоты через фильтр нижних частот. В смесителе применены промышленные диоды с барьером Шоттки с выходным сопротивлением 200 ом .

Усилитель промежуточной частоты выполнен на транзисторах ГТ329А, причем в первом каскаде используются транзисторы, имеющие коэффициент шума около 2 дб и определяющие шум-фактор усилителя. Каждый каскад (всего их 5) собран по схеме апериодического усилителя с индуктивной коррекцией в коллекторных цепях. Типовая схема каскада УПЧ представлена на рис. 3. Коэффициент усиления всего усилителя

около 60 дБ, полоса усиления 250 МГц. УПЧ, детектор и предварительный усилитель НЧ выполнены конструктивно в одном блоке.

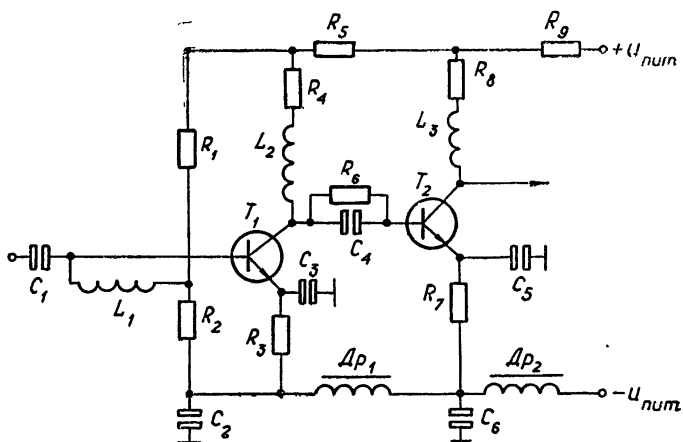


Рис. 3.

Низкочастотная часть радиометра обычного типа представляет собой двухканальный УНЧ с синхронными детекторами, на выходе которых регистрируются параметры I и V (Стокса) излучения. Калибровка канала интенсивности производится с помощью встроенной в схему модуля-

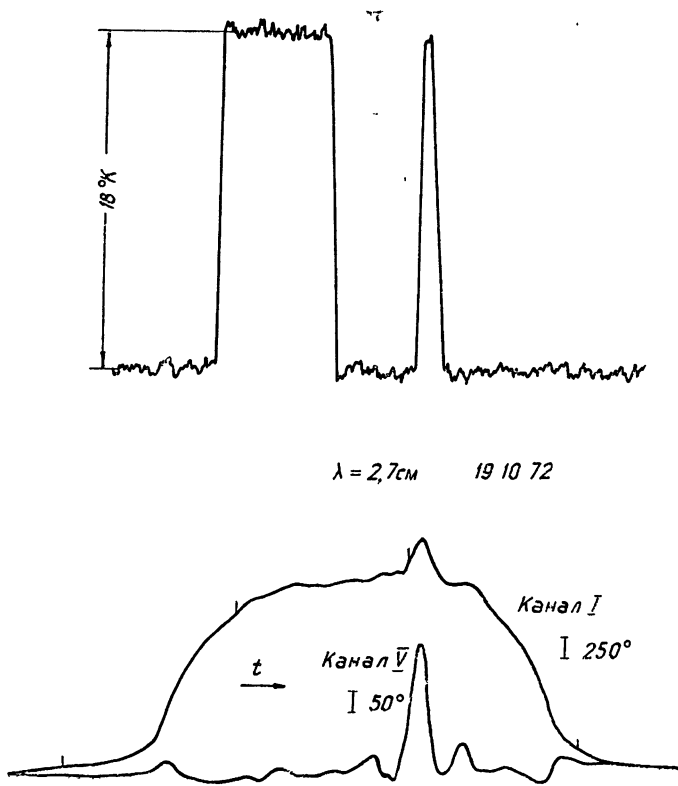


Рис. 4.

тора нагрузки, находящейся при окружающей температуре T_0 . Калибровочной ступенькой является разность $T_0 - T_a$, когда антенна отведена от источника. Канал круговой поляризации калибруется специальной калибровочной секцией с поглощающей и четвертьволновой пластинками, вставляемой в облучатель.

Основные параметры двух радиометров на волны 2,3 см и 2,7 см сведены в табл. 1.

Таблица 1

λ , см	$\Delta f_{\text{УПЧ}}$, Мгц	$L_{\text{см}}$, дБ	$T_{\text{шУПЧ}}$, °К	$T_{\text{шПР}}$, °К	ΔT , °К
2,3	230	5,3	180	1200	0,2
2,7	250	5,65	240	1700	0,25

На рис. 4 приведены примеры записей Солнца и калибровок радиометров.

Радиометры установлены на Большом Пулковском радиотелескопе и используются для ежедневных наблюдений радиоизлучения Солнца. Комплект радиометров, которые должны измерять интенсивность и круговую поляризацию излучения в указанном выше диапазоне, предполагается установить на радиотелескопе РАТАН-600 [3].

Авторы выражают благодарность А. Н. Полищуку за консультации в разработке УПЧ и М. Д. Дмитриеву за предоставление диодов для испытаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Б. Гельфрейх, Вестник АН СССР, вып. 4 (1969).
2. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик и др., Изв. ГАО, № 185, 167 (1970).
3. Д. В. Корольков, Изв. ГАО, № 188, 152 (1972).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 621.396.628 : 523.164

ДВАДЦАТИКАНАЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДИАПАЗОНА ВОЛН 1,7 ÷ 2,6 мм

А. Б. Буров, А. Г. Кисляков, А. А. Красильников, М. С. Козлов,
А. И. Наумов, В. Г. Рыскин

Применение спектроскопических методов исследования в радиоастрономии позволило получить в последние годы ряд интересных астрофизических результатов [1]. В настоящее время имеются сведения о спектральных радиоастрономических наблюдениях до $\lambda = 2$ мм [2]. Можно ожидать интересных результатов и от наблюдений на $\lambda < 2$ мм. В связи с этим был разработан спектрометр диапазона 1,7 ÷ 2,6 мм.

Радиоспектроскопические исследования оптической толщи земной атмосферы на миллиметровых волнах дают информацию, полезную как для физики атмосферы, так и для радиоастрономии [3, 4]. Измерение прозрачности атмосферы с помощью спектрометра с последовательным анализом, как показал опыт [3, 4], — чрезвычайно трудоемкое дело. Для этой цели также необходим многоканальный спектрометр.

Блок-схема спектрометра приведена на рис. 1. Исследуемый сигнал со входа поступает на амплитудный модулятор, представляющий собой

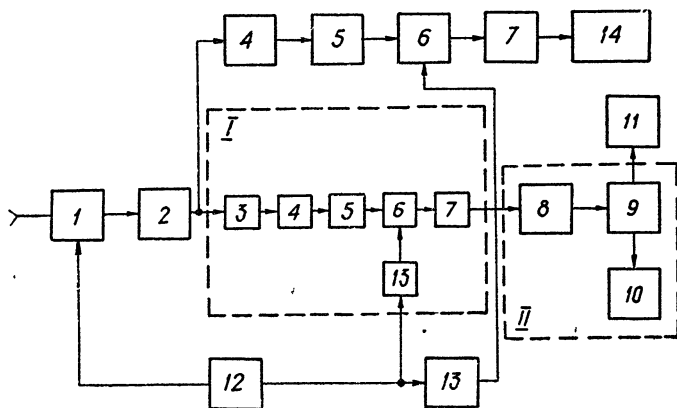


Рис. 1. Блок-схема спектрометра миллиметрового диапазона: 1 — 20-канальный блок; II — электронно-цифровой регистратор ЭЦР-1; I — высокочастотный блок; 2 — усилитель промежуточной частоты; 3 — полосовой фильтр; 4 — детектор; 5 — усилитель низкой частоты; 6 — синхронный детектор; 7 — интегрирующая RC-цепочка; 8 — командный блок; 9 — электронный цифровой вольтметр; 10 — цифрорпечатывающая машинка; 11 — осциллограф; 12 — генератор частоты модуляции; 13 — фазовращатель; 14 — самописец.

отрезок волновода, имеющий продольную щель в центре широкой стенки. В щель периодически входят зубцы поглощающего диска, посаженного на ось синхронного мотора. Частота модуляции 412 гц. Длина волновода, соединяющего модулятор со смесителем, сделана минимальной

с целью уменьшения изменений величины интерференционных сигналов [5] в полосе анализа.

Частота модулированного сигнала преобразуется в смесителе на арсенидно-галлиевом диоде с барьером Шоттки. Центральная промежуточная частота равна 2645 МГц. На частоте 150 ГГц потери преобразования смесителя равны 12 дБ, а его шумовая температура на промежуточной частоте $\sim 300^\circ\text{K}$. В качестве гетеродина используется ЛОВ ОВ-22, диапазоном перестройки которой определяется рабочий диапазон спектрометра. Частота гетеродина стабилизируется системой АПЧ, работающей по минимуму интерференционного сигнала [6].

Усиленный усилителем промежуточной частоты (три каскада ЛБВ) сигнал поступает на полосковую линию с двадцатью полосковыми фильтрами. В качестве фильтров используются полужоаксиальные резонаторы с полосой пропускания частот 5 МГц по уровню половинной мощности.

Настройка фильтров производилась таким образом, чтобы получить максимально возможную полосу анализа при частотной характеристике, близкой к П-образной. Далее с помощью генератора и волномера измерялась частота каждого резонатора. Получившаяся полоса анализа равна 90 МГц. Интервал расстройки фильтров 4,5 МГц.

Нагрузкой каждого фильтра является детектор Д403. Выделяемый каждым из детекторов сигнал с частотой модуляции усиливается с помощью 20 селективных усилителей низкой частоты [7]. Каждый усилитель оканчивается синхронным детектором с интегрирующей RC-цепочкой.

Регистрация выходных напряжений всех каналов производится с помощью электронного цифрового регистратора ЭЦР-1, имеющего печатающую приставку. Возможно также подключение осциллографа для визуального наблюдения спектра исследуемого сигнала.

Для измерения интенсивности излучения исследуемого сигнала в широкой полосе частот в спектрометре имеется 21-й канал. В этом канале сигнал с усилителя промежуточной частоты (УПЧ) поступает на детектор через направленный ответвитель. Ширина полосы частот, принимаемых этим каналом, определяется частотной характеристикой УПЧ и при соответствующем подборе ЛБВ может достигать 450 МГц. В качестве регистрирующего устройства в этом канале используется самописец.

Калибровка интенсивности принимаемого сигнала осуществляется с помощью газоразрядного генератора шума, подключенного в тракт сигнала через направленный ответвитель.

Измерение частоты гетеродина осуществляется с помощью частотных меток. Метки получают путем смешивания гармоник 3-сантиметрового клистронного генератора с сигналом от генератора, имеющего

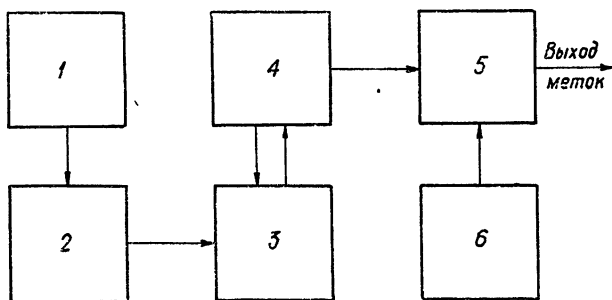


Рис. 2. Функциональная схема получения частотных меток:

1 — кварцевый генератор, 2 — умножитель, 3 — блок ФАПЧ, 4 — стабилизированный клистронный генератор, 5 — умножитель-смеситель, 6 — генератор 500–1000 МГц

плавную перестройку в диапазоне $500 \div 1000$ Мгц (рис. 2). Клистронный генератор стабилизирован системой фазовой автоподстройки частоты [8] по кварцевому генератору, номинальная частота которого 5 Мгц и относительная нестабильность $< 10^{-8}$. Клистронный генератор стабилизируется в дискретных точках. Интервал частот между точками стабилизации достигает 70 Мгц на частоте 10 Ггц, поэтому гармоники стабилизированного генератора на частоте 150 Ггц могут быть получены с интервалом до 1 Ггц. Для получения меток по всему диапазону на умножитель-смеситель подается сигнал с генератора, имеющего плавную перестройку в диапазоне $500 \div 1000$ Мгц. Относительная нестабильность генератора $\approx 10^{-4}$. Метка, частота которой равна сумме или разности частот гармоники стабилизированного и основной перестраиваемого генераторов, поступает в рупор. Излучение рупора принимается спектрометром.

Чувствительность спектрометра в средней точке диапазона рабочих частот ($\lambda = 2$ мм) в канале 5 Мгц при одновременном приеме обеих боковых полос равна 10°К при постоянной времени 1 сек и примерно на порядок лучше при широкополосном приеме. Нужно отметить, что по чувствительности каналы несколько различаются. Это связано, по-видимому, с зависимостью шум-фактора приемника от частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. M. Rank, C. H. Townes, W. J. Welch, Science, 174, 1083 (1971).
2. P. Thaddeus, R. W. Wilson, M. Kutner, A. A. Penzias, K. V. Jefferts, Astrophys. J., 168, 459 (1971).
3. А. Г. Кисляков, А. И. Наумов, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 6, 239 (1970).
4. В. Н. Воронов, А. Г. Кисляков, Э. П. Кукина, А. И. Наумов, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 8, 29 (1972).
5. В. С. Троицкий, ЖТФ, 25, 1426 (1955).
6. Л. И. Герштейн, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 8, № 4, 771 (1965).
7. М. С. Козлов, В. И. Сазанов, Н. П. Черрагин, ПТЭ, № 3, 136 (1972).
8. В. В. Шахильдян и А. А. Ляховкин, Фазовая автоподстройка частоты, М., 1966.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
27 октября 1972 г.

УДК 621.375

К ВОПРОСУ О ШИРОКОПОЛОСНЫХ АНТЕННЫХ УСИЛИТЕЛЯХ С НИЗКИМ УРОВНЕМ КОМБИНАЦИОННЫХ ПОМЕХ

А. В. Мень, В. П. Бовкун, К. А. Бабенков

В широкополосных многоэлементных приемных антеннах метрового, коротковолнового и средневолнового диапазонов для реализации оптимального коэффициента усиления применяются широкополосные малошумящие неперестраиваемые антенные усилители, согласованные с трактом антенны и имеющие специальную амплитудно-частотную характеристику, определяемую существенными частотными зависимостями КПД антенны и температуры космического фона. При этом, для обеспечения оптимальной чувствительности приемного канала, собственный шум приемной аппаратуры должен быть существенно меньше шума антенны, т. е.

$$T_{\phi}\eta \gg NT_0,$$

где T_{ϕ} — температура космического фона, $T_0 = 290^{\circ}\text{K}$, η — КПД антенны, N — нормальный коэффициент шума.

При наличии высокого уровня помех, даже сравнительно узкополосных, в обычных широкополосных усилителях наряду с интенсивными линиями возникает большое число комбинационных частот порогового уровня, которые имеют квазишумовой характер и приводят к возрастанию реального шум-фактора.

Для реализации номинальной шумовой чувствительности широкополосного усилителя наряду с обычными способами, обеспечивающими максимальную линейность его амплитудной характеристики — выбора схемы, типа и режима усилительных элементов, применяются специальные меры. Основные из них:

- а) не допускать в усилительном тракте уровня сигналов, при котором создаются комбинационные частоты;
- б) максимально уменьшать полосу частот, в которой ведется усиление сигналов.

Первый способ реализуется в широкополосных усилителях с распределенным усилением, где при малых усилении и амплитуде сигналов, приходящихся на один усилительный элемент, заданное результирующее усиление обеспечивается за счет линейного суммирования сигналов в линии на выходе усилителя [1]. Дополнительное ослабление четных комбинаций возможно за счет применения балансной схемы, состоящей из двух идентичных усилителей «бегущей» волны. К недостаткам этого способа следует отнести сложность и громоздкость усилителя при необходимости обеспечить большое усиление и ограниченные возможности уменьшения комбинационных помех.

Второй способ реализуется в многополосных усилителях, где широкая полоса синтезируется из ряда более узких полос (с коэффициентом перекрытия меньше 2), в которых происходит усиление сигналов.

В известных широкополосных усилителях данного типа применяется последовательное или параллельное соединение узкополосных полосовых

фильтров, включенных во входные цепи соответствующих усилителей, с последующим суммированием высокочастотных сигналов на выходе. Такие усилители имеют большое и произвольное рассогласование на входе и выходе, взаимное наложение шумов и комбинационных помех одних узкополосных каналов на другие, что приводит к существенному ухудшению отношения сигнал/шум и искажению расчетных характеристик антенны.

Для устранения связей между входными фильтрами таких узкополосных усилителей необходимо ставить компенсирующие реактивности, при этом будет обеспечено согласование на входе только на избранных частотах полосовых фильтров. Это дает возможность применять такие устройства в многополосных антенных усилителях, предназначенных для усиления сигналов в разнесенных узких полосах.

Входная цепочка фильтров многополосного усилителя может быть построена из «направленных» фильтров — устройств, объединяющих свойства направленного ответвителя и частотно-избирательного фильтра [2]. Такие устройства позволяют ответвлять сигнал в определенной полосе частот относительно центральной частоты из основного тракта, а вне этой полосы сигналы проходят через направленный фильтр без ослабления. Применение последовательных резонансных контуров в направленных фильтрах позволяет обеспечить постоянное входное сопротивление, равное волновому, в бесконечной полосе частот. Такие устройства можно использовать для многополосного усилителя, построенного по цепочечной схеме, в котором узкополосные каналы взаимно независимы. Однако, в принципе, нельзя создать направленные фильтры с высокоизбирательными амплитудно-частотными характеристиками, что связано с необходимостью иметь полосовые фильтры с нулевым фазовым сдвигом в полосе прозрачности и с «прямоугольными» амплитудно-частотными характеристиками.

Таким образом, направленные фильтры, как и в первом случае, целесообразно применять для многополосных антенных усилителей, предназначенных для усиления сигналов в ряде относительно узких полос, существенно разнесенных друг от друга.

Разбиение широкой полосы частот на ряд смежных или разнесенных узких полос при высокой крутизне скатов границ примыкания и точном согласовании во всем диапазоне частот может быть выполнено с помощью согласованных фильтров. Согласованный фильтр — это устройство, состоящее из последовательно или параллельно соединенных пропускающего и заграждающего данную полосу частот фильтров, выполненных так, что их общее входное сопротивление постоянно и равно волновому [3, 4]. Такие фильтры могут иметь любое количество контуров (реактивностей) и, в принципе, обеспечивают любую заданную фильтрацию. Благодаря этим свойствам, с помощью согласованных фильтров могут быть построены цепочечные схемы, в которых каждый согласованный фильтр ответвляет через свой полосовой фильтр определенную полосу частот, а остальной спектр сигналов через заграждающий фильтр поступает на следующий согласованный фильтр, настроенный на смежную или разнесенную полосу частот.

На рис. 1 а, б приведены блок-схема и схема согласованных фильтров, образованных последовательным соединением трехконтурных полосового пропускающего и полосового задерживающего фильтров, а на рис. 1 в — цепочечная схема, построенная из таких устройств.

Величины L_1 и C_1 на рис. 1 б определяются из соотношений:

$$L_1 = \frac{4W}{3\Delta\omega}, \quad L_2 = 2 \frac{W}{\Delta\omega}, \quad L_3 = \frac{2W}{3\Delta\omega},$$

$$C_1 = \frac{1}{2\Delta\omega W}, \quad C_2 = \frac{3}{2\Delta\omega W}, \quad C_3 = \frac{3}{4\Delta\omega W},$$

где W — волновое сопротивление, $\Delta\omega$ — ширина полосы согласованного фильтра.

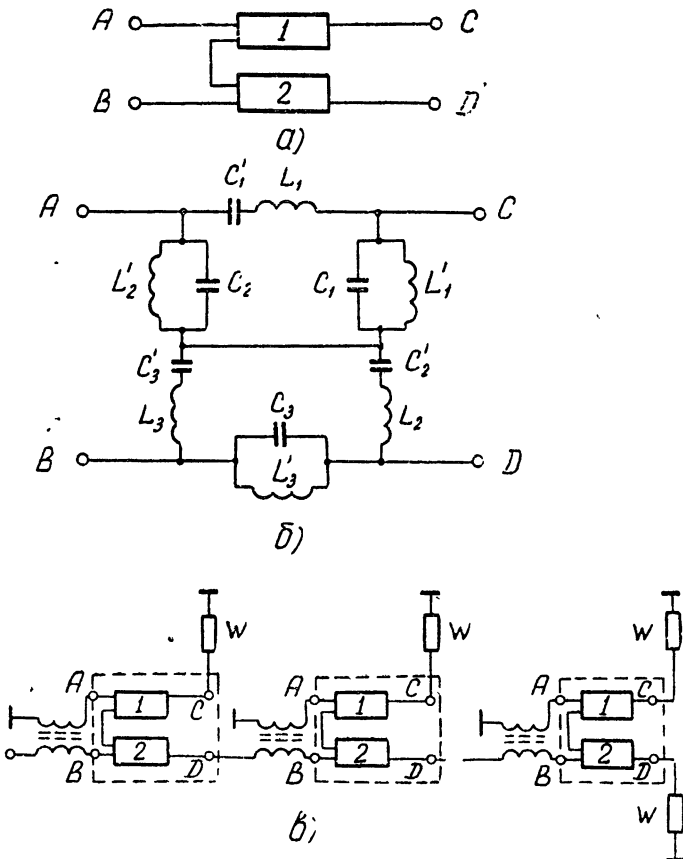


Рис. 1. 1 — Полосовой пропускающий фильтр; 2 — полосовой задерживающий фильтр.

Реактивности L'_i и C'_i настраивают соответствующие контуры в резонанс на центральной частоте ω_0 согласованного фильтра.

Коэффициенты передачи по напряжению трехконтурных полосового пропускающего K_n и полосового задерживающего K_s фильтров:

$$K_n = \left[1 + \left(\frac{2}{3} \beta \right)^6 \right]^{-1/2} \exp \left\{ i \arcsin \frac{\left(\frac{2}{3} \beta \right)^3 - \frac{4}{3} \beta}{\left[1 + \left(\frac{2}{3} \beta \right)^6 \right]^{1/2}} \right\},$$

$$K_s = -i \left(\frac{2}{3} \beta \right)^3 \left[1 + \left(\frac{2}{3} \beta \right)^6 \right]^{-1/2} \exp \left\{ i \arcsin \frac{\left(\frac{2}{3} \beta \right)^3 - \frac{4}{3} \beta}{\left[1 + \left(\frac{2}{3} \beta \right)^6 \right]^{1/2}} \right\};$$

здесь $\beta = 1,5 \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega \Delta \omega}$.

Используя аналогичные приведенной на рис. 1 в цепочечные схемы для разделения широкой полосы частот на узкополосные каналы и для суммирования сигналов после усиления в соответствующих узкополосных усилителях, можно построить широкополосный антенный усилитель для усиления слабых (пороговых) сигналов в сплошной полосе частот и для ряда разнесенных полос.

Многополосные усилители на согласованных фильтрах были разработаны и изготовлены в ИРЭ АН УССР и применены в качестве антенных усилителей коротковолнового диапазона радиоволн на радиотелескопе УТР-2 и на других антеннах, работающих в диапазоне от 8 до 25 Мгц.

На радиотелескопе УТР-2 используются шестиканальные усилители с шириной полосы около 10% от значений центральных частот 10,0; 12,6; 14,7; 16,7; 20,0; 25,0 Мгц, с усилением, возрастающим от 29 дб на 10 Мгц до 45 дб на 25 Мгц.

Широкополосный усилитель для усиления сигналов в сплошной полосе частот 8—21 Мгц имеет 4 канала с коэффициентом перекрытия по частоте каждого из них не более 1,3, неравномерность усиления по диапазону не хуже $\pm 10\%$, максимальный модуль коэффициента отражения на входе 0,05 (рис. 2).

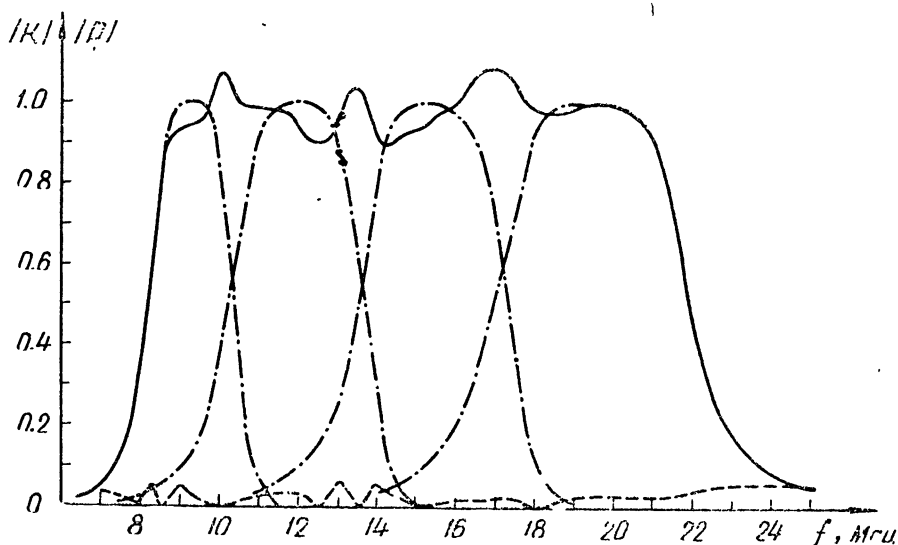


Рис. 2. — — — — Модуль коэффициента отражения на входе; — — — — результирующая амплитудно-частотная характеристика; - · - · - амплитудно-частотная характеристика отдельных каналов.

Испытания многополосных усилителей на согласованных фильтрах показали, что при практически полном согласовании на входе и на выходе комбинационные помехи, превышающие уровень собственных шумов в два раза, при подаче двух равных по амплитуде монохроматических сигналов в разные полосы не наблюдались до уровней сигналов, превышающих номинальную чувствительность на 120 дб. При подаче двух равных по амплитуде монохроматических сигналов в одну узкую полосу комбинационные помехи возникали при уровне сигналов, на 80 дб превышающих номинальную чувствительность. Эффект нало-

жения шумов и комбинационных помех одних полос на другие в усилителях почти отсутствовал.

Многолетняя эксплуатация этих усилителей показала, что при приеме из эфира ухудшение номинальной чувствительности ночью практически не наблюдалось; днем, при существенной загрузке эфира радиостанциями, реальная чувствительность усилителей падала на отдельных частотах не более чем на 30%!

Для сравнения одновременно проводились испытания широкополосного усилителя с таким же усилением и охватывающим такую же полосу частот в одном канале. Реальная чувствительность такого усилителя при приеме из эфира ухудшалась днем на 30—40 дБ, ночью — на 10—20 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Я. Шапиро, Усилители с распределенным усилением, изд. Связь, М., 1965.
2. S. Cohn, F. Coale, Proc. IRE, 44, № 8, 1018 (1956).
3. E. G. Cristal, Microwave J., 9, № 6, 69 (1966).
4. T. A. Abele, The Bell System Techn. J., 46, № 1, 81 (1967)

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 ноября 1972 г.

УДК 621.396.628 · 523.164

**СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ НАБЛЮДЕНИЙ
НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РТИ-7,5/250 МВТУ**

А. А. Парщиков, Б. А. Розанов, В. С. Сагатов

Первые наблюдения Солнца и Луны на радиотелескопе РТИ-7,5/250 МВТУ показали, что минимальная ширина диаграммы направленности близка к расчетной ($\theta_{0,5} \approx 30''$ на $\lambda = 1$ мм). Для практической работы по радиоисточникам необходимо управлять положением диаграммы направленности антенн в пространстве с точностью не хуже $(1/3 \div 1/6) \theta_{0,5}$, т. е. $10 \div 5''$. Для решения этой задачи разработан проект высокоточной системы синхронно-слеящего привода (ССП), реализация которого позволяет иметь на антеннах РТИ-7,5/250 следующие режимы работ:

- автоматическое наведение и сопровождение по данным УВМ со сканированием объекта или без него;
- полуавтоматическое наведение медленного и быстрого движения;
- автоматическое сопровождение по данным фотогида;
- быстрая переустановка антенн во всем диапазоне рабочих углов;
- функциональный контроль всего комплекса управления в режиме местного управления.

Для выбранных режимов работы радиотелескопа были проведены исследования точности и устойчивости системы управления, которая рассматривалась как комбинированная линейная импульсная система [1]. Результаты этих исследований показали, что разработанная система управления РТИ-7,5/250 во всех режимах работы имеет необходимый запас устойчивости и обеспечивает требуемые точности при заданных скоростях и ускорениях объектов. Ниже приводятся основные технические характеристики ССП РТИ-7,5/250 МВТУ.

Характеризуемый параметр	Азимут	Зенитное расстояние
Диапазон рабочих углов	$\pm 172^\circ, 5$	$0^\circ \div 87^\circ, 5$
Скорость наведения по данным УВМ	$0 \div 205''/\text{сек}$	$0^\circ \div 325''/\text{сек}$
Ошибка наведения по данным УВМ	$< 10''$	$< 10''$
Скорости полуавтоматического управления медленного движения	$0 \div 205''/\text{сек}$	$0 \div 325''/\text{сек}$
быстрого движения	$0 \div 5^\circ/\text{сек}$	$0 \div 8^\circ/\text{сек}$
Ускорения полуавтоматического управления медленного движения	$0 \div 20''/\text{сек}^2$	$0 \div 32''/\text{сек}^2$
быстрого движения	$0 \div 0,5^\circ/\text{сек}^2$	$0 \div 0,8^\circ/\text{сек}^2$
Максимально допустимые ускорения	$10^\circ/\text{сек}^2$	$10^\circ/\text{сек}^2$

Основным режимом работы радиотелескопа является автоматический по сигналам с УВМ. Жесткое ограничение величин допустимых ошибок накладывает на систему управления РТИ-7,5/250 в автоматическом режиме ряд специфических требований, а именно:

— погрешности расчета горизонтальных координат исследуемых объектов и закона сканирования луча антенны в реальном масштабе эфемеридного времени с компенсацией систематических ошибок, обусловленных остаточной неточностью юстировки осей радиотелескопа, не должны превышать 1 угловой секунды;

— точность определения угловых положений осей телескопа должна быть того же порядка;

— исполнительная часть системы управления должна обеспечивать возможность обработки управляющих воздействий с требуемой точностью.

В МВТУ при участии треста «Укравтоматика» на базе УВМ «Днепр-1» разработана и реализована система автоматизации наблюдений на РТИ-7,5/250, удовлетворяющая перечисленным выше требованиям. В режиме автоматического наблюдения исследуемых объектов УВМ «Днепр» выполняет следующие функции (см. рис. 1).

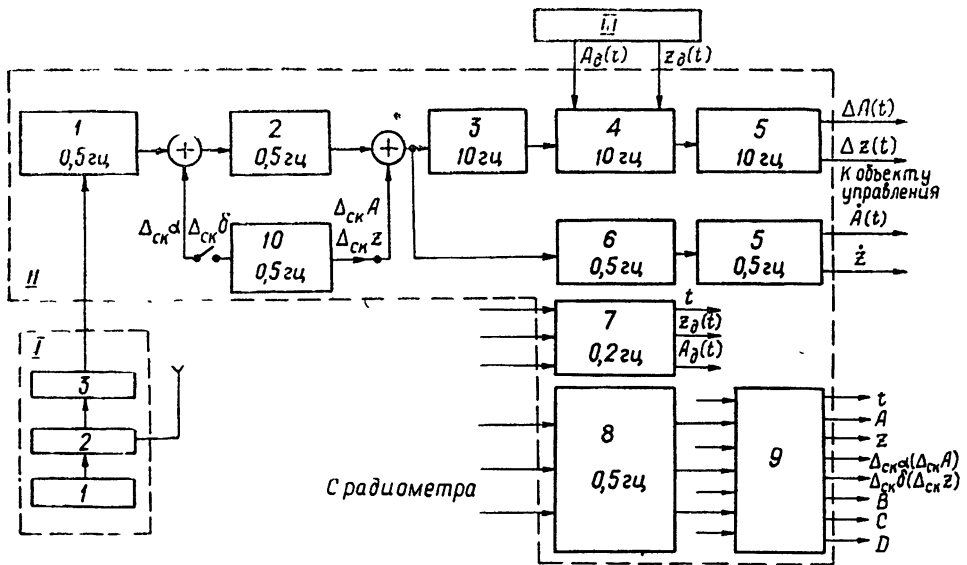


Рис. 1. Система автоматизации наблюдений на РТИ-7,5/250 МВТУ.

I — Таймер: 1 — высокостабильный кварцевый генератор (Ч5-6), 2 — устройство сличения частот (Ч1-29), 3 — формирующее устройство (ФУ);

II — алгоритм автоматического режима наблюдений (УВМ „Днепр“): 1 — квадратичная интерполяция экваториальных координат объекта и просчет местного звездного времени, 2 — просчет горизонтальных координат объекта (ГКО) с компенсацией погрешностей юстировки антенны, 3 — линейная интерполяция ГКО, 4 — просчет кодов управляющих воздействий, 5 — цифро-аналоговое преобразование, 6 — просчет скоростей изменения ГКО, 7 — печатающее устройство, 8 — аналого-цифровое преобразование, 9 — ленточный перфоратор ПЛ-80, 10 — расчет закона сканирования;

III — датчики углов на осях телескопа.

1) Вычисляет с частотой 10 гц в реальном масштабе эфемеридного времени t горизонтальные координаты наблюдаемого объекта, скорости их изменения (значения азимута A , зенитного расстояния z и их производных \dot{A} и \dot{z} , исправленные на остаточную неточность юстировки радиотелескопа) и, при необходимости, закон сканирования луча радиотелескопа по экваториальным (α , δ) или горизонтальным (A , z) координатам.

2) Определяет коды управляющих воздействий ΔA и Δz как разности расчетных и действительных положений осей телескопа и выдает

на объект с частотой 10 μc соответствующие им напряжения, а также с частотой 0,5 μc —напряжения, пропорциональные скоростям изменения горизонтальных координат объекта.

3) Регистрирует на перфораторе ПЛ-80 или печатающем устройстве текущие значения параметров: эфемеридное время, соответствующие значения поризонтальных координат объекта, параметры сканирования и текущие параметры сигнала на выходе радиометра.

Гибкость разработанного алгоритма позволяет переходить от одного режима сопровождения или сканирования к другому простым изменением небольшого количества констант, вводимых в определенные ячейки памяти машины. С целью уменьшения динамической ошибки исполнительные двигатели на осях телескопа управляются по положению и по скорости. В качестве датчиков угловых положений осей телескопа используются уникальные 18-разрядные цифровые датчики, разработанные в НИИП, ошибка которых не превышает 2,5 угловых секунд. Таймер, построенный на основе сличения частоты местного высокостабильного генератора с сигналами, передаваемыми службой времени, обеспечивает требуемую точность местной шкалы времени с большим запасом при достаточно редком сличении часов.

Основной трудностью, возникшей при реализации разработанной системы, была сложность совмещения необходимой точности вычислений с требуемым быстродействием. Математическое обеспечение серийно выпускаемой УВМ «Днепр» не позволяет решить эту задачу по следующим причинам. Во-первых, приданная машине библиотека стандартных подпрограмм позволяет проводить вычисления с погрешностью в четвертом-пятом знаках, в то время как для решения поставленной задачи требовалась на два порядка более высокая точность. Причем эти подпрограммы относительно громоздки, что обуславливает уменьшение быстродействия машины. Во-вторых, в машину можно вводить лишь шестизначные числа, хотя в разрядной сетке ее могут быть размещены восьмизначные числа. Это обстоятельство автоматически ограничивает потенциальную точность вычислений. Наконец, машина проводит вычисления только в режиме фиксированной запятой, что сильно затрудняет работу программиста, а в ряде случаев делает практически невозможным программирование сложных алгоритмов с большим динамическим диапазоном изменения входных и выходных параметров.

С целью модернизации математического обеспечения УВМ «Днепр» в тресте «Укравтоматика» разработаны интерпретирующая система «ИС-70» и библиотека стандартных подпрограмм вычисления элементарных функций в трех режимах: с фиксированной запятой, плавающей запятой и в режиме целых чисел. Новое математическое обеспечение отличается высокой точностью вычислений, быстродействием, компактностью и, в частности, позволяет вводить в машину восьмизначные числа, проводить вычисления элементарных функций с точностью до шестого-седьмого знаков при достаточной компактности подпрограмм. Таким образом была решена задача обеспечения требуемой точности вычислений. Необходимое быстродействие было обеспечено разумным комбинированием при программировании алгоритма всех трех режимов вычислений.

Существенным положительным свойством рассматриваемой системы автоматизации наблюдений является то, что, обладая значительной гибкостью, она фактически полностью реализуется в рамках УВМ «Днепр», т. е. не требует никаких дополнительных внешних устройств за исключением таймера и датчиков обратной связи.

В заключение отметим, что предварительное полунатурное моделирование замкнутого контура управления в автоматическом режиме сопровождения с регистрацией параметров дало положительные результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Система управления радиотелескопом РТ-7,5 (эскизный проект), МВТУ, М., 1967.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
4 ноября 1972 г.

УДК 535.853.4 : 523 164

ОПТИМАЛЬНОЕ ВРЕМЯ НАКОПЛЕНИЯ В ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ СО СВЕРХДЛИННОЙ БАЗОЙ

Л. Р. Коган

Как известно, основной причиной, ограничивающей время накопления сигнала, а значит и чувствительность интерферометра со сверхдлинной базой (ИСДБ), является нестабильность частоты генераторов синусоидальных сигналов, используемых в качестве гетеродинов на пунктах приема [1, 2]. Известное соотношение сигнал/шум $\sim \sqrt{T}$, где T — время накопления, выполняется в ИСДБ только лишь для небольших времен усреднения. При больших временах накопления решающим становится уменьшение сигнала вследствие нестабильности гетеродинов, и поэтому отношение сигнал/шум уже не увеличивается с ростом T , а, наоборот, уменьшается. Из этих качественных соображений ясно, что должно существовать оптимальное время накопления сигнала в ИСДБ T_{opt} , при котором отношение сигнал/шум максимально. В настоящей работе приводятся результаты расчета T_{opt} в зависимости от кратковременной стабильности сигнала гетеродина и от его частоты.

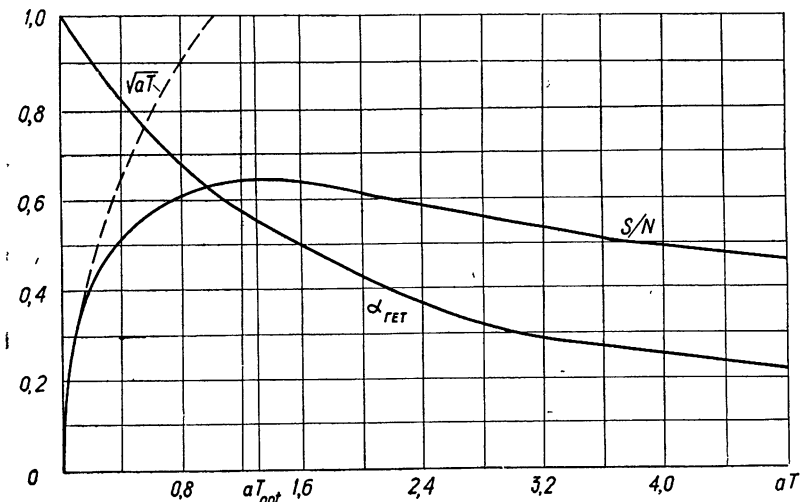


Рис. 1. Расчетные зависимости коэффициента $\alpha_{\text{гет}}$ и отношения сигнал/шум от времени накопления; $a = \frac{1}{2} [\sigma_{\Delta f/f}(t_0) 2 \pi f]^2 t_0$.

Для большинства типов генераторов кратковременная стабильность $\sigma_{\Delta f/f}(t)$, начиная с некоторого времени усреднения t_0 , изменяется в зависимости от времени усреднения по закону $1/\sqrt{t}$ [3]. Поэтому среднеквадратичное отклонение флуктуации фазы за время t при $t > t_0$ равно

$$\sigma_{\phi}(t) = \sqrt{t t_0} 2 \pi f \sigma_{\Delta f/f}(t_0). \quad (1)$$

После фильтрации интерференционных лепестков, т. е. умножения на синусоиду соответствующей фазы и интегрирования по интервалу времени $(0, T)$, получим, что вследствие неустойчивости гетеродинов измеренная амплитуда интерференционных лепестков уменьшится в $\alpha_{\text{гет}}^{-1}$ раз [2], где

$$\alpha_{\text{гет}} = \frac{1}{T} \int_0^T \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{\Phi}^2(t) \right] dt. \quad (2)$$

Мы предполагаем, что случайный процесс флуктуаций фазы имеет нормальный закон распределения. Подставляя (1) в (2) и выполнив интегрирование, получим

$$\alpha_{\text{гет}} = \frac{1 - \exp \left\{ -\frac{1}{2} T t_0 [2 \pi f \sigma_{\Delta f f}(t_0)]^2 \right\}}{(1/2) T t_0 [2 \pi f \sigma_{\Delta f f}(t_0)]^2}. \quad (3)$$

На рис. 1 приведен график зависимости $\alpha_{\text{гет}}$ от времени интегрирования T , из которого видно, что с ростом T измеренная амплитуда интерференционных лепестков уменьшается. С другой стороны, с ростом времени накопления T падают и флуктуации выходной случайной величины по закону $1/\sqrt{T}$. Учитывая это обстоятельство и принимая во внимание (3), найдем, что отношение сигнал/шум S/N на выходе схемы обработки будет пропорционально следующей величине:

$$\frac{S}{N} \sim \frac{1 - e^{-aT}}{\sqrt{aT}}, \quad (4)$$

где $a = \frac{1}{2} [2 \pi f \sigma_{\Delta f f}(t_0)]^2 t_0$. На рис. 1 приведен график зависимости отношения S/N от времени накопления, из которого видно, что отношение S/N имеет максимум при некотором оптимальном времени накопления T_{opt} :

$$T_{\text{opt}} = \frac{1,3}{a} = \frac{2,6}{[2 \pi f \sigma_{\Delta f f}(t_0)]^2 t_0}. \quad (5)$$

С увеличением времени накопления отношение сигнал/шум растет лишь до тех пор, пока оно меньше T_{opt} , при дальнейшем росте времени накопления отношение сигнал/шум падает. Из того же рисунка видно, что если время накопления T будет ошибочно выбрано большим, чем T_{opt} , то большого проигрыша из этого не будет, так как отношение сигнал/шум падает с ростом T при $T > T_{\text{opt}}$ очень медленно.

Пунктиром проведен график функции \sqrt{aT} , отражающей поведение $S/N(T)$ в случае идеальных гетеродинов.

Выражение (5) определяет требование на стабильность гетеродинов при заданном времени накопления T или, наоборот, при заданных гетеродинах определяет максимально допустимое время накопления T .

Выражения (4) и (5), как было отмечено выше, справедливы при достаточно большом времени усреднения $t > t_0$, когда параметр кратковременной стабильности частоты гетеродина $\sigma_{\Delta f f}(t)$ зависит от t по закону $1/\sqrt{t}$. При меньших временах усреднения величина $\sigma_{\Delta f f}$ либо постоянна, либо возрастает с уменьшением t по закону $1/t$ [3].

Для этих двух случаев по аналогии с (3), (4), (5) получим

$$\frac{S}{N} \sim \frac{\Phi(bT)}{\sqrt{bT}}, \quad (6)$$

где $b = 2\pi f \sigma_{\Delta f/f}(t_0)$; $\Phi(z) = \int_0^z \exp(-t^2/2) dt$ — интеграл вероятностей и

$$\alpha_{\text{рег}} = \exp \left\{ -\frac{1}{2} [2\pi f \sigma_{\Delta f/f}(t_0) t_0]^2 \right\}. \quad (7)$$

Исследуя (6) на экстремум, получим

$$T_{\text{opt}} = \frac{1,4}{\sigma_{\Delta f/f}(t_0) 2\pi f}. \quad (8)$$

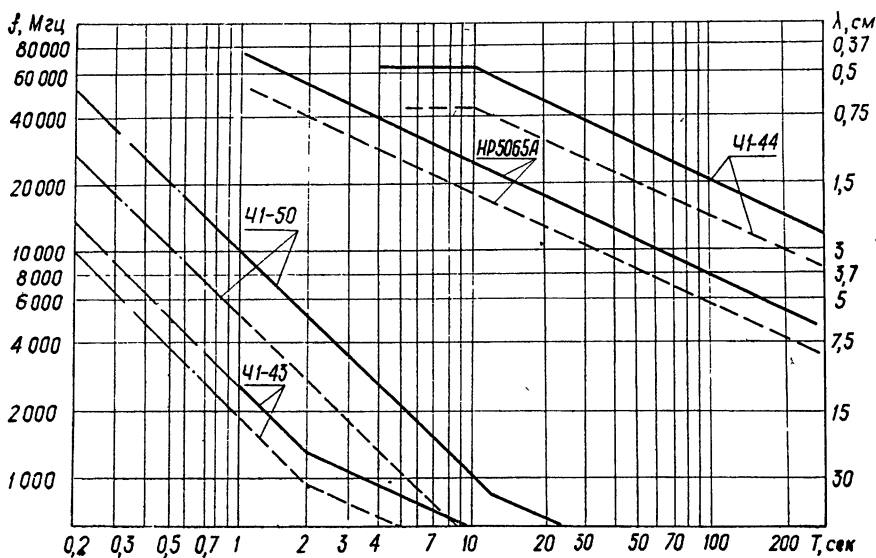


Рис. 2. Зависимости оптимального времени накопления от частоты для четырех типов гетеродинов.

Выражения (5), (7), (8) были использованы нами для построения графиков зависимости максимального (оптимального) времени накопления от частоты (рис. 2) для четырех типов стандартов частоты — одного водородного Ч1-44 (СССР) и трех рубидиевых Ч1-43 (СССР), Ч1-50 (СССР) и НР5065А (США). Последний стандарт частоты использовался в советско-американских экспериментах по ИСДБ в 1969 и 1971 годах [4-6]. Данные по стабильности рубидиевых стандартов частоты взяты из их паспортов, а для водородного стандарта частоты Ч1-44 получены на основании измерений, проведенных в ИКИ АН СССР с одним из первых советских образцов стандартов частоты этого типа (рис. 3). Сплошные кривые на рис. 2 относятся к случаю, когда один гетеродин ИСДБ идеально стабилен, а другим является один из четырех названных выше генераторов. Пунктирные кривые относятся к случаю, когда на обоих радиотелескопах гетеродинами являются одинаковые стандарты частоты. Данными по стабильности за время усреднения, меньшее, чем 1 сек, мы не располагали, поэтому кривые на рис. 2 при $T < 1$ сек (штрих-пунктир) носят предположительный характер. Области, расположенные левее (ниже) кривых на рис. 2, являются областями допустимых значений f и T

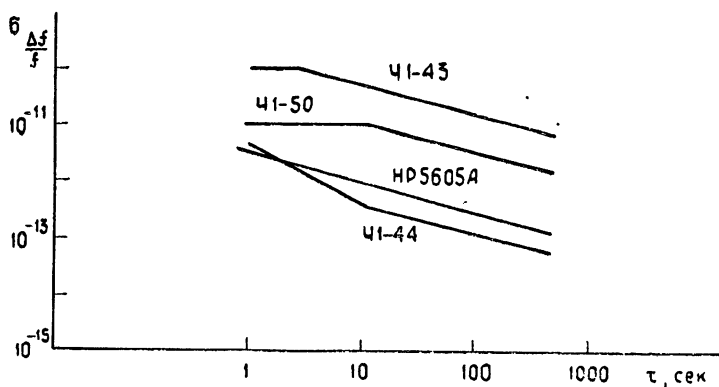


Рис. 3. Зависимость кратковременной стабильности частоты $\sigma_{\Delta f/f}$ от времени усреднения.

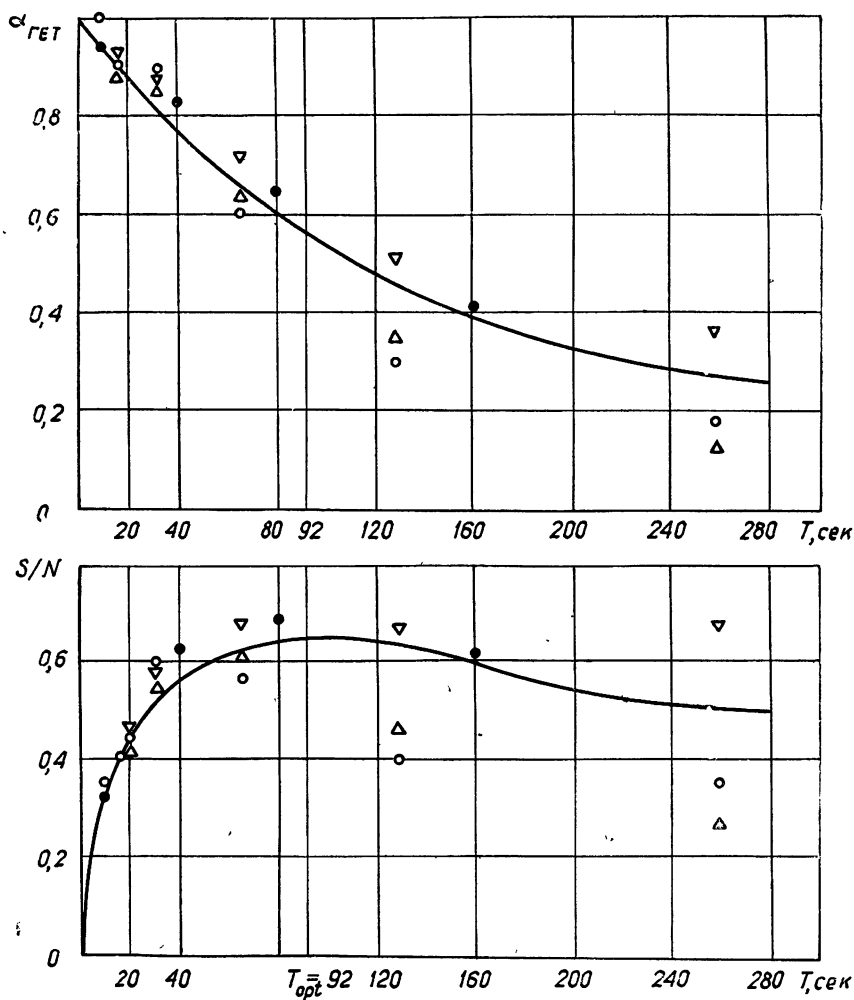


Рис. 4. Зависимости $\alpha_{\text{гет}}(T)$ и $S/N(T)$ для гетеродина HP5065A.
 ○○○ — Оj-287, ●●● — 3C273, $\Delta\Delta\Delta$ — VRO 422201, $\nabla\nabla\nabla$ — NRAO 150.

для соответствующих типов стандартов частоты. В ходе обработки результатов советско-американского эксперимента по ИСДБ на длине волны 3,55 см ($f = 8427$ МГц) [6] результаты настоящего исследования были проверены экспериментально. На рис. 4 приведены теоретически рассчитанные графики $\alpha_{\text{рег}}(T)$ (3) и $S/N(T)$ (4) для реально использованного в названном эксперименте рубидиевого стандарта частоты HP5065A. Там же нанесены экспериментальные точки для четырех радиоисточников при разных временах накопления. Совпадение, как видно из рис. 4, довольно хорошее, что говорит о справедливости сделанных при расчете допущений.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность научному руководителю Л. И. Матвеевко за ценные советы при проведении этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. G. Clark, K. I. Kellermann, C. C. Bare, M. H. Cohen, D. L. Jauncey, *Astrophys. J.*, **153**, 705 (1968).
2. Л. Р. Коган, *Радиотехника и электроника*, **15**, № 6, 1292 (1970).
3. *Proc. IEEE*, **54**, 2 (1966).
4. Д. Д. Бродерик и др., *Астрон. ж.*, **47**, 784 (1970).
5. Б. Ф. Берки и др., *Астрон. ж.*, **49**, 465 (1972).
6. Б. Д. Кларк и др., *Астрон. ж.*, **49**, 700 (1972).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1972 г.

УДК 523.164 : 621.376.232.2

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ВЫХОДНОЕ УСТРОЙСТВО РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОГО ПРИЕМНИКА С СИНХРОННЫМ ИНТЕГРАТОРОМ

А. В. Ипатов, А. Б. Берлин

В обычной низкочастотной детектирующей системе (рис. 1) задача выделения слабых сигналов на фоне шумов решается путем синхронного детектирования с последующим интегрированием и усилением постоянного тока. Несмотря на высокую селективность системы «синхронный детектор (СД) — интегратор», на практике этой системе обычно предшествует не апериодический, а селективный *LC*- или *RC*-усилитель, настроенный на первую гармонику частоты модуляции с полосой в несколько процентов, т. е. заведомо шире полосы собственно СД. Использование

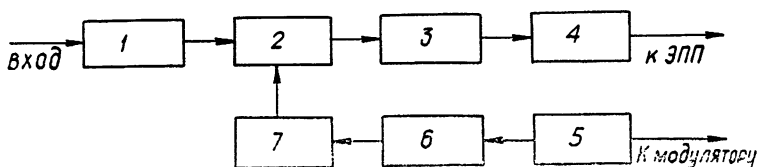


Рис. 1. Структурная схема детектирующей системы:

1—входной *RC* (*LC*)-усилитель; 2—СД; 3—интегратор; 4—УПТ; 5—задающий генератор; 6—фазовращатель; 7—формирователь опорных напряжений.

селективного усилителя позволяет частично устранить перегрузку всего тракта широполосным шумом и тем самым расширяет динамический диапазон устройства. Технически сложно и невыгодно с точки зрения фазовой стабильности делать полосу избирательного усилителя столь же узкой, как эквивалентная входная полоса СД. В описываемом выходном устройстве (рис. 2) используется метод фильтрации на переменном токе синхронным интегратором [1] с последующим усилением переменного тока и синхронным детектированием. При этом динамический диапазон устройства практически не зависит от уровня шумов, так как полосу синхронного интегратора (СИ) можно сделать значительно уже, чем полосу селективного усилителя в обычной схеме. Интегрирование на переменном токе позволяет регистрировать энергию, содержащуюся в гармониках сигнала, что несколько улучшает отношение сигнал/шум. Другим преимуществом устройства является низкоомный СД, не требующий согласующего усилителя постоянного тока (УПТ) при работе с низкоомным регистрирующим прибором.

Принципиальная схема канала усиления сигнала приведена на рис. 3. Входной делитель и канал формирования опорных напряжений решены по традиционным схемам и поэтому здесь не приводятся.

Входной каскадный усилитель T_1 ; T_2 с динамической нагрузкой T_3 имеет высокое выходное сопротивление и широкий динамический диапазон при большом коэффициенте усиления по напряжению. Резистор R_2

и выходное сопротивление каскодного усилителя, шунтированное резистором R_1 (рис. 2), образуют сопротивление интегрирующих цепочек RC_1 и RC_2 . Конденсаторы C_1 и C_2 попеременно и синхронно с напряжением модуляции подсоединяются ключами K_1 и K_2 к сопротивлению R . Чтобы

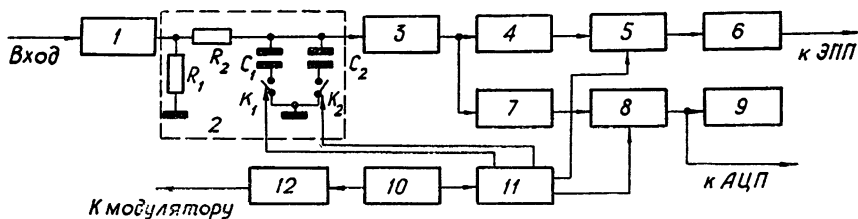


Рис. 2. Структурная схема выходного устройства с синхронным интегратором:

1—аттенуатор и входной аperiodический усилитель; 2—СИ; 3—источковый повторитель; 4—аperiodический усилитель канала самописца; 5—СД канала самописца; 6—схема смещения нуля; 7—аperiodический усилитель канала преобразователя; 8—СД канала преобразователя; 9—индикатор; 10—задающий генератор; 11—формирователь опорных напряжений; 12—фазовращатель.

уменьшить утечку тока в полупериод отсутствия сигнала, в качестве ключей применены кремниевые транзисторы интегральной схемы КТ011А, которые идентичны по параметрам и имеют малые остаточные токи и напряжения. При амплитуде входного сигнала, равной U , конденсатор C_1 будет заряжаться до $+U$, а C_2 — до $-U$. При этом сигнал на входе истокового повторителя 3 (рис. 2) будет пропорционален разности зарядов на C_1 и C_2 , т. е. U . Если ключи K_1 и K_2 коммутируются меандром, то, как показано в [1], СИ является гребенчатым фильтром, частота настройки которого определяется частотой опорного сигнала, а ширина полосы составляющих «гребенки» — постоянной времени интегрирующих цепочек RC_1 и RC_2 . Таким образом, СИ эквивалентен селективному каскаду, автоматически настраиваемому на частоту сигнала и жестко к этой частоте привязанному, причем ширина полосы такого каскада может быть сделана соответствующей ширине полосы, в которой содержится полезный сигнал. Перегрузка шумами последующих каскадов в этом случае практически устраняется. После истокового повторителя T_5 сигнал усиливается усилителями канала самописца T_6 ; T_7 и канала преобразователя T_{10} — T_{12} . Синхронные детекторы соответствующих каналов выполнены на Tr_1 ; T_8 — T_9 и Tr_2 ; T_{13} . В СД применены переходные трансформаторы ИЩ 4.735.010 радиоприемника «Селга». Стабилитроны D_1 , D_2 и резисторы R_3 — R_5 служат для смещения нулевого уровня сигнала. Постоянная времени всего устройства определяется постоянной времени СИ, а в СД устанавливается минимальная постоянная времени.

Выходное устройство работает в диапазоне частот модуляции 150 гц — 10 кгц (перестройка прибора по частоте сводится к перестройке задающего генератора, а частотный диапазон ограничен качеством трансформаторов СД) с постоянными времени интегрирования 0,3—10 сек. Постоянная времени изменяется переключением конденсаторов в СИ. Максимальный выходной сигнал составляет не менее ± 8 в на высокоомном выходе и не менее $\pm 0,5$ в на низкоомном выходе при линейности не хуже 0,25%. При выходном сигнале 8 в уровень остаточного напряжения не более 2%; а шум на входе в 50 мв эфф. вносит погрешность не более 3% (сигнал на входе при этом 100 мкв). Долговременная стабильность выходного напряжения в лабораторных условиях не хуже 1% за

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА КАНАЛА УСИЛЕНИЯ СИГНАЛА

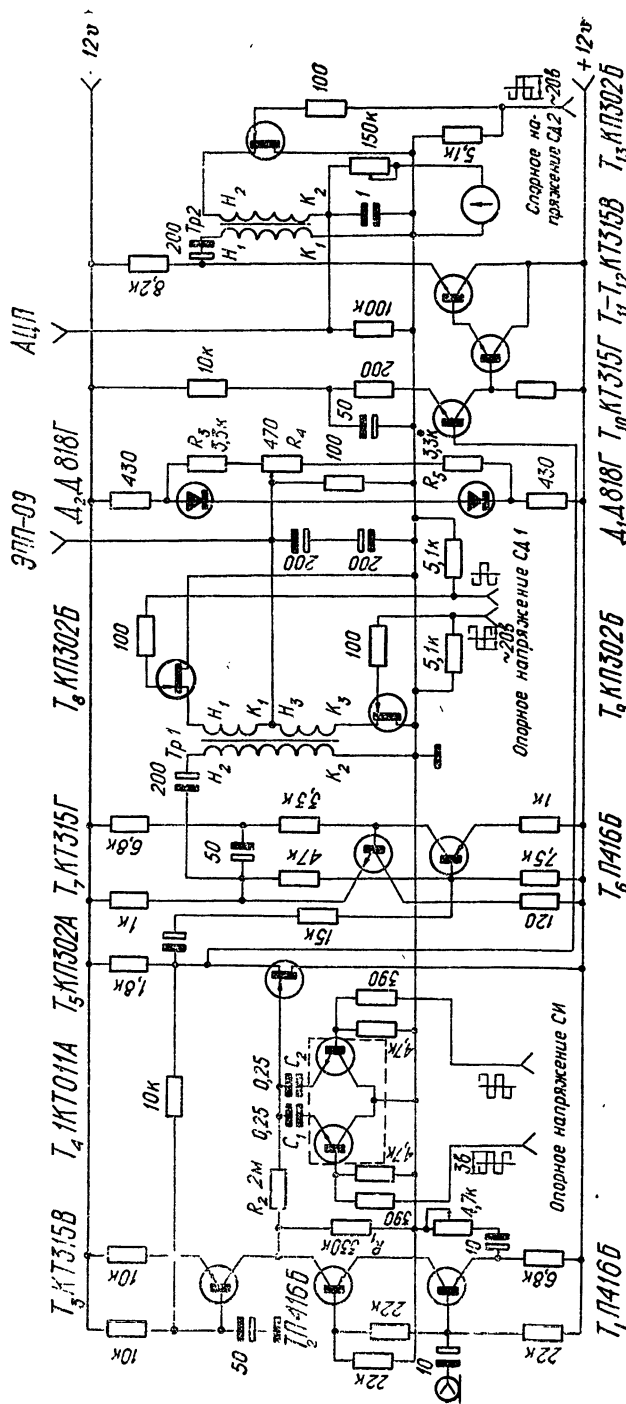


Рис. 3.

8 часов работы, а смещение нуля при тех же условиях не более 10 мв. Устройство полностью выполнено на полупроводниках.

Авторы благодарны Д. В. Королькову за помощь и внимание к работе и Ю. Н. Коновалову за квалифицированное изготовление прибора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Г. Фрейтер, Приборы для научных исследований, № 5, 53 (1965).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 535.8 : 535.214.4

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ВЫХОДНОЕ УСТРОЙСТВО МОДУЛЯЦИОННОГО РАДИОМЕТРА

В. А. Прозоров

Низкочастотное выходное устройство разработано для использования в качестве типового в спектрометре с автоматическим выравниванием усиления каналов. Оно может быть применено в нулевом радиометре для управления температурой эквивалента, в квазиуловом — для автоматической компенсации шумов антенны, а также во всяком модуляционном радиометре, где требуется автоматическая регулировка усиления. Кроме того, интегратор может быть использован в качестве астатического звена в любой системе автоматического регулирования. Функциональная схема устройства приведена на рис. 1.

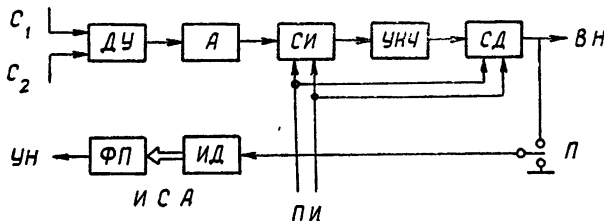


Рис. 1. Функциональная схема низкочастотного выходного устройства:

C_1 —сигнал от детектора спектрального канала; C_2 —сигнал от детектора канала сравнения; ДУ—дифференциальный усилитель; А—аттенуатор; СИ—синхронный интегратор; УНЧ—усилитель низкой частоты; СД—синхронный детектор; ВН—выходное напряжение (к регистрирующему устройству); УН—управляющее напряжение; ИД—интегрирующий двигатель; ФП—фотопотенциометр; П—переключатель; ИСА—интегратор системы авторегулирования; ПИ—переключающие импульсы от блока формирования.

Синхронный интегратор предложен в работе [1]. Здесь использован несколько иной синхронный интегратор (рис. 2). Применен истоковый повторитель, имеющий входное сопротивление порядка сотен $Mом$. Это позволило увеличить сопротивление зарядного резистора до 10 $Mом$ и, следовательно, уменьшить емкости накопительных конденсаторов. Переключающие импульсы сформированы так, что каждый полупроводниковый ключ открыт 0,47 периода модуляции, и имеется пауза длительностью 0,03 периода, когда оба ключа закрыты. Параллельно нагрузке повторителя включен полупроводниковый ключ Т4, шунтирующий ее на время действия выбросов напряжения, возникающих на ключах интегратора Т1 и Т2 при запитании и отпитании.

В устройстве применен бестрансформаторный синхронный детектор с несимметричным выходом [2]. Он представляет собой усилитель с переключаемым знаком коэффициента усиления. Наибольшее выходное напряжение 1,2 в. Синусоидальное напряжение 10 мв на входе диффе-

ренциального усилителя (другой вход заземлен) вызывает напряжение 1 в на выходе синхронного детектора.

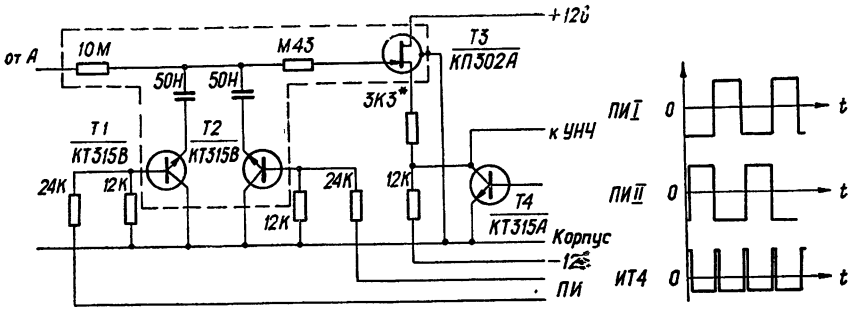


Рис. 2. ПИ I—переключающие импульсы I; ПИ II—переключающие импульсы II; ИТ4—импульсы на базе триода Т4.

Входное и выходное напряжения интегратора системы авторегулирования (рис. 3) связаны соотношением

$$u_{\text{ВЫХ}}(t) \sim \int_{t_0}^t u_{\text{ВХ}}(\tau) d\tau + u_{\text{ВЫХ}}(t_0),$$

где t —время. Интегратор обладает «памятью»: его выходное напряжение остается неизменным, если напряжение на входе отсутствует. Основным элементом интегратора является двигатель постоянного тока с возбуждением постоянным магнитом. Двигатель через редуктор приводит в действие фотопотенциометр, который состоит из лампочки накаливания, маски и фоторезистора. При вращении маски изменяется величина

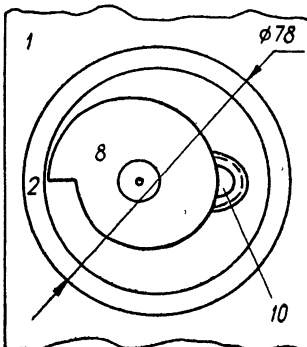
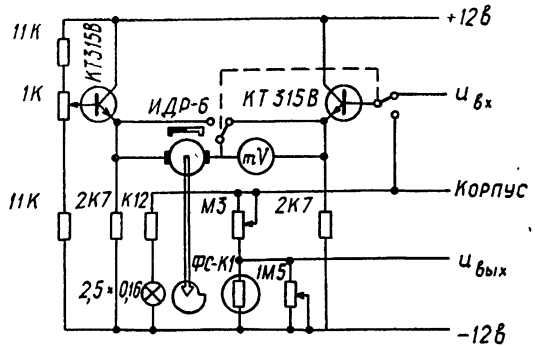
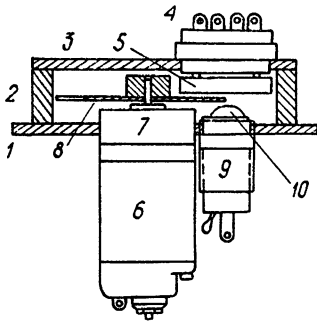


Рис. 3. Интегратор системы авторегулирования.

1—шасси; 2—кольцо; 3—крышка; 4—панелька; 5—фоторезистор; 6—двигатель; 7—редуктор; 8—маска; 9—патрон; 10—лампочка

светового потока, падающего на фоторезистор, и, следовательно, выходное напряжение. Использование двигателя в качестве интегратора обусловлено тем, что в настоящее время отсутствуют иные аналоговые интегрирующие элементы с удовлетворительными характеристиками. Фотопотенциометр применен потому, что для вращения обыкновенного, например, проволочного потенциометра потребовался бы сравнительно мощный двигатель и, следовательно, усилитель. Скорость двигателя, подключенного к эмиттерным повторителям, устанавливается за время менее 0,2 сек. Напряжение на входе эмиттерного повторителя, при котором двигатель трогается (зона нечувствительности), 45 мв. Постоянная времени фотопотенциометра около 1 сек.

В устройстве использованы 21 триод типа КТ 315 и один полевой триод типа КП 302 А.

В течение 8 часов после получасового прогрева нестабильность коэффициента передачи не более 0,5%, нестабильность выходного напряжения фотопотенциометра не более 0,5%, «дрейф нуля» на выходе синхронного детектора не превышает 10 мв. При нагревании устройства от 20 до 50°C коэффициент передачи увеличивается на 3%, выходное напряжение фотопотенциометра уменьшается на 3%, «дрейф нуля» составляет —20 мв.

Устройство испытано в макете модуляционного спектрометра с автоматическим выравниванием усиления каналов (рис. 4). Испытание состояло в том, что коэффициент усиления спектрального канала вручную устанавливался отличным от коэффициента усиления канала сравнения, замыкалась петля обратной связи и система выравнивала коэффициенты усиления каналов. Испытания показали работоспособность устройства. Длительность выравнивания составляет 1 ÷ 2 мин. Ошибка системы авторегулирования определяется зоной нечувствительности двигателя. Неотработанный сигнал ошибки на выходе синхронного детектора находится в пределах —50 ÷ +50 мв.

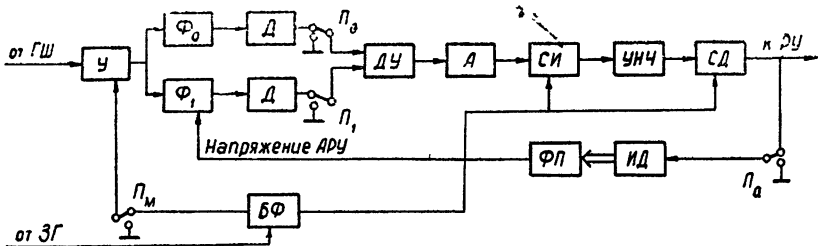


Рис. 4. Функциональная схема макета спектрометра:

ГШ—генератор шума; У—широкополосный усилитель; Φ_0 —полосовой усилитель канала сравнения; Φ_1 —полосовой усилитель спектрального канала; Д—квадратичный детектор; ДУ—дифференциальный усилитель; А—аттенюатор; СИ—синхронный интегратор; РУ—регулирующее устройство; УНЧ—усилитель низкой частоты; СД—синхронный детектор; П—переключатель; ИД—интегрирующий двигатель; ФП—фотопотенциометр; БФ—блок формирования переключающих импульсов; ЗГ—звуковой генератор; АРУ—автоматическая регулировка усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Г. Фрэйтер, Приборы для научных исследований, 36, № 5, 53 (1965).
2. Д. П. Райян, Приборы для научных исследований, 37, № 4, 101 (1966).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164.32

НАБЛЮДЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3,2 см

О. Г. Гонтарев

Флуктуации на записях потока радиоизлучения Солнца наблюдались еще в 1955 году [1-3]. Эти наблюдения проводились при больших зенитных углах, и флуктуации приписывались влиянию тропосферы. В НИРФИ (г. Горький) впервые было доказано солнечное происхождение таких флуктуаций и обнаружен дискретный характер спектра [4-6]. Связь флуктуаций с активными областями на Солнце объясняет тот интерес, который проявляется в настоящее время к исследованию параметров и свойств флуктуаций потока радиоизлучения Солнца.

Флуктуации потока составляют единицы процентов от общего уровня. Выделение их требует компенсации большого сигнала каким-либо из нижеуказанных способов:

а) компенсация подключением к модулятору генератора шума (сигнал от ГШ подается на второе плечо модулятора и величина $T_{гш}$ подбирается равной T_a [7]);

б) использование метода РИМБ [8].

В Секторе ионосферы АН Каз. ССР флуктуации потока наблюдались на аппаратуре, состоящей из приемника типа П-5-10 и антенны диаметром 2 м, в которую были помещены два идентичных облучателя, симметрично сдвинутых относительно оси антенны. Таким способом получались две диаграммы направленности, разнесенные в пространстве на угловое расстояние, равное угловому размеру Солнца. При равенстве сигналов от этих облучателей происходит их компенсация. Блок-схема установки показана на рис. 1.

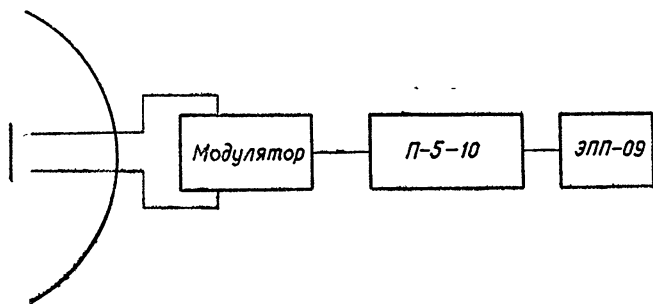


Рис. 1.

Измерения начались в 1971 году и проводились только в ясные дни — таким образом исключалось влияние облаков. Постоянная времени приемника $\tau = 16$ сек, ширина флуктуационной дорожки $\sim 16^\circ$. Антенная температура $T_a = 1200 \div 1600^\circ\text{K}$. На рис. 2 показан пример записи флуктуаций потока и шумов приемника.

Обработка результатов наблюдений велась с учетом возможной не-

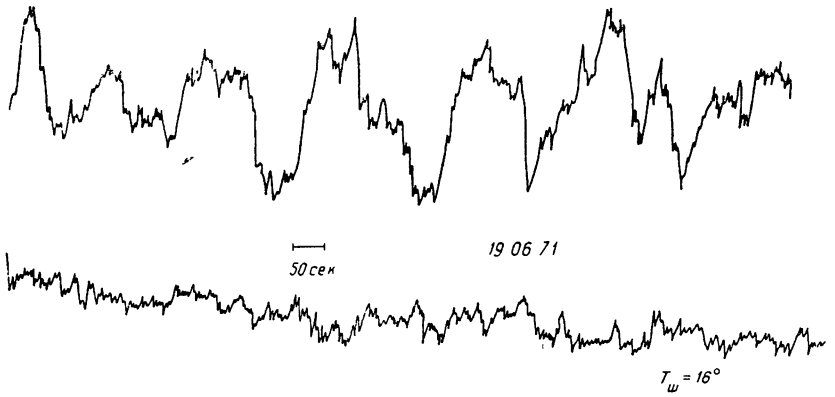


Рис. 2.

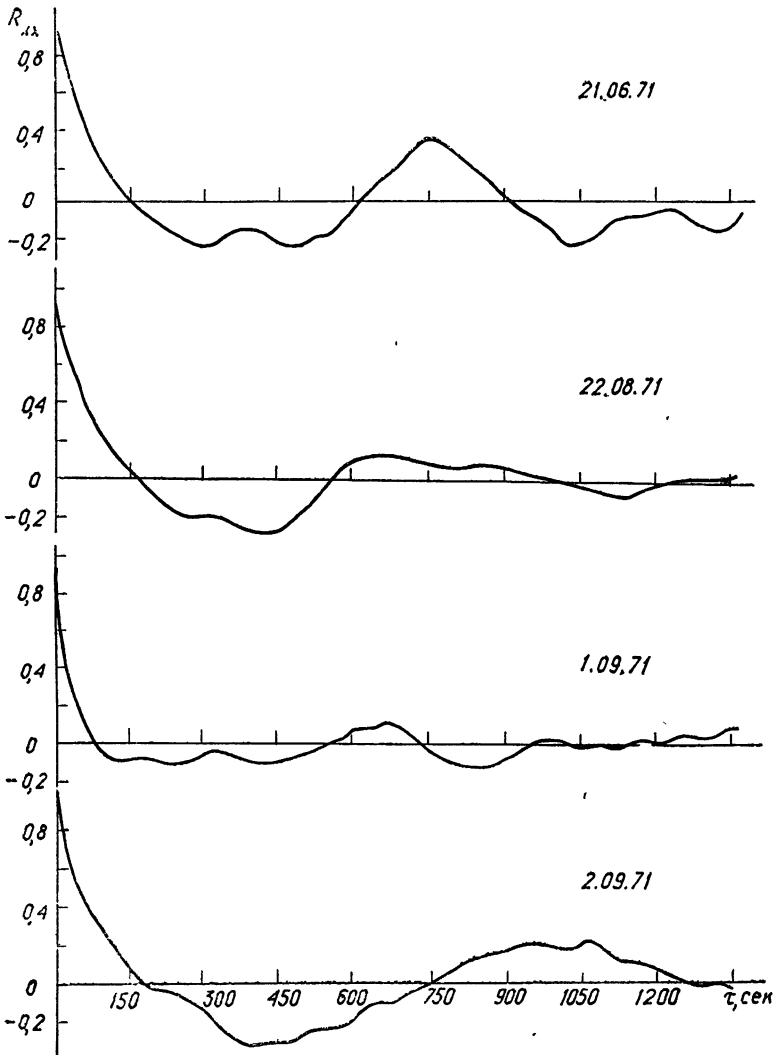


Рис. 3.

стационарности реализаций, которая проявляется в виде медленных дрейфов и колебаний, периоды которых сравнимы с длиной реализации. Для этой цели применялся фильтр низких частот типа скользящего среднего с последующим вычитанием сглаженного ряда из исходного:

$$y_i = x_i - \overline{x_{i+\frac{t+1}{2}}}$$

где $\overline{x_{i+\frac{t+1}{2}}}$ — усредненные значения x_i с периодом усреднения t . При использовании такого фильтра спектральные составляющие с частотами $1/4t$ и выше не искажаются. Поэтому t выбиралось ~ 1000 сек для реализаций длиной не менее 7680 сек.

Автокорреляционные функции на рис. 3 указывают на наличие некоторых периодичностей. Спектральные оценки, показанные на рис. 4, 5, обнаруживают дискретный характер спектров и постоянное присутствие максимумов с периодами 960, 750 сек. Максимумы же с более короткими периодами значительно меньше по амплитуде и появляются реже.

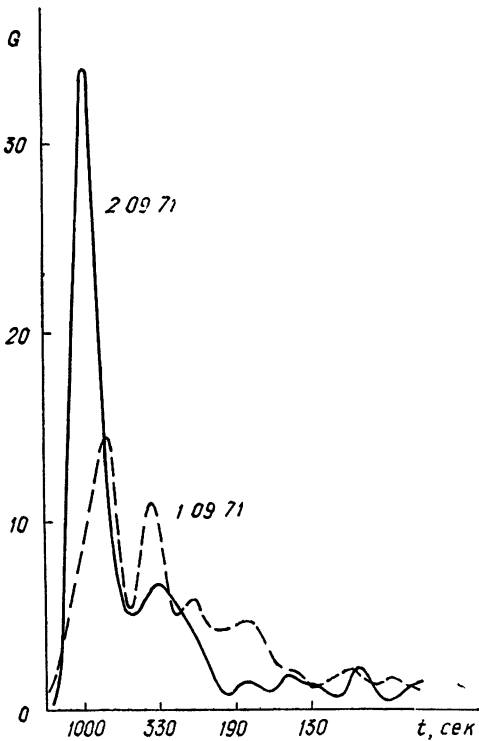


Рис. 4.

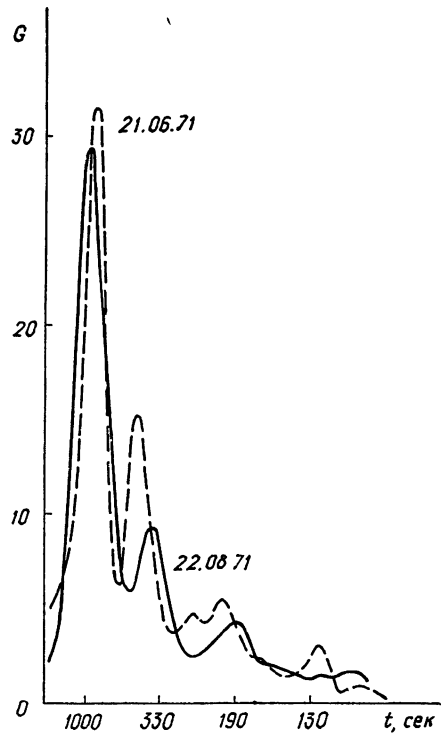


Рис. 5.

Объяснение дискретности спектров флуктуаций наталкивается на значительные трудности. Однако, если предположить (не обсуждая механизма модуляции), что флуктуации вызваны собственными колебаниями каких-то отдельных участков солнечной атмосферы, то наличие нескольких максимумов в спектрах может быть объяснено различными пространственными масштабами хромосферных или корональных образований. Более частое появление низкочастотных колебаний (960, 750 сек) с этой точки зрения кажется непонятным, так как постоянное при-

существование на Солнце небольших образований (узелки, спикулы, гранулы) делает статистически предпочтительным обнаружение колебаний с небольшими периодами. Но здесь, по-видимому, следует учесть большую (ввиду большого количества) дисперсию размеров малых образований, что может привести к сильному размыванию максимумов. Кроме того, небольшое время жизни снижает вероятность обнаружения модуляции потока с определенным периодом. Крупные же области (супергранулы или целые активные области) живут значительно дольше, а малое их количество на диске может быть причиной довольно узкой ширины низкочастотных максимумов.

Более глубокое понимание причин модуляции потока радиоизлучения Солнца зависит от дальнейшего изучения этого явления. В настоящее же время изложенная точка зрения, по-видимому, представляет интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kazes, J. L. Steinberg, C. R., 240, 499 (1955).
2. J. Kazes, C. R., 245, № 7, 782 (1957).
3. J. Aarons, J. P. Castelli, IRE Trans. Antennas and Propagat., 9, № 4, 390 (1961).
4. О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 4, 617 (1968).
5. О. И. Юдин, Докл. АН СССР, 180, № 4, 821 (1968).
6. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 12, 1782 (1968).
7. М. С. Дурасова, О. И. Юдин, Солнечные данные, № 7, 72 (1966).
8. Г. Б. Гельфрейх, Н. П. Стасюк, Солнечные данные, № 7, 100 (1969).

Сектор ионосферы АН Каз. ССР

Поступила в редакцию
10 ноября 1972 г.

УДК 523.164.32

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ 6200 — 7100 Мгц

*И. Ф. Белов, Л. А. Ваулина, Е. К. Дивакова, М. М. Кобрин,
А. И. Коршунов, Е. И. Лебедев, Ю. С. Недёшев, Б. В. Тимофеев*

Частотный спектр радиоизлучения Солнца содержит, как известно [1, 2], довольно обширную информацию о физических условиях в областях генерации и, следовательно, о механизмах радиоизлучения. Особый интерес представляет частотный спектр в диапазоне сантиметровых волн, позволяющий давать оценку соотношению вкладов того или иного механизма генерации медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца. Известна связь между изменением спектра медленно меняющейся компоненты и такими проявлениями солнечной активности, как протонные вспышки [3]. При исследовании частотного спектра радиоизлучения возможно обнаружение линий поглощения и излучения.

О частотном спектре радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне волн до последнего времени судили по измерениям на отдельных дискретных частотах. Однако недостаточно высокая точность абсолютных измерений не позволяла получать надежные данные, особенно о тонкой спектральной структуре. Непосредственное измерение наклона спектра (спектрального индекса) [4] хотя и позволило получить ряд новых данных о спектральных особенностях радиоизлучения Солнца, тем не менее такие измерения не дают возможности судить о вариациях спектра в широком диапазоне волн. Имеющиеся в настоящее время спектрографы предназначены только для регистрации быстрых и довольно интенсивных событий — всплесков радиоизлучения [5]*.

Для изучения спектральных особенностей радиоизлучения Солнца, динамики солнечных процессов, характерное время протекания которых составляет минуты и более, был разработан высокочувствительный спектрограф диапазона 6200—7100 Мгц. Спектрограф установлен на антенне диаметром $D = 4,5$ м, смонтированной на экваториальной установке. Блок-схема спектрографа приведена на рис. 1. Спектрограф представляет собой перестраиваемый по частоте радиометр модуляционного типа, выполненный по схеме прямого усиления на трех ЛБВ. Анализ спектра принимаемого излучения осуществляется с помощью перестраиваемого СВЧ резонатора с полосой пропускания 80 Мгц, включенного на выходе малошумящего ВЧ усилителя. Перестройка СВЧ резонатора производится путем плавного ввода в его полость диэлектрической пластины. Флуктуационный порог чувствительности спектрографа составляет $0,4^\circ\text{К}$. Время анализа определяется временем перестройки резонатора и выбирается в зависимости от характерного времени протекания исследуемого явления.

* Спектрограф с узкой полосой анализа, построенный для исследования линий возбужденного водорода в сантиметровом диапазоне волн, не мог быть непосредственно использован для изучения спектра радиоизлучения Солнца [9].

Методика измерений спектра заключалась в следующем. Вначале были проведены исследования частотной характеристики антенной системы. Оказалось, что величина эффективной поверхности антенны не зависит от частоты. Поскольку практически невозможно изготовить спектрограф с плоской частотной характеристикой, зависимость приращения температуры антенны от частоты при приеме радиоизлучения Солнца

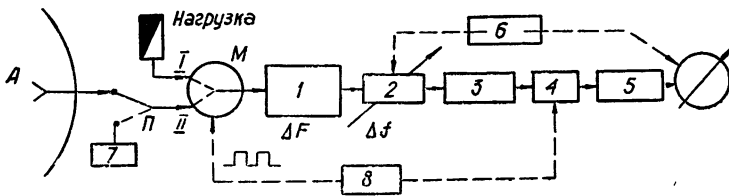


Рис. 1. Блок-схема радиоспектрографа:

1—широкополосный усилитель высокой частоты; 2—перестраиваемый фильтр; 3—детектор, усилитель низкой частоты; 4—синхронный детектор; 5—усилитель постоянного тока, интегрирующая цепочка; 6—перестраиваемое устройство; 7—генератор шума; 8—генератор опорного напряжения.

сравнивалась с такой же зависимостью от источника с известным спектром излучения — генератором шума (ГШ). Известно [7], что в сантиметровом диапазоне генератор шума, выполненный на газоразрядной лампе, имеет «плоский» спектр без особенностей, что проверялось, кроме того, по излучению «горячего» эталона. Таким образом, на выходе регистрировались два сигнала:

$$n_c(\lambda) = \beta_1(\lambda) F(\lambda) S/2k - \beta_2(\lambda) T_0; \quad (1)$$

$$n_{r_{гш}}(\lambda) = \beta_1(\lambda) T_{r_{гш}} - \beta_2(\lambda) T_0, \quad (2)$$

где $n_c(\lambda)$ и $n_{r_{гш}}(\lambda)$ — приращения температуры при записи радиоизлучения Солнца и ГШ соответственно; $\beta_1(\lambda)$ и $\beta_2(\lambda)$ — коэффициенты передачи трактов при прохождении сигналов через плечи модулятора I и II; $F(\lambda)$ — поток радиоизлучения Солнца; $T_{r_{гш}}$ — температура излучения ГШ; T_0 — окружающая температура (температура нагрузки); S — эффективная поверхность антенны; k — постоянная Больцмана. Температура излучения генератора шума устанавливалась примерно равной температуре антенны при приеме радиоизлучения Солнца ($\sim 5500^\circ\text{K}$). Поскольку в (1) и (2) вторые члены справа значительно меньше первых, то, пренебрегая ими, из (1) и (2) имеем

$$F(\lambda) = 2kT_{r_{гш}} n_c(\lambda)/n_{r_{гш}}(\lambda).$$

В дальнейшем для реализации полной чувствительности спектрографа и ослабления влияния флуктуаций усиления на получаемый спектр был применен квази нулевой метод записи сигнала. Для этого, вместо нагрузки, на вход подавался сигнал от дополнительного генератора ГШ, компенсирующий постоянную составляющую радиоизлучения Солнца. В этом случае для учета неравномерностей частотной характеристики ВЧ тракта осуществляется сравнение сигналов $T_a - T_{r_{гш}}$ и $T_{r_{гш}} - T_{r_{гш}}$.

На рис. 2 приведены полученные спектры радиоизлучения Солнца в виде зависимости приращения антенной температуры от частоты. Пунктиром показан частотный спектр, полученный из обработки соответствующих данных службы Солнца методом, описанным в [8]. Видно, что спектры довольно сложны и меняются со временем. На рис. 2 а, б, в приведены спектры, полученные 19.X, 25.X и 27.X 1971 г. Вид спектра существ-

венно изменился за время с 19.X по 25.X 1971 г., в то время как с 25.X по 27.X.1971 г. спектр оставался почти неизменным. На рис. 2 ж, з показаны два спектра, снятые примерно через два с половиной часа 5.XI.1971 г. За это время спектр радиоизлучения Солнца не изменился. Значительных изменений в форме спектра не произошло за период с 2.VI по 5.VI.1972 г. (рис. 2 г, д, е), но 7.VI.1972 г. в спектре возник максимум на частоте $f \approx 6800$ МГц.

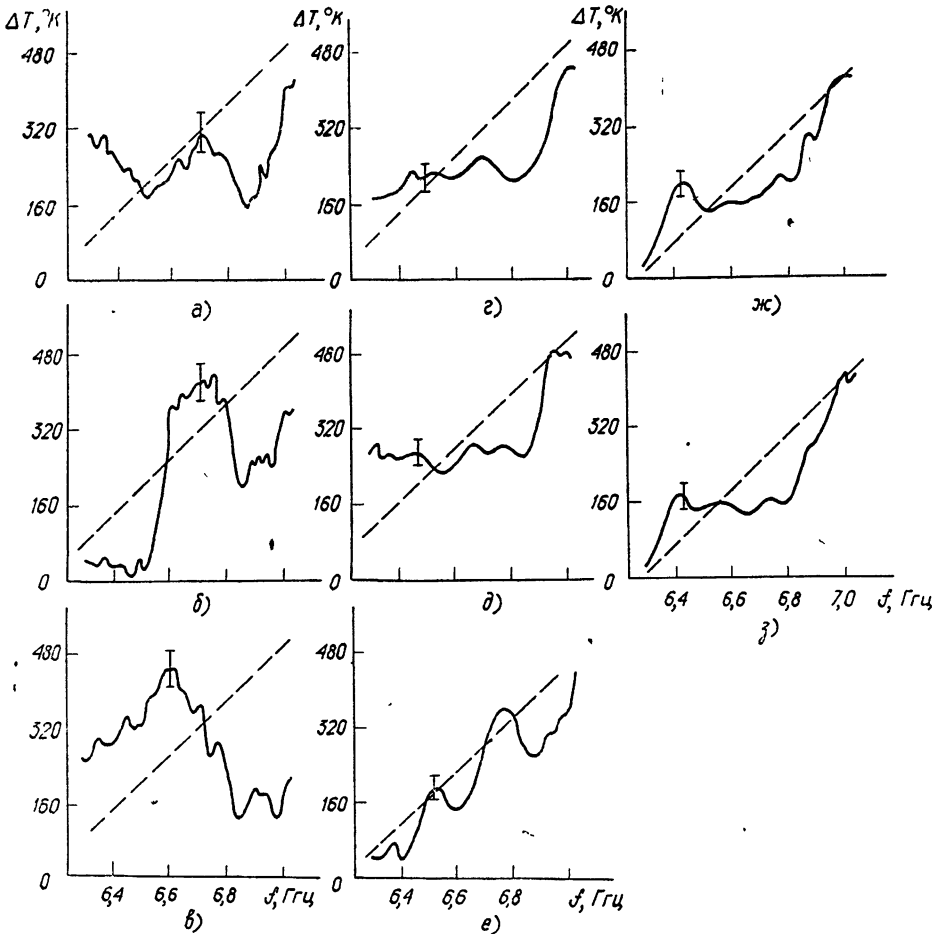


Рис. 2. Спектры радиоизлучения Солнца; а), б), в) — 19. X, 25. X и 27. X. 1971 г.; г), д), е) — 2. VI, 5. VI и 7. VI. 1972 г.; ж), з) — спектры, полученные 5. XI. 1971 г. в 07^h 24^m и 9^h 58^m UT.

Хотя описанные измерения носят предварительный характер, тем не менее уже можно судить, что

1) частотный спектр радиоизлучения Солнца имеет значительно более сложный характер, чем можно было полагать, исходя из наблюдений на дискретных частотах;

2) в большинстве случаев спектр имеет хорошо выраженный минимум в диапазоне 6700—6900 МГц.

Обнаружение тонкой структуры частотного спектра радиоизлучения Солнца позволяет надеяться на получение информации о физических особенностях и динамике процессов, происходящих в активных областях Солнца, и о структуре этих областей.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
2. Е. Я. Злотник, Астрон. ж., 45, вып. 2, 3 (1968).
3. Н. Такака, Т. Какиита, Report of Ionosphere and Space Research in Japan, 18, 32 (1964).
4. И. Ф. Белов, М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, Б. В. Тимофеев, Солнечные данные, № 11 (1968).
5. N. Fourikis, Proc. IEEE Austr., 32, № 10, 361 (1971).
6. Р. Л. Сороченко, Исследование радиолиний возбужденного водорода, Диссертация, ФИАН СССР, М., 1970.
7. Г. Г. Петросян, Измерительная техника, № 4, 91 (1969).
8. И. Ф. Белов, А. И. Коршунов, В. М. Фридман, Геомагнетизм и аэрономия, 10, № 1, 136 (1970).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
13 ноября 1972 г.

УДК 523.164

ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ И ШУМОВЫЕ БУРИ

Л. С. Левицкий

Хорошо известно, что протонные вспышки сопровождаются всплесками радиоизлучения IV типа, охватывающими широкий диапазон от сантиметровых до метровых длин волн. В [1] было показано, что существует зависимость между потоком протонов с энергией 10—100 Мэв, генерированных в хромосферной вспышке, и интенсивностью (и энергией) соответствующего радиовсплеска на волне 3—10 см, которая временами маскируется условиями распространения протонов в межпланетном пространстве.

Также давно известно, что многие активные области (АО) на Солнце сопровождаются шумовыми бурями. Довольно часто шумовая буря развивается после третьей фазы радиовсплеска IV типа (тип IVC [2]) на метровых волнах. Само излучение IVC типа во многом сходно с континуумом шумовой бури. Тип IVC, как и шумовая буря, наблюдается лишь над АО с достаточно большой площадью пятен [3]. В связи с этим представляет несомненный интерес рассмотреть связь шумовых бурь с областями, в которых возникали протонные вспышки.

Для этой цели был составлен каталог шумовых бурь и проведено отождествление их с группами солнечных пятен. Сведения о шумовых бурях выбирались при просмотре оригинальных записей радиоизлучения Солнца на частоте 208 МГц, полученных в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Кроме того, были использованы непрерывные данные о средних трехчасовых значениях потока радиоизлучения Солнца на 200 МГц, публикуемые в [4], а также каталоги шумовых бурь, приведенные в литературе [5].

Для локализации шумовых бурь над определенной группой пятен были использованы интерферометрические данные о положении на дис-

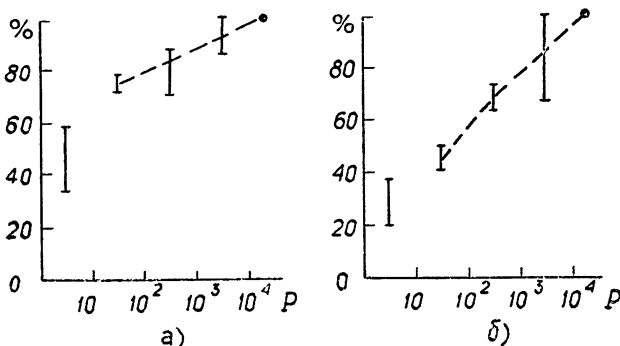


Рис. 1. Вероятность появления шумовой бури над „протонной“ областью с площадью $S \geq 10^3$ млн. долей полусферы (а) и $10^3 > S \geq 500$ млн. долей полусферы (б) в зависимости от мощности (P) протонной вспышки в этой области.

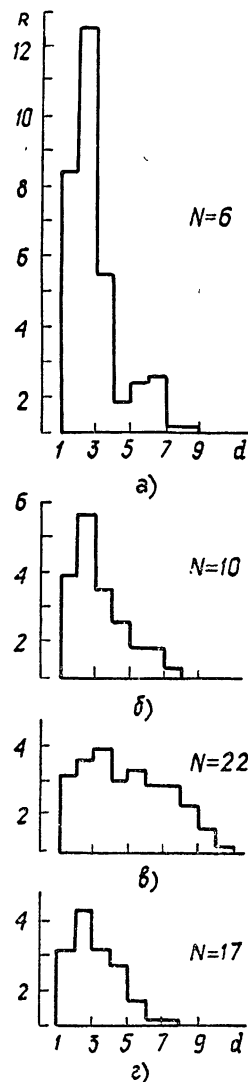
ке Солнца источников радиоизлучения на частотах 169 МГц (Нансэ) и 250 МГц (Нидерланды) [4], а также координаты источников на 169 МГц, приведенные в [5]. Использовались, кроме того, сведения о поляризации излучения шумовых бурь [4]. При этом принимались во внимание закономерности, обнаруженные при изучении связи шумовых бурь с группами солнечных пятен [5].

За период с июля 1957 года по декабрь 1964 года каталог содержит 186 центров активности, связанных с шумовыми бурями. 54 или 61 (т. е. 29% или 33%) из них связаны с АО, в которых возникали вспышки, давшие РСА (поглощение в полярной шапке). Сведения о РСА взяты из [1]. Неопределенность в числе областей связана с не всегда однозначным отождествлением шумовой бури с АО. С другой стороны, 54% (или 61%) всех областей с протонными вспышками (по данному РСА) сопровождались шумовыми бурями. Вероятность связи, однако, сильно возрастает с увеличением мощности событий РСА, достигая 100% для областей с самыми большими протонными вспышками. Но это может быть обусловлено тем, что наиболее мощные протонные вспышки возникают в группах пятен с большой площадью, которые, в свою очередь, чаще всего сопровождаются шумовыми бурями [5]. Однако, как видно из рис. 1, аналогичная зависимость имеет место и для групп пятен с приблизительно одинаковой площадью (самая нижняя точка на каждом из этих графиков соответствует АО, в которых не было ни одной вспышки, связанной с РСА). Таким образом, вероятность появления шумовой бури над «протонной» областью выше, чем над обычной «непротонной» областью. По-видимому, это связано, в среднем, с большей активностью (вспышечной и всплесковой) протонных областей (при той же площади пятен).

Рассматривались также средняя интенсивность и продолжительность шумовой бури в зависимости от мощности «протонной» области. Для этой цели использовались средние за сутки значения потока радиоизлучения на 200 МГц [4]. Моменты начал шумовых бурь совмещались и среднесуточные значения потоков радиоизлучения усреднены:

Рис. 2. Средняя интенсивность (I_R — в единицах «спокойного» Солнца) шумовых бурь на 200 МГц, связанных с «протонными» областями, в зависимости от мощности (P) протонных вспышек в области. Моменты начал шумовых бурь совмещены и среднесуточные значения потоков радиоизлучения усреднены:

а) — $P \geq 10^4$ протонов $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$, б) — $10^4 > P \geq 10^3$, в) — $10^3 > P \geq 10^2$, г) — $P < 10^2$.



несуточные значения потоков суммировались. Полученные результаты приведены на рис. 2, из которого видно, что средняя интенсивность (в единицах потока спокойного Солнца) и продолжительность шумовых бурь незначительно различаются для «протонных» областей разной мощности. Исключение составляет интенсивность шумовых бурь над самыми боль-

шими «протонными» областями (рис. 2 а). Но эта сравнительно высокая интенсивность связана в основном с излучением самих протонных вспышек на метровых волнах (тип IVC). Что это так, можно видеть из рис. 3. Здесь, в отличие от рис. 2, совмещены моменты начал протонных вспы-

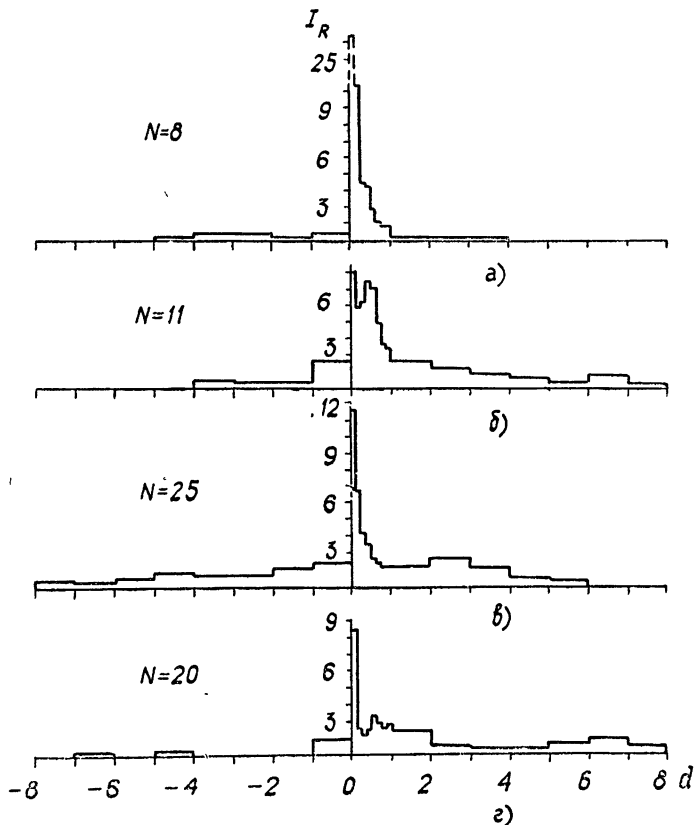


Рис. 3. То же самое, что и на рис. 2, но совмещены моменты начал протонных вспышек.

шек и методом наложенных эпох получены средние интенсивности радиоизлучения на метровых волнах до и после протонных вспышек разной мощности. Для периода в одни сутки после начала вспышки использовались 3-часовые значения потока на 200 Мгц, а в любое другое время — среднесуточные значения. Из внимательного рассмотрения рис. 3 следует ряд выводов.

а) Протонные вспышки вызывают значительное возрастание потока радиоизлучения на 200 Мгц, длительность которого иногда достигает 1 сутки (по-видимому, тип IVC). Средняя интенсивность этого излучения практически не зависит от мощности рассматриваемых протонных вспышек (исключение составляют самые большие вспышки, см. рис. 3 а), но длительность, по-видимому, уменьшается при переходе к наиболее слабым РСА.

б) По-видимому, имеет место некоторое усиление шумовой бури приблизительно за сутки до начала протонной вспышки.

в) Средняя интенсивность шумовой бури после протонной вспышки несколько выше, чем до протонной вспышки (исключение составляют самые большие протонные вспышки, после которых интенсивность шумовой бури, по-видимому, уменьшается).

г) Средние интенсивности шумовых бурь (исключая тип IVС) мало различаются для «протонных» областей разной мощности (исключение составляют самые большие области, интенсивность шумовых бурь для которых наименьшая).

Кундю и Хэддок [6] за период с июля 1957 г. по август 1959 г. нашли зависимость между длительностью РСА и полной продолжительностью повышенного излучения на 169 Мгц после протонной вспышки (при этом не делалось различия между шумовой бурей и излучением IVС типа). Однако, проведенное нами подробное изучение этого вопроса (за весь период с 1957 по 1964 гг.) показало, что такой зависимости не наблюдается. Продолжительность повышенного излучения определялась нами как на частоте 200 Мгц, так и на 169 Мгц (существенной разницы при этом не обнаружено), причем мы разделяли (по возможности) излучение типа IVС и шумовой бури, а также использовали их общую длительность.

Не найдено также связи между потоком протонов и полной энергией излучения на 200 Мгц ни для типа IVС, ни для шумовой бури (после вспышки), ни для их суммы.

Таким образом, из нашего рассмотрения следует, что наличие шумовой бури над АО, а также ее характеристики (например, интенсивность, длительность) не могут служить признаком «протонной» области

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Левницкий, Изв. КрАО, 41—42, 203 (1970).
2. M. R. Kundu, Sol. Rad. Astron., New York—London—Sydney, 1965.
3. Л. С. Левницкий, Изв. КрАО, 34, 16 (1965).
4. Quart. Bull. Sol. Activity, № 119—148, 1957—1964.
5. A. M. Malinge, Ann. d'Astrophys., 26, 97 (1963).
6. M. R. Kundu, F. T. Haddock, Nature, 186, 610 (1960).

Крымская астрофизическая обсерватория
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164.32

НОВАЯ ОЦЕНКА ВЫСОТ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩЕЙСЯ КОМПОНЕНТЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3,2 см,

В. Н. Боровик, Г. Б. Гельфрейх, Б. И. Лубышев

Измерения высот локальных источников (ЛИ) радиоизлучения Солнца на волне 3,2 см дают значительный разброс их значений — от $0,005 R_{\odot}$ до $0,070 R_{\odot}$ над фотосферой [1-7]. Этот разброс может быть как реальным, так и обусловленным ошибками измерений. Ошибки определения высот обусловлены в первую очередь двумя обстоятельствами: трудностями измерения абсолютных координат источников и неопределенностью в выборе точки в группе пятен на фотосфере, над которой расположен ЛИ. В данной работе делается попытка сделать оценку высот локальных источников с помощью методов, свободных от упомянутых недостатков.

Нами были отобраны записи радиоизлучения Солнца на БПР [8], на которых имелись два расположенных симметрично относительно центра записи ЛИ и определялась их средняя высота. Нетрудно показать, что с достаточной точностью

$$R_{\odot} + h = \frac{\Delta_{ли}}{\Delta_{п}} R_{\odot},$$

где $\Delta_{ли}$ — расстояние между ЛИ на записи радиоизлучения, а $\Delta_{п}$ — расстояние между соответствующими группами пятен в проекции на суточную параллель (при наблюдении Солнца в меридиане), выраженное в единицах радиуса фотосферы R_{\odot} . При этом отпадает необходимость в абсолютных координатных измерениях. Далее были отобраны случаи, когда оба ЛИ в паре имели близкие потоки (допускалось различие в потоках не более, чем в два раза), а соответствующие группы пятен — близкие площади и сходные конфигурации. Тем самым вместо предположения о положении области генерации ЛИ над центром тяжести группы использовалось более слабое предположение о подобии расположения ЛИ над похожими группами пятен. Дополнительными требованиями при отборе записей было требование надежности отождествления и выделения ЛИ. Из 1000 просмотренных записей удалось выбрать только четыре, удовлетворяющих названным критериям. При ширине использовавшейся диаграммы направленности антенны в $1'$ в горизонтальном сечении точность измерений расстояний между источниками составляла $0,005 \div 0,010 R_{\odot}$ (максимальная ошибка). Относительные координаты групп пятен были измерены с помощью измерительного микроскопа по пластинкам, полученным на ГАС в Кисловодске. Максимальная случайная ошибка этих измерений составляла $0,002 R_{\odot} \div 0,003 R_{\odot}$. Систематические ошибки, связанные с неопределенностью в выборе точки, представляющей центр тяжести группы, могут быть несколько больше. Параметры групп пятен и найденные высоты ЛИ представлены в табл. 1.

Класс группы приведен согласно карт Солнца Института Фраунгофера, номера групп даны согласно бюллетеню «Солнечные данные».

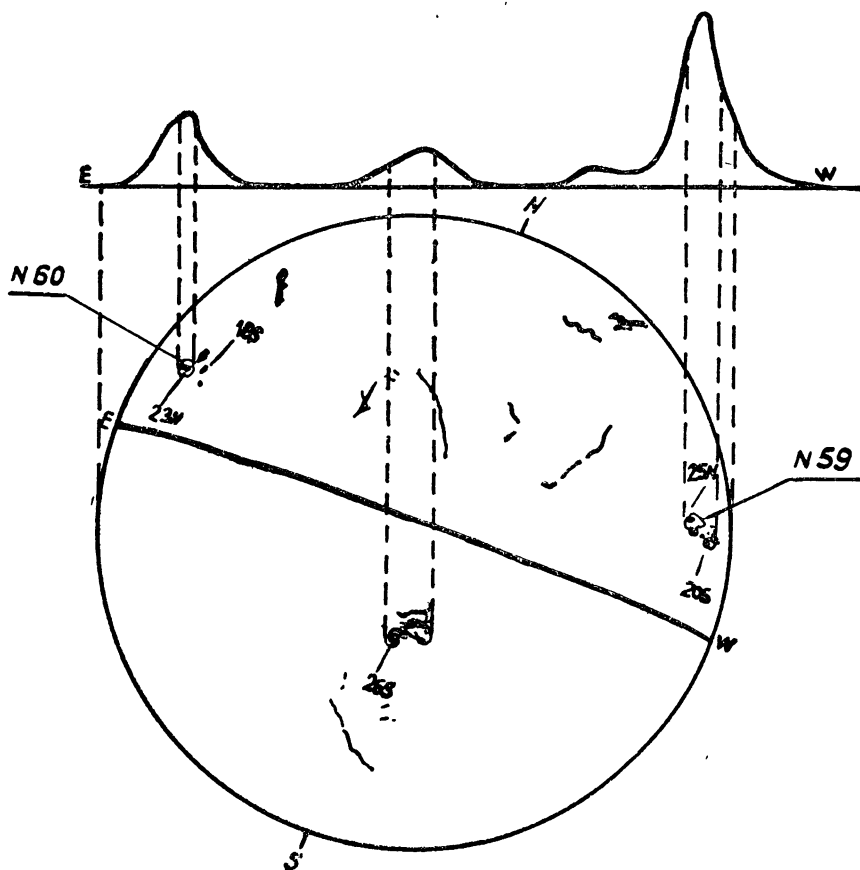


Рис. 1. Отождествление ЛИ на записи медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца с группами пятен. Наблюдения проводились 21 мая 1966 г., $\lambda = 3,2$ см

Таблица 1

	Дата	Номера групп пятен	Классы групп	Площади групп (МДП)	Отношение потоков ЛИ	Высота ЛИ (R_{\odot})	Примечания
1	21.05.66	59, 60	D, D	429, 623	1,7	0,018 $\pm 0,010$	1 азимут
						0,017 $\pm 0,005$	меридиан
						0,018 $\pm 0,010$	2 азимут
2	21.11.68	455, 460	D, D	343, 542	1,4	0,015 $\pm 0,010$	меридиан
3	18.01.69	7, 21	J, J	202, 254	1,1	0,032 $\pm 0,005$	меридиан
4	11.08.70	366, 368	E, D	405, 400	1,1	0,015 $\pm 0,010$	меридиан

Группы пятен № 59 и № 60 (рис. 1) имели сложные (из многих пятен) головные части и более простые (из одного доминирующего пятна) хвостовые. Кроме наблюдений в меридиане, 21 мая для этих групп проводились наблюдения в азимутах, отстоящих от меридиана на $\pm 40^\circ$. Определения высот производились по аналогичной методике. Все три найденных значения высот для этой пары групп совпали с точностью до $0,001 R_\odot$ (см. табл. 1). Группа № 59 зашла за край Солнца 23 мая, но на БПР регистрировалась еще 24 мая. Сравнивая момент захода группы с моментом последней регистрации источника, можно заключить, что его протяженность по высоте была не менее $0,024 R_\odot$. Следовательно, его центр тяжести радиоизлучения не ниже $0,012 R_\odot$, что хорошо согласуется с предыдущим определением ($0,018 R_\odot$). Группы пятен № 455 и № 460 (ноябрь 1968 г.) также принадлежали классу *D* вальдмайеровской классификации. В каждой имелось по три пятна с полутьной и много пор. Наибольшие пятна располагались в головной части группы. Схема отождествления ЛИ показана на рис. 2. Средняя высота этих ЛИ $h = 0,015 R_\odot$ в пределах ошибок измерений совпадает с высотами, найденными в предыдущем случае.

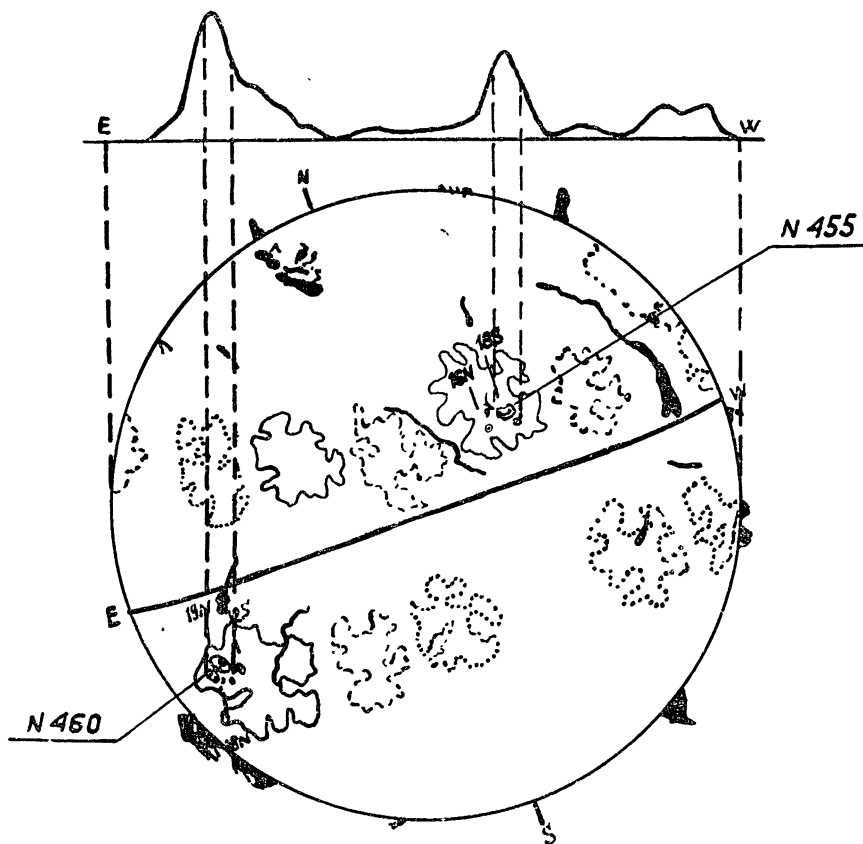


Рис. 2. Отождествление ЛИ на записи медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца с группами пятен. Наблюдения проводились 21 ноября 1968 г., $\lambda = 3,2$ см.

Группы № 7 и № 21 (январь 1969), схема отождествления которых показана на рис. 3, принадлежали классу *J*. Параметры пятен и ЛИ хорошо удовлетворяют нашим критериям. Каждая группа имела одно

главное пятно с полутенью и несколько пор. Средняя высота этих групп $h = 0,032 R_{\odot}$ в два раза больше высот групп пятен класса D , рассмотренных в двух предыдущих случаях. Это различие далеко выходит за пределы случайных ошибок.

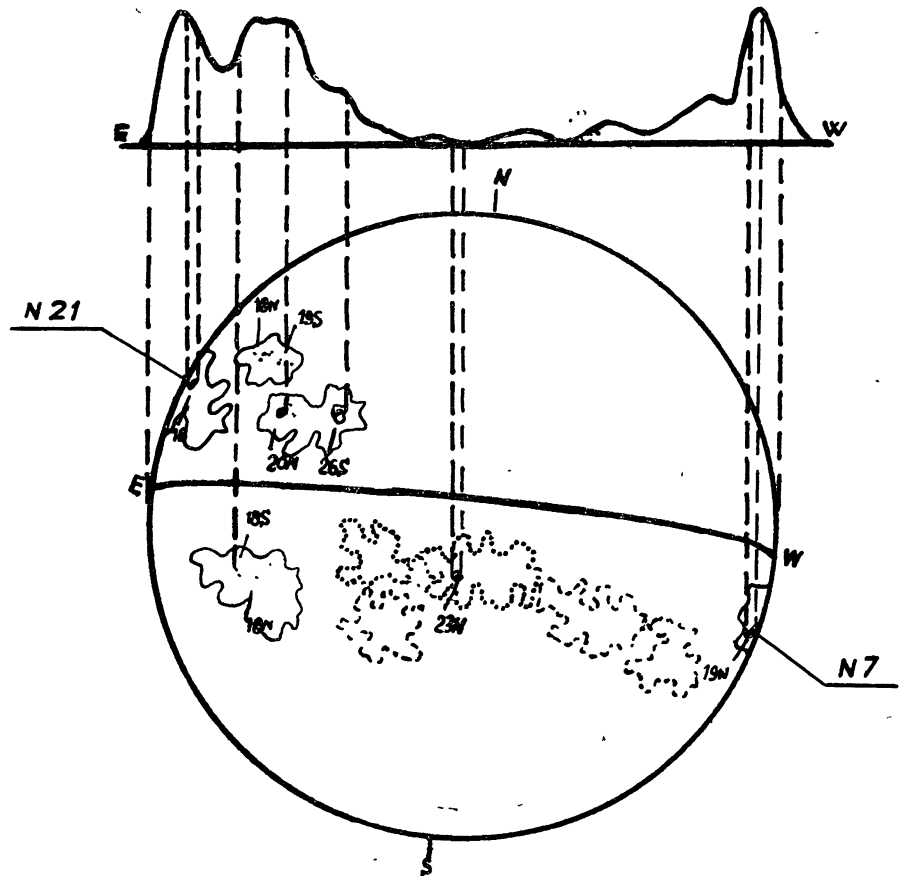


Рис. 3. Отождествление ЛИ на записи медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца с группами пятен. Наблюдения проводились 18 января 1969 г., $\lambda = 3,2$ см.

В случае групп пятен № 366 и № 368 (август 1970) условие подобия структур групп на фотосфере выполняется только с некоторой оговоркой. Группа № 368 состояла из двух больших пятен в голове и хвосте группы и множества мелких пятен между ними. Западная часть группы № 366 имела биполярную структуру, подобную структуре всей группы № 368, но кроме того к ней относилось отдельное пятно с полутенью на восточной оконечности группы. Оно имело ту же северную магнитную полярность, что и хвостовая часть группы № 366. Как видно из записи на волне 3,2 см, это хвостовое пятно имело отдельный ЛИ радиоизлучения (см. рис. 4), что позволило нам рассматривать биполярную часть группы № 366 как самостоятельное образование, подобное по своей структуре всей группе № 368. Исходя из этого, была найдена высота ЛИ $h = 0,015 R_{\odot}$, приведенная в табл. 1.

Для трех рассмотренных нами случаев, включавших пять групп пятен класса D , значения высот оказались удивительно близкими—от

0,015 до $0,018 R_{\odot}$, не выходящими за пределы ошибок измерений $(0,005 - 0,010) R_{\odot}$.

По-видимому, высоты около 11000 км являются действительно характерными для групп пятен класса *D* на волне 3,2 см. Из одного случая

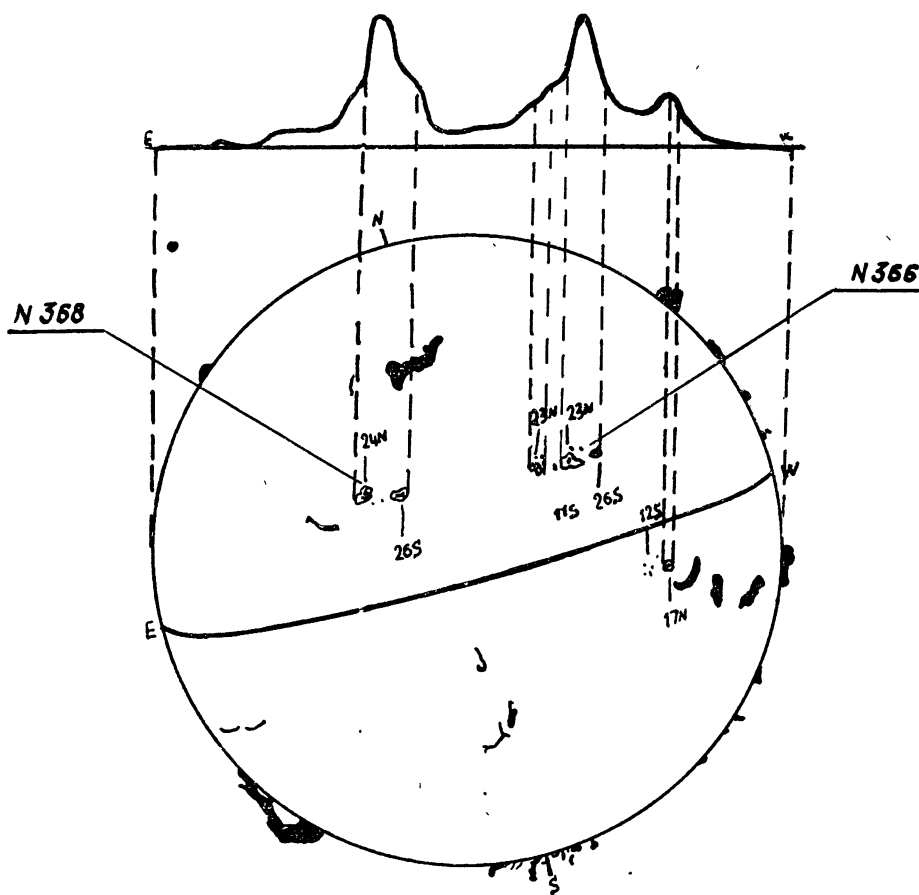


Рис. 4. Отождествление ЛИ на записи медленно меняющейся компоненты радиоизлучения Солнца с группами пятен. Наблюдения проводились 11 августа 1970 г., $\lambda = 3,2$ см.

измерения высоты для групп пятен класса *J*, давшего вдвое большее значение высоты, нельзя ничего сказать даже о средних значениях высот небольших униполярных групп пятен. Однако возможность существования у этих пятен ЛИ с высотами 23000 км несомненна. Такие высоты несовместимы с представлениями о магнитотормозной природе механизма генерации радиоизлучения ЛИ [9]. В общем, естественно, что небольшие пятна, имеющие в среднем меньшие магнитные поля [10], не обеспечивают проникновения в корону уровней с полями ~ 1000 э, что необходимо для образования достаточно интенсивного источника излучения на волне 3,2 см (излучение тепловых электронов на 2-й и 3-й гармониках гирочастоты). Однако вопрос о природе излучения ЛИ в этом случае остается открытым.

В заключение статьи авторы выражают благодарность В. И. Макарову за предоставленные пластинки с изображением Солнца.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Исханова, Изв. ГАО, № 164, 62 (1960).
2. В. Н. Исханова, Изв. ГАО, № 162, 29 (1958)
3. В. В. Виткевич, Труды пятого совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 149.
4. G. Swarup, T. Kakinuma, *Astrophys. J.*, **136**, 975 (1962).
5. G. Swarup et al., *Astrophys. J.*, **137**, № 4, 1251 (1963).
6. А. П. Молчанов, Н. Л. Кайдановский, Н. Г. Петерова, Солнечные данные, № 3, 68 (1961).
7. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх, Изв. ГАО, № 164, 81 (1960).
8. С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Н. А. Есепкина, О. Н. Шиврис, Изв. ГАО, № 164, 3 (1960).
9. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик, В. Я. Гольнев, А. Н. Коржавин, В. Г. Нагнибеда, Н. Г. Петерова, Изв. ГАО, № 185, 167 (1970).
10. Солнечная система, 1. Солнце, под ред. Койпера, ИЛ, М., 1957.

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНОСТЯХ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ *V* - и *S*- КОМПОНЕНТ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

С. И. Арбузов, А. И. Коршунов, В. М. Фридман

Для решения ряда задач, связанных с радиоизлучением Солнца, представляет интерес разделение и исследование *V*- и *S*-компонент излучения.

Под величиной *V*-компоненты или так называемого уровня излучения «спокойного» Солнца понимают некий уровень излучения при отсутствии на диске Солнца активных образований [1]. Определение величины *V*-компоненты производится различными методами [1-5, 10, 12].

В настоящей работе выделение уровня излучения «спокойного» Солнца проводилось на основе метода построения гистограмм плотностей потоков полного солнечного радиоизлучения, предложенного в [6]. При этом уровню излучения «спокойного» Солнца соответствует наименее вероятнейший минимальный поток радиоизлучения Солнца за данный период времени.

Был проведен статистический анализ данных мировой радиослужбы Солнца за период последнего одиннадцатилетнего цикла солнечной активности на длинах волн 2—30 см.

Необходимо отметить, что применение метода построения гистограмм для выделения *V*-компоненты стало возможным только в последние годы, когда на ряде станций (нами использовались данные станций Японии, ГДР и Канады) была достигнута высокая относительная точность измерений полных потоков радиоизлучения Солнца, составляющая единицы процентов.

Характер построенных гистограмм имеет достаточно простую форму в годы минимальной активности Солнца и сложен в годы активного Солнца. В годы малой активности Солнца наименее вероятнейшему минимальному потоку радиоизлучения, т. е. величине *V*-компоненты, будет соответствовать значение первого максимума огибающей гистограммы. В годы активного Солнца наличие большого числа различных по интенсивности локальных источников приводит к сильной изрезанности гистограмм, что делает затруднительным, а подчас и невозможным, выделение *V*-компоненты непосредственно по первому максимуму гистограммы. Поэтому уровень излучения «спокойного» Солнца для этих лет определялся путем подсчета от левого края гистограмм известной величины, соответствующей относительной точности измерения полных потоков радиоизлучения той или иной станции. Точность измерения находилась по ширине первого максимума гистограмм, построенных для лет, когда Солнце было в минимуме активности.

Проверка полученных данных уровня излучения «спокойного» Солнца проводилась по зависимости полных потоков солнечного радиоизлучения от площади пятен. Найденные (экстраполицией площади пятен к нулю) значения *V*-компоненты отличаются от величин *V*-компоненты, полученных из гистограмм, не более чем на 5%. Причем величина потока

излучения «спокойного» Солнца, найденная из гистограмм, как правило, меньше.

Результаты определения уровня излучения «спокойного» Солнца представлены на рис. 1. Здесь для каждой из исследуемых длин волн построены графики зависимости величины B -компоненты от года одиннадцатилетнего цикла активности. Из рис. 1 следует, что уровень излучения «спокойного» Солнца непостоянен в течение цикла активности.

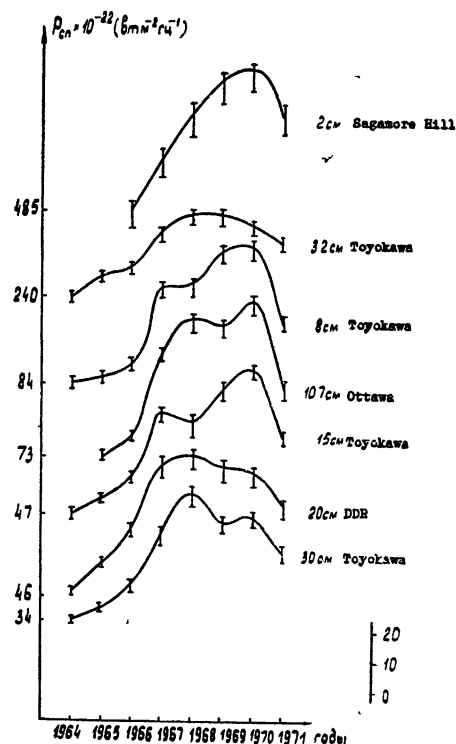


Рис. 1. Уровень излучения «спокойного» Солнца для различных длин волн в течение двадцатого одиннадцатилетнего цикла активности.

одиннадцатилетнего цикла солнечной активности.

В годы минимальной активности вид построенных спектров является классическим, мало отличающимся от вида спектра, найденного из теоретических соображений для теплового тормозного механизма излучения [1], и по результатам наблюдений за 1964 год [4]. С ростом активности происходит общий сдвиг спектра B -компоненты в сторону больших плотностей потоков, причем величина сдвига более или менее одинакова для всех длин волн. Это проиллюстрировано на рис. 2, где для разных лет активности построены спектры величины $P_{\Delta} = P_{\text{сн}} - P_{\text{сн}}^{1964}$.

Вид спектров P_{Δ} свидетельствует о том, что описанные выше изменения спектров B -компоненты, по-видимому, связаны с увеличением потока радиоизлучения Солнца в целом. Последнее совпадает с выводами работ [10, 11].

Метод гистограмм был применен также для изучения свойств медленно меняющейся (S) компоненты радиоизлучения Солнца. Поскольку имеющиеся данные позволяли найти спектры S -компоненты практически для любого интервала времени в течение одиннадцатилетнего цикла, представляло интерес исследование спектров S -компоненты, определен-

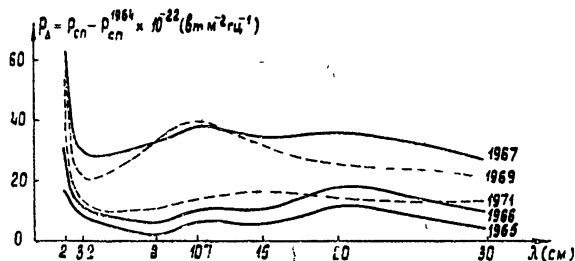
ной «спокойного» Солнца непостоянен в течение цикла активности. На отдельных длинах волн он изменяется в годы максимума в 1,5—2 раза по отношению к годам минимума активности. Четко видно наличие в течение одиннадцатилетнего цикла двух максимумов уровня излучения «спокойного» Солнца, причем величина и положение этих максимумов меняются в зависимости от длины волны.

На существование двух максимумов солнечной активности указывалось в работах Гневышева [7—9]. Однако полученные нами результаты интересны тем, что, во-первых, эти два максимума характерны не только для изменения общего потока радиоизлучения Солнца, но также для вариаций его минимального потока, не связанного непосредственно с излучением отдельных локальных областей. Во-вторых, наличие двух максимумов прослеживается вплоть до коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн.

Были построены спектры B -компоненты для различных лет

ных для промежутков времени, в течение которых на видимой части Солнца находилась лишь одна группа пятен, имеющая существенно большую площадь, чем все остальные. Можно предположить, что в это время на видимой части Солнца находился локальный источник радиоизлучения, дающий основной вклад в медленно меняющуюся компоненту.

Рис. 2. Спектры величины $P_{\Delta} = P_{\text{сп}} - P_{\text{сп}}^{1964}$ для различных лет солнечной активности.



Были выбраны соответствующие промежутки времени и построены для них ежедневные спектры S -компоненты в интервале длин волн 2—30 см.

Анализ полученных спектров (нами было построено 12 групп для различных лет солнечной активности) показал, что их вид существенным образом зависит от положения группы пятен на диске Солнца. Так, при появлении группы пятен из-за восточного края диска в некоторых спектрах S -компоненты существует отрицательная разность плотностей потоков на 3 и 2 см ($\Delta P = P_{\lambda=3} - P_{\lambda=2} < 0$). С продвижением группы пятен к центру диска ΔP уменьшается, обращается в нуль и меняет знак на противоположный. При заходе группы за диск ΔP вновь становится отрицательным. Это проиллюстрировано на рис. 3а, где для конкретных случаев показана зависимость величины ΔP от дней прохождения групп пятен по диску Солнца. За нулевой принят день нахождения группы пятен в центре диска.

В ряде спектров наблюдаются только положительные ΔP за весь промежуток времени нахождения группы на диске (рис. 3б). Однако и здесь имеет место увеличение ΔP при движении группы пятен к центру диска и уменьшение ΔP при движении группы от центра диска к краю. Можно предположить, что такие изменения разности плотностей потоков S -компоненты на 3 и 2 см вызваны разной направленностью излучения пятенной и флоккульной составляющих S -компоненты.

Изучение спектров S -компоненты в диапазоне длин волн от 3 до

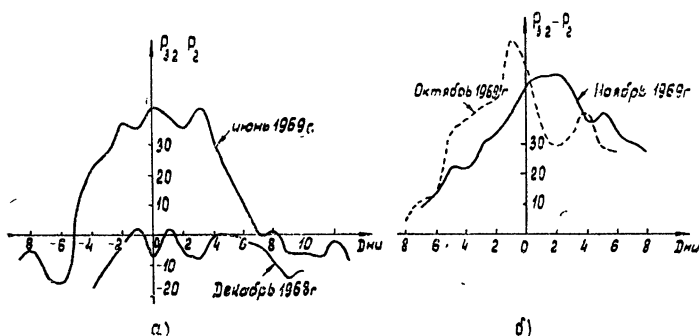


Рис. 3. Зависимость величины разности плотностей потоков солнечного радиоизлучения на 3 и 2 см $P_3 - P_2$ от дней прохождения группы пятен по диску Солнца.

30 см показало, что обычно в те дни, когда группа пятен находится в центральной части диска Солнца, спектры имеют, как правило, вид кривой с резко выраженным максимумом в районе 8—10 см (рис. 4). Однако при восходе и заходе группы пятен в ходе спектров присутствуют два максимума (рис. 4). В половине из рассмотренных спектров максимумы наблюдаются на 3 и 10 см, в остальных—на 8 и 15 см (рис. 5 а, б).

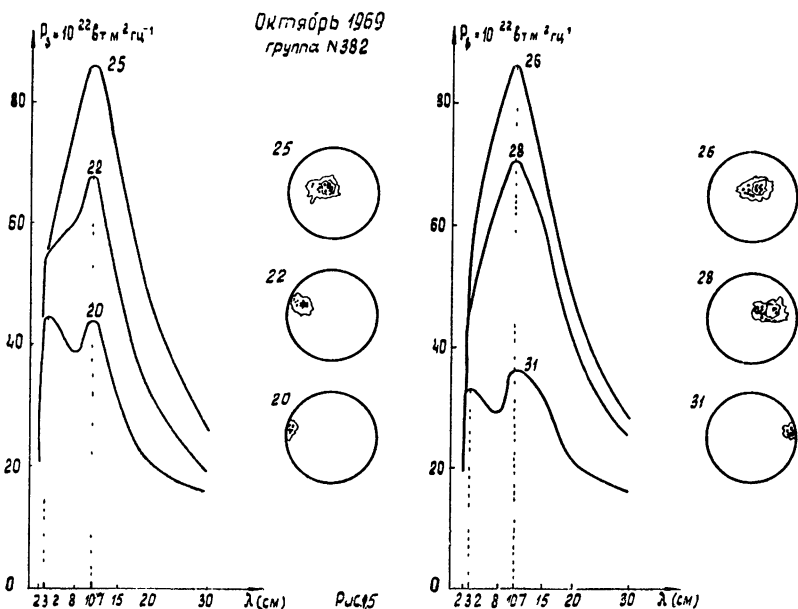


Рис. 4. Изменение спектра S-компоненты за время прохождения соответствующей группы пятен по диску Солнца.

Оказалось, что максимумы в спектрах на 3 и 10 см характерны для мощных групп пятен, а максимумы на 8 и 15 см для менее мощных групп. По нашим данным, если при прохождении группы пятен через центральный меридиан поток S-компоненты на 8—10 см составлял более $70 \cdot 10^{-22}$ вт/м² · гц, то при восходе и заходе такой группы в спектре наблюдались максимумы на 3 и 10 см. Если поток был менее $70 \cdot 10^{-22}$ вт/м² · гц, то наблюдались максимумы на 8 и 15 см.

Полученные данные были применены также для выяснения возможности прогнозирования некоторых проявлений активности на Солнце (высышек).

Были выбраны дни за период с 1966 по 1970 гг., когда на Солнце происходили вспышки балла 2 и выше, и прослежено изменение наклона спектра S-компоненты в диапазоне длин волн 3—8 см за интервалы времени, предшествующие этим дням.

Проведенный анализ показал, что в 70% случаев наблюдается резкое уменьшение наклона спектра в указанном выше диапазоне длин волн за день-два до вспышки, а в ряде случаев наблюдается отрицательный наклон спектра, что соответствует критерию Танака — Какинума [13].

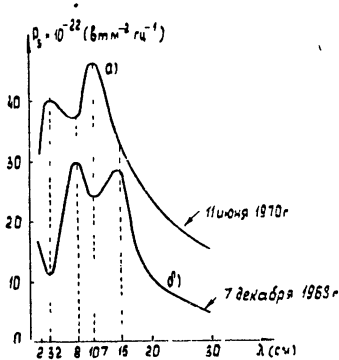


Рис. 5. Характерные спектры S-компоненты для положения группы пятен вблизи края солнечного диска.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность М. М. Корбину за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков, Радионизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
2. Arthur E. Covington, Gladys A. Harvey, *Astrophys. J.*, **132**, № 2, 435 (1960).
3. N. B. Labrum, *Austral. J. of Phys.*, **13**, № 4, 700 (1960).
4. M. K. Das Gupta, D. Basu, *Nature*, **208**, № 5012, 739 (1965).
5. A. Krüger, H-St. Michel, *Nature*, **206**, № 4984, 601 (1965).
6. И. Ф. Белов, А. И. Коршунов, В. М. Фридман, *Геомагнетизм и аэрономия*, **10**, № 1, 136 (1970).
7. М. Н. Гневывшев, *Астрон. ж.*, **40**, вып. 3, 401 (1963).
8. А. Анталова, М. Н. Гневывшев, *Астрон. ж.*, **42**, вып. 2, 253 (1965).
9. M. N. Gnevyshev, *Solar Physics*, **1**, № 2, 107 (1967).
10. Н. С. Соболева, *Изв. ГАО*, № 185, 183 (1970).
11. С. Земба, А. Михалец, *Солнечные данные*, № 9, 101 (1971).
12. Н. Танака, *Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ.*, № 11, 41 (1964).
13. Н. Танака, Т. Кakinuma, *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*, **18**, 32 (1964).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
18 августа 1972 г.

УДК 523.164

О ТУРБУЛЕНТНОМ УСКОРЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ИСТОЧНИКАХ ДВИЖУЩИХСЯ РАДИОВСПЛЕСКОВ IV ТИПА

В. В. Зайцев

Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о тесной связи между источниками движущихся радиовсплесков IV типа и источниками всплесков II типа [1]. В тех случаях, когда корреляция между двумя типами всплесков была очевидной, наблюдались три основных класса движущихся источников. Это, во-первых, изолированные компактные источники, которые могли удаляться от поверхности Солнца на расстояния до $6R_{\odot}$. Во-вторых, источники типа широкого продвигающегося фронта. В-третьих, источники, представляющие собой совокупность продвигающегося фронта и расширяющейся магнитной арки. Пример последнего класса источников, наблюдавшихся на австралийском радиогелиографе, представлен на рис. 1 [2]. Здесь источник всплеска IV типа состоял из трех компонент, располагавшихся на линиях продвигающегося в короне фронта. С другой стороны, сопоставление положения источника с соответствующими картами магнитных полей, полученными в тот же период времени, показывает сильную аналогию общей структуры движущегося фронта с расширяющейся магнитной аркой, причем направление расширения приблизительно перпендикулярно направлению исходного магнитного поля.

В дальнейшем мы остановимся именно на этом третьем классе источников. В данном случае происхождение совместных событий II и IV типов можно представить следующим образом.

Когда скорость расширяющейся арки превышает альфвеновскую скорость в невозмущенной короне, арка начинает играть роль магнитного поршня, перед которым возникает бесстолкновительная ударная волна, приблизительно перпендикулярная невозмущенному магнитному полю. Во фронте ударной волны в результате развития токовой неустойчивости генерируются плазменные колебания, которые и являются источником всплесков II типа.

Максимум интенсивности радиоизлучения II типа наблюдается обычно несколько раньше максимума в излучении IV типа. Поэтому можно предполагать, что фронт ударной волны, генерирующий всплеск II типа, активирует также расположенный сзади протяженный источник IV типа. Процесс активации может быть связан в данном случае с аномально быстрым нагревом и ускорением электронов во фронте ударной волны за счет плазменной турбулентности.

В результате действия такого процесса за фронтом ударной волны возникает протяженный шлейф неизотермичной плазмы с высокоэнергичными электронами. Быстрые электроны захватываются в ловушку и, когда их накапливается там достаточно много, начинают генерировать широкополосный диффузный всплеск IV типа.

Если же энергия электронов, ускоренных плазменной турбулентностью, оказывается недостаточной для генерации всплеска IV типа,

фронт ударной волны может играть роль инжектора для последующего дополнительного ускорения электронов за счет ионно-звуковой неустойчивости, развивающейся в протяженном шлейфе неизотермичной плазмы внутри магнитной ловушки.

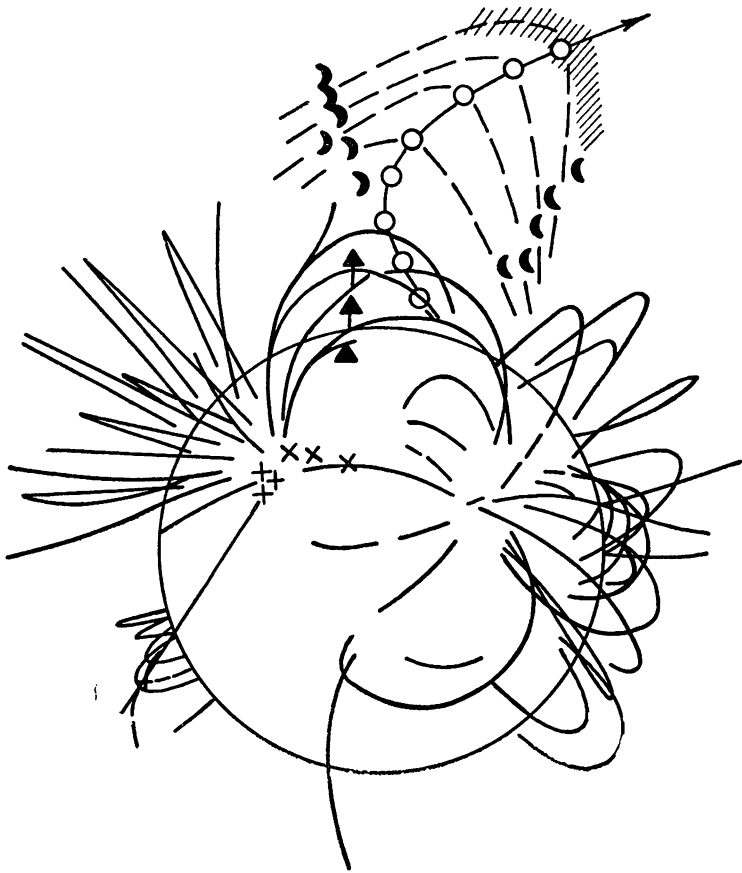


Рис. 1. Положение источника движущегося радиовсплеска IV типа в различные моменты времени (пунктир) на частоте 80 МГц [2] относительно силовых линий магнитного поля в активной области; \blacktriangleright — правополяризованная компонента; \blacktriangleleft — левополяризованная компонента; \circ — неполяризованная компонента; штриховкой указана предполагаемая локализация фронта бесстолкновительной ударной волны.

Необходимо заметить, что существование такого шлейфа за фронтом ударных волн, распространяющихся в солнечной короне, было подтверждено экспериментально в работе [3].

Плазменная турбулентность генерируется во фронте ударной волны за счет токовой неустойчивости, когда скорость относительного дрейфа электронов и ионов начинает превышать тепловую скорость электронов (рис. 2). Такая неустойчивость называется иногда бунемановской неустойчивостью.

В бунемановской неустойчивости роль пучка играют ионы, а электроны определяют дисперсионные свойства возбуждаемых колебаний. Поэтому неустойчивость и связанный с ней напрев удобно рассматривать в системе координат, неподвижной относительно центра электронного распределения, как это изображено на рис. 2.

В этой системе координат дисперсионное уравнение для продольных колебаний плазмы имеет следующий вид:

$$1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2} - \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_{Li}^2}{(\omega - kv_0)^2} = 0. \quad (1)$$

Уравнение описывает возбуждение плазменных волн с частотой $\omega \approx \omega_{Le}$, близкой к ленгмюровской частоте электронов. Фазовая скорость возбуждаемых волн $\omega/k \approx v_0$ порядка скорости лучка, а инкремент

$$\gamma(t) = \begin{cases} \omega_L \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3}, & v_0 > \sqrt{3} v_{Te}(t) \\ 0, & v_0 < \sqrt{3} v_{Te}(t) \end{cases} \quad (2)$$

пропорционален кубическому корню из отношения масс электронов и ионов. Он слабо зависит от скорости лучка, пока последняя больше $\sqrt{3} v_{Te}(t)$ и резко уменьшается при $v_0 < \sqrt{3} v_{Te}(t)$.

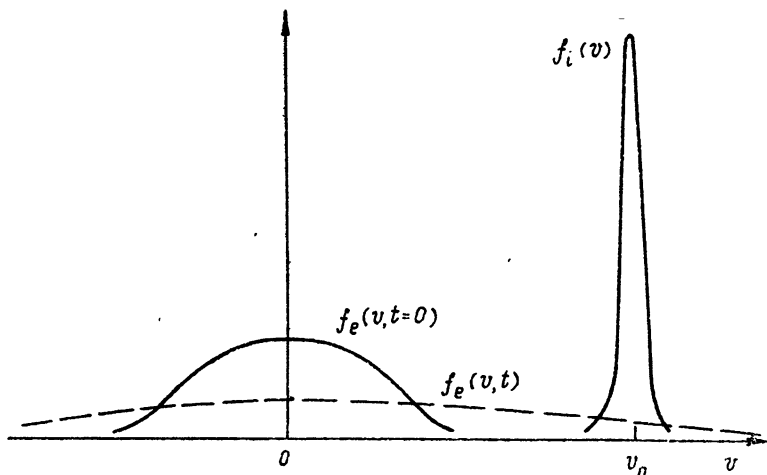


Рис. 2. Функции распределения электронов и ионов $f_{e,i}(v)$ во фронте бесстолкновительной ударной волны в системе координат, связанной с электронами; v_0 —относительная скорость дрейфа.

Развивающаяся ленгмюровская турбулентность прет главным образом электроны. Нагрев имеет адиабатический характер и приводит к постепенному расширению электронной функции распределения. Расширение может происходить до тех пор, пока средняя тепловая скорость электронов v_{Te} не станет порядка скорости дрейфа v_0 (рис. 2). После этого происходит срыв гидродинамической неустойчивости.

К моменту срыва неустойчивости плазма во фронте ударной волны становится неизотермичной с температурой электронов, значительно превышающей температуру ионов ($T_e \gg T_i$). Кроме того, у электронной функции распределения возникает относительно длинный «хвост», в котором скорости частиц могут значительно превышать скорость дрейфа (рис. 2).

Простейший анализ аномального нагрева электронов в результате бунемановской неустойчивости можно провести с помощью следующей системы уравнений:

1) уравнения для средней электронной температуры

$$\frac{dT_e}{dt} = 4\gamma(T_e) \frac{W_L}{\kappa n_0}; \quad (3)$$

2) уравнения для плотности энергии плазменных волн в неустойчивой области спектра

$$\frac{dW_L}{dt} = 2\gamma(T_e) W_L - \chi(T_e) W_L W_L^*; \quad (4)$$

3) уравнения для плотности энергии плазменных волн W_L^* и нерезонансной (устойчивой) области спектра

$$\frac{dW_L^*}{dt} = \chi(T_e) W_L W_L^*, \quad (5)$$

куда они попадают в результате индуцированного рассеяния на электронах. Эффективность индуцированного рассеяния здесь характеризуется коэффициентом $\chi(T_e)$, зависящим от средней электронной температуры T_e . В уравнении (3) κ — постоянная Больцмана, n_0 — концентрация плазмы во фронте ударной волны.

Эта система нелинейных уравнений относительно легко исследуется. Фазовые траектории системы на плоскости (W_L, W_L^*) изображены на рис. 3. Прямая l характеризует здесь линию срыва генерации, на которой инкремент неустойчивости обращается в нуль. Первый случай (рис. 3 а) соответствует большому коэффициенту индуцированного рассеяния $\chi(T_e)$. В этом случае происходит частичная стабилизация бунемановской неустойчивости за счет индуцированного рассеяния и аномально большого нагрева электронов может не быть. Второй случай (рис. 3 б) соответствует относительно малым значениям коэффициента индуцированного рассеяния $\chi(T_e)$. Здесь имеет место аномальный нагрев электронов и срыв гидродинамической неустойчивости*.

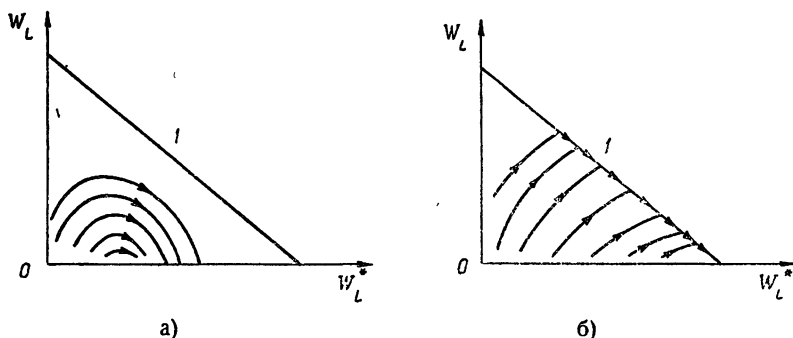


Рис. 3. Фазовые траектории системы уравнений (4), (5): а) при стабилизации бунемановской неустойчивости, б) при срыве неустойчивости из-за аномального нагрева электронов во фронте ударной волны.

В типичных условиях генерации всплесков II типа реализуется, как правило, второй случай.

Подобный анализ позволяет, например, получить следующие оценки для движущегося всплеска IV типа, наблюдавшегося 21 марта 1969 г.

* На конечной стадии нагрева турбулентность является сильной и уравнения (3)—(5) теряют силу. В этом случае рис. 3 б иллюстрирует лишь качественную сторону процесса, а приводимые ниже оценки справедливы по порядку величины.

и изображенного на рис. 1. Наблюдаемая скорость ударной волны $v_{уд} \approx 980$ км/сек, что при числе Маха $M \approx 2$ соответствует альфвеновской скорости в невозмущенной короне $v_A \approx 490$ км/сек. Степень не-изотермичности плазмы в источнике IV типа, возникающая в результате аномального нагрева электронов во фронте ударной волны, $T_e/T_i \approx 4 \div 6$. Это соответствует тепловой энергии электронов $\varepsilon \approx 0,5$ кэв. «Хвост» электронной функции распределения может обеспечить существование в источнике IV типа значительного количества быстрых электронов с энергией $\varepsilon \gtrsim 10$ кэв.

Такие электроны, будучи захваченными в ловушку, не могут, разумеется, давать синхротронное излучение. С точки зрения рассмотренной модели в данном событии наиболее вероятен не синхротронный, а та или иная разновидность плазменного механизма генерации всплеска IV типа. Более детальный анализ указанного здесь механизма возникновения быстрых электронов в источниках движущихся всплесков IV типа будет опубликован в *Астрономическом журнале*.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. F. Smerd, G. A. Dulk, Robert Howard (ed), Proc. of IAU Symp., № 43 616 (1971).
2. R. T. Stewart, K. V. Sheridan, Solar Physics, 12, 229 (1970).
3. C. Lacombe, B. M. Pederson, Astron., Astrophys., 15, 406 (1971).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
27 октября 1972 г.

УДК 523.164.32

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТАХ С ПЕРИОДАМИ ОТ 30 ДО 60 мин В СПЕКТРАХ ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3 см

В. И. Алешин, М. М. Кобрин, А. И. Қоршунов

Изучение флуктуаций солнечного радиоизлучения выявило наличие ряда квазипериодических компонент с периодами от 100 сек до 20 мин [1]. При достаточно продолжительном времени наблюдения можно было также обнаружить компоненты с периодами около 60 мин. Однако солнечное происхождение этих компонент вызывало сомнение, поскольку они могли быть обусловлены крупномасштабными неоднородностями атмосферы. Поэтому в 1969 году были проведены специальные эксперименты, цель которых заключалась в поиске в спектре флуктуаций солнечного радиоизлучения квазипериодических компонент с периодами от 30 до 60 мин [2].

Прием радиоизлучения Солнца осуществлялся квазинулевым методом путем сравнения принимаемых от Солнца сигналов на двух близких частотах [3]. При таком приеме уменьшается влияние флуктуаций усиления приемника и боковых лепестков диаграммы направленности антенны, а уменьшение крутизны диаграммы позволило не предъявлять очень жестких требований к сопровождению Солнца антенной. Наконец, примененный метод наблюдения позволил резко ослабить эффекты, связанные с условиями распространения радиоволн в атмосфере Земли, правда, ценой уменьшения полезного сигнала.

Известно, что флуктуации параметров атмосферы приводят к соответствующим флуктуациям распространяющегося сигнала. Изменения показателя преломления вызывают флуктуации, обусловленные рефракцией и дифракцией на неоднородностях атмосферы. Поскольку эксперименты проводились на сантиметровых волнах, где даже по отношению к мелкомасштабным неоднородностям тропосферы ($l_0 \approx 35$ м) соблюдаются условия геометрической оптики ($\lambda^2 L^2 \ll l_0^3$), то дифракционными эффектами можно пренебречь [4]. При достаточном удалении от резонансных линий поглощения в газах атмосферы Земли коэффициент преломления в сантиметровом диапазоне волн практически не зависит от частоты. Ниже рассмотрим влияние флуктуаций коэффициента поглощения на регистрируемый сигнал.

Температуру антенны, наведенной на Солнце, для приемных каналов соответствующих частот можно записать в следующем виде:

$$T_{a_1} = T_{\text{атм}} [1 - \exp(-\gamma_1)(1 + \Delta\gamma_1)] + \frac{1}{2k} S_1 f_1 I_1 (1 + \Delta\gamma_1) \exp(-\gamma_1) + \frac{1}{2k} S_1 f_1 \Delta I_1 \exp(-\gamma_1),$$

$$T_{a_2} = T_{\text{атм}} [1 - \exp(-\gamma_2)(1 + \Delta\gamma_2)] + \frac{1}{2k} S_2 f_2 I_2 (1 + \Delta\gamma_2) \times \\ \times \exp(-\gamma_2) + \frac{1}{2k} S_2 f_2 \Delta I_2 \exp(-\gamma_2),$$

где $T_{\text{атм}}$ — среднее значение температуры атмосферы у земной поверхности; γ — полное поглощение на луче зрения; k — постоянная Больцмана; f — нормированная диаграмма направленности антенны; S — поверхность антенны; I — поток радиоизлучения Солнца; ΔI — флуктуации потока радиоизлучения Солнца; $\Delta\gamma$ — относительные флуктуации полного поглощения. Члены порядка $\Delta I/\gamma$ в этих выражениях опущены.

При сравнении принимаемых сигналов на выходе приемного устройства регистрируется сигнал, пропорциональный величине

$$\Delta T = \left[T_{\text{атм}} \exp(-\gamma_1) \Delta\gamma_1 + \frac{1}{2k} S_1 f_1 I_1 \Delta\gamma_1 \exp(-\gamma_1) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2k} S_1 f_1 \Delta I_1 \exp(-\gamma_1) \right] \eta - \\ - \left[T_{\text{атм}} \exp(-\gamma_2) \Delta\gamma_2 + \frac{1}{2k} S_2 f_2 I_2 \Delta\gamma_2 \exp(-\gamma_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2k} S_2 f_2 \Delta I_2 \exp(-\gamma_2) \right],$$

где η — коэффициент, пропорциональный затуханию, вводимому в один из приемных каналов, и подбираемый из условия, что $\Delta T = 0$ при $\Delta\gamma_1 = \Delta\gamma_2 = 0$, $\Delta I_1 = \Delta I_2 = 0$. Пренебрегая малым вкладом в температуру антенны, создаваемым собственным излучением атмосферы и его флуктуациями, и вводя обозначения

$$T_0 = (T_{a_1} + T_{a_2})/2, \quad I_0 = (I_1 + I_2)/2,$$

а также, полагая, что $S_1 f_1 / S_2 f_2 \approx 1$, относительное приращение температуры антенны можно записать:

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{I_2}{I_0} \exp(-\gamma_2) \left(\frac{\Delta I_1}{I_1} - \frac{\Delta I_2}{I_2} \right) + \frac{I_2}{I_0} \exp(-\gamma_2) (\Delta\gamma_1 - \Delta\gamma_2).$$

Легко видеть, что отношение первого члена, определяемого радиоизлучением Солнца, к второму, характеризующему влияние флуктуаций поглощения, зависит от величины флуктуаций и от частотных зависимостей излучения Солнца и поглощения.

Если предположить, что наблюдаемые квазипериодические компоненты обусловлены только флуктуациями поглощения, т. е. $\Delta I_1 = \Delta I_2 = 0$, то, учитывая величины флуктуаций поглощения по данным работ [5, 6] и их малое различие на двух близких частотах, можно заключить,

что в нашем эксперименте величина $\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{I_2}{I_0} \exp(-\gamma_2) (\Delta\gamma_1 - \Delta\gamma_2)$

не должна быть больше $\frac{\Delta T}{T_0} \approx 5 \cdot 10^{-6}$, что значительно меньше наблюдаемого значения

$\frac{\Delta T}{T_0} \approx 5 \cdot 10^{-4}$.

Следует также отметить, что приведенные в работе [7] характерные

спектры флуктуаций горизонтальной скорости ветра, температуры и коэффициента преломления в атмосфере Земли показывают, что в интервале периодов от минут до нескольких часов отсутствуют какие-либо периодические компоненты.

Для наблюдения использовался радиотелескоп с зеркалом диаметром 4,5 м, смонтированный на экваториальной установке и имеющий супергетеродинный приемник с флуктуационным порогом чувствительности по одному каналу $0,2^\circ\text{K}$ при времени интегрирования 32 сек. Частоты регистрируемых сигналов были 9870 и 9670 МГц (основной и зеркальный каналы супергетеродина). Средняя температура антенны, наведенной на Солнце, при приеме по одному каналу $T_a \approx 7000^\circ\text{K}$, при приеме по обоим каналам $T_{a_1} - T_{a_2} \approx 200^\circ\text{K}$.

Проверка возможного вклада в спектр флуктуаций нестабильности работы аппаратуры производилась по записи сигнала от стандартного генератора шума — газоразрядной лампы. Наблюдения осуществлялись при полностью безоблачном небе и при высотах Солнца над горизонтом не менее 9° .

Для обработки были отобраны записи, на которых не отмечалось раскомпенсации сигналов: 31.07.69 г. с $6^{\text{h}} 25^{\text{m}}$ по $11^{\text{h}} 30^{\text{m}}$; 18.08.69 г. с $4^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ по $14^{\text{h}} 15^{\text{m}}$ и 19.08.69 г. с $4^{\text{h}} 10^{\text{m}}$ по $8^{\text{h}} 45^{\text{m}}$ UT*.

Полученные данные обрабатывались на ЭВМ БЭСМ-4. После предварительной стационаризации записи путем скользящего усреднения находились автокорреляционные функции и их спектры (см. [8]).

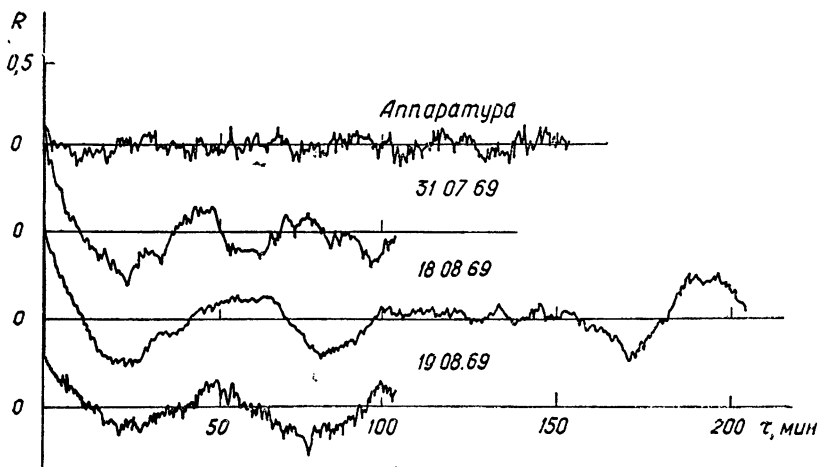


Рис. 1. Автокорреляционные функции записей флуктуаций радиоизлучения Солнца и генератора шума.

На рис. 1 приведены полученные таким образом автокорреляционные функции записей радиоизлучения Солнца и генератора шума. Четко виден периодический характер автокорреляционных функций, полученных из записей радиоизлучения Солнца, с периодом около 40—50 мин. Относительная величина этих колебаний $\Delta T/T_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$. На рис. 2 показаны спектры этих функций. Определение доверительных интервалов для спектральной плотности проводилось по методу, изложенному в работе [9]. Следует вместе с этим отметить, что указанный способ обработки записей представляет собой по отношению к спектру фильтр

* Раскомпенсация может произойти при изменении наклона спектра принимаемого радиоизлучения, вызываемого развитием активных областей на Солнце.

низких частот и приводит к некоторой зависимости определяемой величины периода от выбираемого интервала усреднения и длительности реализации.

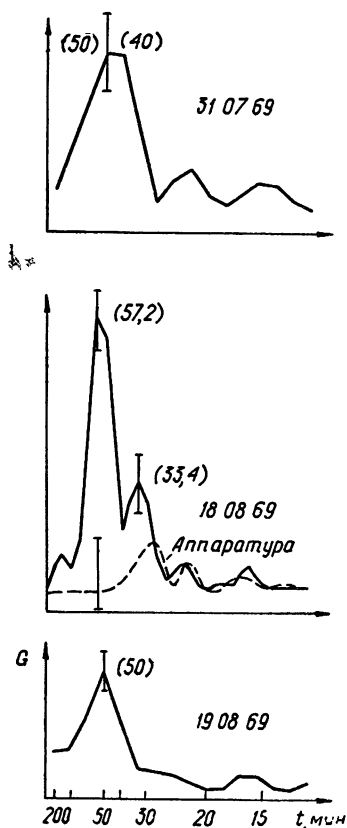


Рис. 2. Спектры автокорреляционных функций.

собственными механическими колебаниями Солнца** [11]. Маловероятно, чтобы эти квазипериодические флуктуации были связаны с колебаниями активных областей, так как величина периода сохранялась с 31.07.69 г. до 19.08.69 г., т. е. за время, в течение которого все активные области перешли на невидимую сторону Солнца. Однако не исключена возможность, что физические условия в центрах активности могут способствовать канализации соответствующих волн. Более вероятными механизмами возникновения линии с периодом $t \approx 50$ мин могут быть резонансные явления в супергранулах и собственные колебания Солнца. Легко видеть, что периодам в 50 мин соответствуют длины волн на поверхности Солнца, близко совпадающие с линейными размерами супергранул (примерно 32000 км)***. При резонансе в супергранулах, в случае их однородности, следует ожидать также линий с кратными периодами. К сожалению, в наших экспериментах значения спектральной плотности в этих диапа-

Из рассмотрения автокорреляционных функций и спектров записей радиоизлучения Солнца и генератора шума можно заключить, что наблюдавшаяся периодичность сигнала с периодом $t \approx 50$ мин не связана с приемным устройством, так как на контрольных записях эти линии полностью отсутствуют. Это и приведенные ранее оценки дают основание полагать, что наблюдаемые квазипериодические компоненты флуктуаций сигнала с периодом около 50 мин имеют солнечное происхождение. Для коротких записей линия с периодом 50 мин имеет довольно большую ширину. Полученная из более продолжительной реализации 18.08.69 г., эта линия делится на две более узкие с периодами 57 и 33 мин.

Эти периодические компоненты могут быть проявлением либо каких-то колебательных процессов в атмосфере Солнца, либо следствием существования на Солнце образований, время жизни которых соответствует наблюдаемой периодичности.

В полученных линиях $\Delta t/t \leq 0,4$, а в настоящее время неизвестно о существовании на Солнце образований, дисперсия времени жизни которых для наблюдавшихся периодов не превышала бы этой величины.

Колебания в солнечной атмосфере с соответствующими периодами могут быть обусловлены колебаниями в активных областях*, колебаниями в супергранулах, резонансными явлениями в хромосфере, а также

* Колебания с периодами $t \approx 40$ мин наблюдались во время всплесков в поляризованном излучении на волне 3 см [10]

** На эти колебания, вообще говоря, могут накладываться и другие более длительные процессы [12].

*** Возможность существования таких волн в хромосфере была показана в работе [13].

зонах лежат в пределах доверительного интервала. Для оценки роли колебаний в супергранулах очень ценными могли бы быть наблюдения за изменениями со временем высоты хромосферы, проводившиеся 18.08.69 [14]. Малая длительность наблюдений (20 мин) позволила авторам только предположить наличие медленных колебаний высоты хромосферы с периодом более 20 мин. В работе [15] приводятся данные об изменении высоты хромосферы в пределах одной супергранулы, которые могут свидетельствовать в пользу существования колебаний с периодом около 50 мин, но опять-таки малая длительность наблюдений (42 мин) не позволяет судить с необходимой точностью о величине периода и характере наблюдаемого процесса, хотя данные о синхронности движений в различных супергранулах могли бы способствовать выяснению механизма наблюдавшихся движений.

Заметные горизонтальные движения в верхней фотосфере, повторяющиеся через промежутки времени около 40 мин, описаны в работе [16]. В этой же работе показано, что соответствующие компоненты в теллурических линиях отсутствуют.

Наличие двух линий в спектре с некратными периодами может быть объяснено существованием двух мод колебаний в супергранулах, резонансом альфвеновских волн в хромосфере [19] или обертонами собственных колебаний Солнца*. Мы ограничимся анализом ряда моделей Солнца для выяснения возможности возникновения наблюдавшихся линий как следствия собственных колебаний Солнца. Рассмотренные модели различаются их химическим составом и отношением длины пути перемещения конвективных элементов l к высоте однородной атмосферы H . Методика расчета периодов пульсаций звездных моделей аналогична описанной в [17, 18], но в отличие от нее коэффициент непрозрачности во внешней части оболочки звездных моделей (при $T < 2000000^\circ$) вычислялся по аппроксимационной формуле, предложенной Кристи [20]. Во внутренней части оболочки коэффициент поглощения находился из таблиц Кюкса и Стюарта [21] линейной интерполяцией по температуре и плотности. Задавая массу, радиус, светимость, химический состав и отношение l/H , можно проинтегрировать уравнение равновесного состояния Солнца от поверхности вглубь. Интегрирование производилось до слоев с температурой 4 млн. градусов**. При этом в зонах, где нарушалось условие лучистого равновесия, и, в частности, в зонах критической ионизации водорода и гелия, расчет потока энергии выполнялся с учетом лучистого и конвективного переносов. Степень ионизации определялась из решений уравнения Саха. После построения модели оболочки Солнца период пульсаций подбирался таким образом, чтобы амплитуда колебаний радиуса с приближением к поверхности не обращалась в $\pm \infty$. Полученное решение соответствует собственным пульсациям Солнца.

Таким образом были определены периоды основного тона и первого обертона радиальных солнечных пульсаций. Решение найдено для следующих моделей, различающихся химическим составом по массе.

1. H — 80%, He — 19,96%, остальных элементов z — 0,04%;
2. H — 50%, He — 49,6% и z — 0,4%;
3. H — 20%, He — 79,6% и z — 0,4%. Результаты расчета, выполненного на БЭСМ-4, приведены на рис. 3, где периоды основного тона и первого обертона даются для моделей 1, 2, 3 в зависимости от отношения l/H .

* Если только обнаруженная 18.08.69 линия с периодом $t \approx 33$ мин не является случайным явлением, связанным, например, с активной областью

** При расчете периода пульсаций можно этим ограничиться, так как значительная часть энергии колебаний сосредоточена во внешних слоях пульсирующей звезды.

Сравнение полученных данных в предположении, что период 33 мин является первым обертоном, показывает, что наиболее близкое совпадение наблюдаемых 18.08.69 г. линий с расчетными имеет место для модели 3 с $l/H \leq 0,5$. Однако, без учета линии $t \approx 33$ мин, основной тон соответствует более широкому кругу моделей.

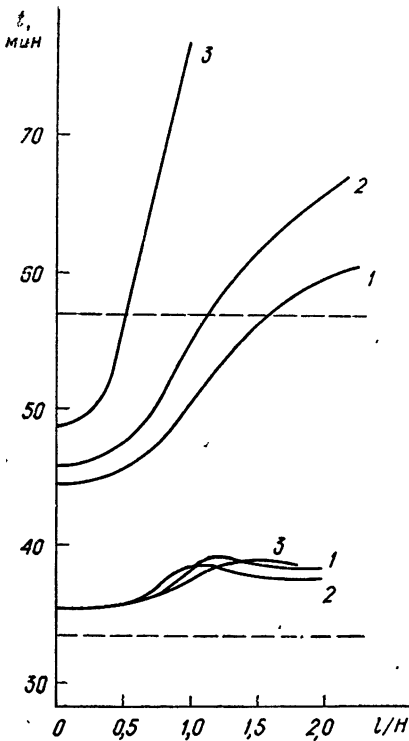


Рис. 3. Величины периодов основного тона и первого обертона собственных колебаний Солнца в зависимости от отношения l/H , вычисленные для моделей 1, 2, 3.

В заключение авторы приносят свою благодарность И. Ф. Белову и Б. В. Тимофееву за участие в создании приемной аппаратуры и С. А. Жевакину за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. S. Durasova, М. М. Кобрин, О. I. Yudin, Nature, 229, №5282, 83 (1971).
2. М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, А. К. Чандаев, Астрон циркуляр, № 575 (1970).
3. И. Ф. Белов, М. М. Кобрин, А. И. Коршунов, Б. В. Тимофеев, Солнечные данные, № 11 (1969).
4. В. И. Татарский, Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
5. Н. А. Арманд, Радиотехника и электроника, 6, № 12, 1961 (1961).
6. К. С. Станкевич, Радиотехника и электроника, 13, № 9, 1570 (1968).
7. Динамика крупномасштабных атмосферных процессов, Тр. Международного симпозиума, изд. Наука, М., 1965.
8. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, А. К. Чандаев, О. И. Юдин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 11, № 12, 1782 (1968).

Механическая энергия этих колебаний для неадиабатических пульсаций составляет $10^{30} \div 10^{31}$ эрг и почти одинакова для всех моделей (при относительном изменении интенсивности излучения 10^{-4}). Учитывая, что наблюдаемая энергия солнечных вспышек достигает $10^{32} \div 10^{33}$ эрг [20], по-видимому, следует принимать во внимание возможность ударного возбуждения колебаний Солнца. Время затухания этих колебаний в e раз составляет ~ 600 периодов (~ 1 месяц) для модели 2 и $l/H = 1,5$.

Точность эксперимента и недостаточность проведенных расчетов не позволяют пока сделать более определенное заключение о механизме наблюдавшейся модуляции радиоизлучения.

Для повышения точности определения количественных характеристик изучаемых колебаний необходимо в первую очередь увеличить время наблюдения и, таким образом, частотное разрешение. Последнее представляется особенно важным в случае собственных колебаний Солнца, так как выбор модели влияет не только на величину периода колебаний, но и существенно сказывается на ширине линии [11].

9. N. Frank, J. Edmonds, *Astrophys. J.*, **144**, № 2, 733 (1966).
10. Н. Н. Ерушев, Л. И. Цветков, *Международный симпозиум по солнечно-земной физике*, Л., 1970.
11. J. Cox, I. A. U., *Symposium*, № 28, 3 (1967).
12. Г. Я. Васильева, А. А. Калиняк, *Солнечные данные*, № 5 (1970).
13. P. Main, *C. r. Acad. Sci.*, **260**, № 7, 1867 (1965).
14. Ю. В. Платов, Н. С. Шилова, *Солнечные данные*, № 12 (1970).
15. J. V. Platov, N. S. Shilova, *Sol. Phys.*, **19**, № 1, 52 (1971).
16. F. L. Deubner, *Sol. Phys.*, **17**, № 1, 6 (1971).
17. В. И. Алешин, *Астрон. ж.*, **44**, 1228 (1967).
18. В. И. Алешин, *Астрон. ж.*, **45**, 95 (1968).
19. J. V. Hollweg, *Cosm. Electrod.*, **2**, 423 (1972).
20. Christy, *Astrophys. J.*, **144**, 108 (1966).
21. А. Н. Кокс, Г. Н. Стюарт, *Научные информации*, 15 (1969).
22. Г. Зирин, *Солнечная атмосфера*, изд. Мир, М., 1969.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
18 августа 1972 г.

УДК 523.164.3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОЯРКОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ФОНА В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

И. Н. Жук

Обзор непрерывного космического радиоизлучения в северном полушарии в декаметровом диапазоне радиоволн производился в Институте радиофизики и электроники АН УССР с помощью западного плеча радиотелескопа УТР-2 [1]. Западное плечо УТР-2 состоит из шести вытянутых вдоль широты рядов широкополосных излучателей. Расстояние между рядами 7,5 м. Каждый ряд состоит из 100 ориентированных вдоль ряда шунтовых вибраторов, расположенных на высоте 3,5 м над поверхностью земли. Расстояние между вибраторами в ряду 9 м. Такая антенна формирует ножевую диаграмму направленности шириной $0,5 \times 21^\circ$ на уровне половинной мощности на средней рабочей частоте 16,7 МГц.

Температура на выходе антенны T_a измерялась с помощью пяти модуляционных радиометров, настроенных на одну из рабочих частот: 12,6; 14,7; 16,7; 20 и 25 МГц. Калибровка радиометров проводилась в начале и конце каждого сеанса измерений с помощью специального высокостабильного шумового генератора, градуировка которого периодически проверялась с помощью эталонного шумового генератора [2]. T_a связана с усредненной по диаграмме антенны температурой фона T и температурой окружающей среды T_0 соотношением

$$T_a = \eta_a T + (1 - \eta_a) T_0, \quad (1)$$

где η_a — коэффициент полезного действия (КПД) антенны.

При калибровке

$$T_a = \eta_k T_s + (1 - \eta_k) T_0, \quad (2)$$

где T_s — эквивалентная температура шумового генератора, η_k — КПД калибровочного кабеля. Таким образом,

$$T = \frac{\eta_k}{\eta_a} T_s + \left(1 - \frac{\eta_k}{\eta_a}\right) T_0. \quad (3)$$

Второе слагаемое в соотношении (3) составляет малую долю от T (меньше 2% даже для «холодных» областей на самой высокой рабочей частоте 25 МГц) и не вносит заметной ошибки в измерения T . Ошибка в измерениях КПД калибровочного кабеля η_k не превышает 2,5%. Точность градуировки T_a не хуже 5%. Потери в антенне состоят из потерь в кабелях запитки излучателей антенны и системе фазирования, а также из потерь в земле. Последние зависят от влажности почвы. На рис. 1 приведена зависимость от склонения δ КПД западного плеча УТР-2, обусловленного потерями в земле, для двух видов почвы: сухой ($\epsilon^* = 4 - j2$) рис. 1 б и влажной ($\epsilon^* = 10 - j10$) рис. 1 а на пяти рабочих частотах. При изменении влажности почвы в широких пределах η_a может изменяться на $\pm 10\%$ и при длительных измерениях это необходимо учитывать. При неконтролируемом изменении влажности почвы погрешность в определе-

нити η_a будет главным источником ошибок в определении температуры распределенного космического излучения. Если же интересоваться не

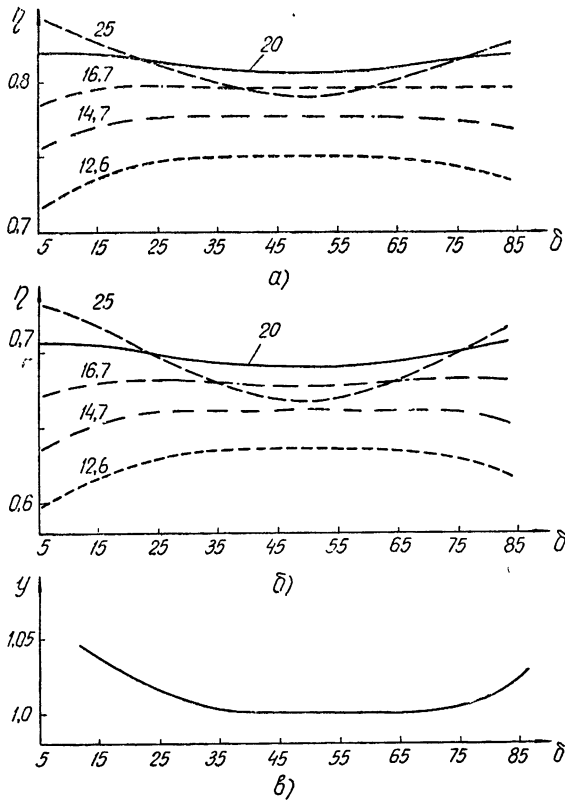


Рис. 1. КПД западного плеча УТР-2, обусловленный потерями в земле:

а) для влажной почвы $\epsilon^* = 10 - j10$,
б) для сухой почвы $\epsilon^* = 4 - j2$.

абсолютным значением T , а частотным спектром космического излучения, т. е. определять величину β , равную по определению

$$\beta = \frac{\lg(T_1/T_2)}{\lg(f_2/f_1)}, \quad (4)$$

то оказывается, что ошибка за счет неконтролируемого изменения влажности почвы при одновременных измерениях температуры фона на всех рабочих частотах резко уменьшается. Это уменьшение ошибки обусловлено тем, что β является функцией отношения $\eta_a^{(1)}/\eta_a^{(2)}$ (здесь, как и в выражении (4), индексами 1, 2 обозначены величины, относящиеся к частотам $f_{1,2}$), которое слабо зависит от параметров почвы. Сказанное иллюстрируется рис. 1 в, где приведена зависимость от δ величины

$$Y = \frac{(\eta_a^{(1)}/\eta_a^{(2)})_{\epsilon^*=4-j2}}{(\eta_a^{(1)}/\eta_a^{(2)})_{\epsilon^*=10-j10}};$$

индексы 1 и 2 относятся соответственно к частотам 25 и 12,6 МГц. Как видно из рисунка, изменение отношения $\eta_a^{(1)}/\eta_a^{(2)}$ при изменении влажности почвы в широких пределах для интервала склонений $22^\circ \leq \delta \leq 75^\circ$ не превышает $\pm 0,5\%$, а для склонений $\delta > 5^\circ$ не превышает $\pm 2,5\%$.

Кроме отмеченных погрешностей, на определение T оказывает влияние поглощение в ионосфере, однако, если проводить измерения только ночью, поглощение на частотах 12,6 — 25 Мгц незначительное. К большим погрешностям в измерениях температуры фона могут приводить частые атмосферники и грозовые разряды, которые увеличивают кажущуюся температуру фона. Поэтому наблюдения распределенного космического излучения, которые проводились в условиях интенсивных атмосферников или грозных разрядов, из обработки исключались и не использовались для определения параметров фона. Суммарная погрешность за счет влияния других факторов (погрешность установки частоты, погрешность регистрирующего устройства и др.) не превышает 3%.

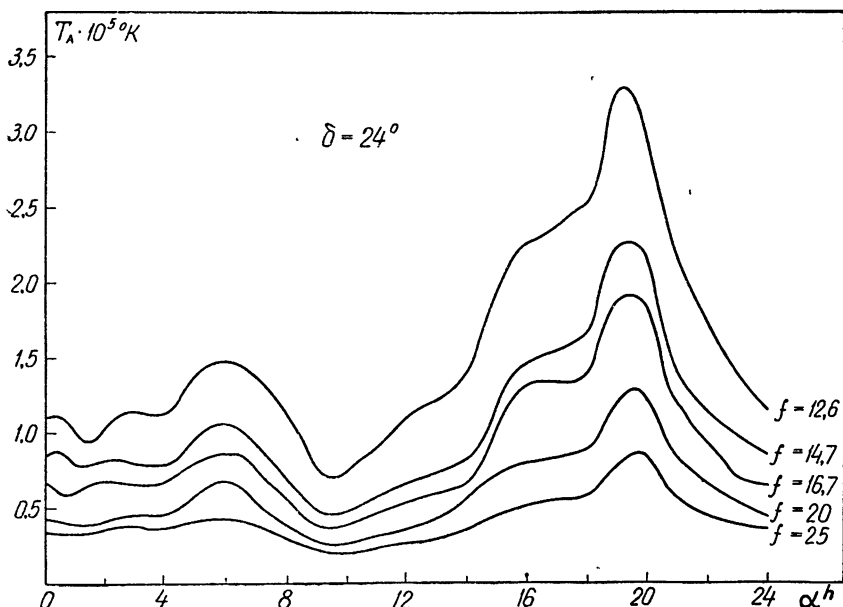


Рис. 2.

В течение 1971—1972 гг. были получены сечения изменения температуры при изменении прямого восхождения α на пяти частотах для 11 фиксированных склонений δ в интервале $5^\circ < \delta < 90^\circ$. Одно из сечений (для $\delta = 24^\circ$) приведено на рис. 2. Как и на высоких частотах, в декаметровом диапазоне наиболее «холодной» областью является область вблизи $l^{\text{II}} = 200^\circ$, $b^{\text{II}} = 45^\circ$, а наиболее «горячая» — область вблизи центра Галактики. «Холодная» область Галактики не имеет больших градиентов, поэтому в этой области наиболее удобно наблюдать частотный спектр даже в случае измерений с антеннами, имеющими различные диаграммы направленности (при условии, что диаграмма не перекрывает область). На рис. 3 приведен частотный спектр распределенного космического излучения в наиболее «холодной» области Галактики в направлении на полюс Галактики и в диске Галактики, построенный по данным работ [3, 4] и по измерениям в ИРЭ АН УССР. В «холодной» области и в направлении на полюс Галактики спектр распределенного космического излучения в диапазоне 12,6 — 404 Мгц остается линейным (в логарифмическом масштабе), что свидетельствует об отсутствии заметного поглощения декаметрового радиоизлучения в этих областях Галактики. В направлении же на диск Галактики наблюдается заметное отклонение

частотного спектра от линейной зависимости в области декаметровых волн. Величина уменьшения индекса β с понижением частоты не может быть объяснена различным сглаживанием антенны на различных рабочих частотах в области больших градиентов температуры фона и, по-видимому, обусловлена либо поглощением в диске Галактики декаметрового излучения, либо реальной вариацией индекса β . На рис. 4 приведена зависимость величины индекса β от галактической широты δ^{II} для $l^{\text{II}} = 90^\circ$ в интервале частот 12,6 — 25 Мгц. В этом случае наблюдается четкий минимум величины индекса β в области диска, а величина изменения β не может быть объяснена ошибками измерений. Аналогичные зависимости наблюдаются и для других галактических долгот.

Рис. 3. Спектр непрерывного космического излучения:

1—данные работы [3], 2—данные работы [4],
3—данные измерений ИРЭ АН УССР.

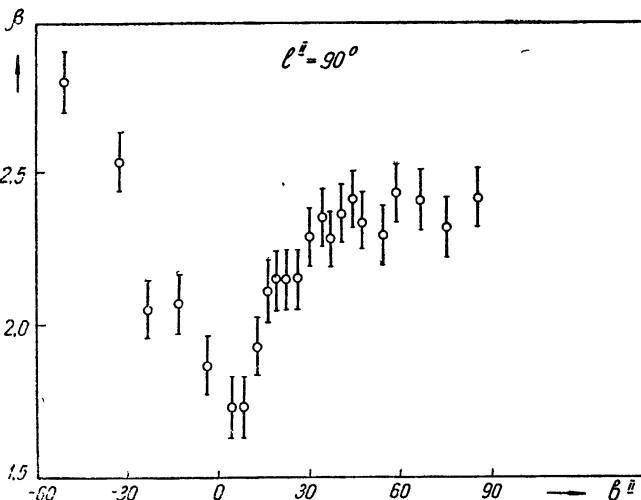
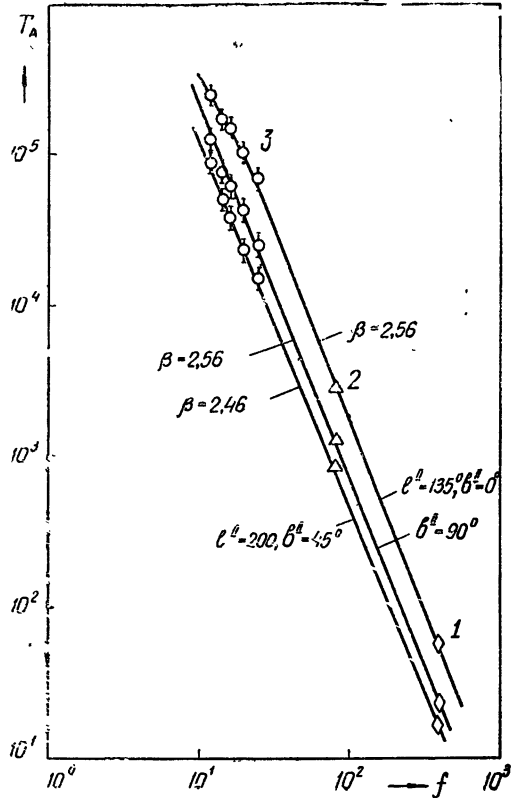


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я Брауде, Ю. М. Брук, П. А. Мельяновский, А. В. Мень, Л. Г. Содин, Н. К. Шарыкин, УТР-2— радиотелескоп декаметрового диапазона волн (основные характеристики), Препринт, № 7, ИРЭ АН УССР, Харьков, 1971.
2. В. Н. Лановой, А. В. Мень, ПТЭ, 47, 1337 (1959).
3. I. I. K. Pauliny-Toth and J. R. Shakeshaft, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 124, 61 (1962).
4. K. W. Yates, Austr. J. Phys., 21, 167 (1968).

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 ноября 1972 г.

УДК 523.164.4

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ФОНА НА ЧАСТОТЕ 10 Мгц

А. В. Антонов

Изучение фоновой компоненты космического радиоизлучения является важной астрофизической задачей. Карты радионеба в северном и южном полушариях позволяют исследовать пространственные характеристики радиоизлучения, крупномасштабные неоднородности типа петель, местного спирального рукава и т. д., а также проверять различные модели строения фоновой компоненты. Наличие обзоров радионеба на различных частотах с одинаковым угловым разрешением позволяет определить спектральные характеристики, которые дают информацию о природе фоновой компоненты и о ее галактической и метagalacticской составляющих.

На высоких частотах по данным различных работ были сделаны полные обзоры радионеба, в частности: Йетис [1] — на 85 Мгц с угловым разрешением $3^{\circ},5 \times 3^{\circ},8$, Дреге и Пристер [2] — на 200 Мгц с разрешением $17^{\circ} \times 17^{\circ}$.

Однако для решения вышеперечисленных задач необходимы обзоры, выполненные с высокой точностью на низких частотах. В южном полушарии имеется карта неба на 10 Мгц, полученная Гамильтоном [3]. Но в северном полушарии подобных измерений не было, и данная работа выполнена для получения полного обзора радионеба на частоте 10 Мгц.

Измерения на низких частотах имеют принципиальную трудность, заключающуюся в существенном влиянии ионосферы Земли. Поэтому проводить их необходимо либо в особых условиях, когда критические частоты в ионосфере очень малы по сравнению с рабочей частотой, как это было у Гамильтона, либо применять методику измерений, учитывающую влияние ионосферы. В данном случае была использована поляризационная методика наблюдений [4], при которой космическое радиоизлучение измерялось в двух компонентах характеристических волн, распространяющихся в ионосфере. При этом сравнительно кратковременные наблюдения позволяют определить поглощение в ионосфере и тем самым восстановить истинное значение космического радиоизлучения.

Прием космического радиоизлучения проводился поляризационной антенной-решеткой, состоящей из 48 турникетных вибраторов, имеющей диаграмму направленности $16^{\circ},5 \times 16^{\circ},5$, управляемую в меридиональной плоскости в секторе $\pm 40^{\circ}$ от зенитного направления. На выходе антенны имелся управляемый блок разделения круговых поляризаций, после которого сигнал записывался в двухканальном компенсационном радиометре. Учет всех ошибок в системе измерений и методике наблюдений позволил обеспечить абсолютные измерения яркостной температуры неба со среднеквадратичной ошибкой 13%.

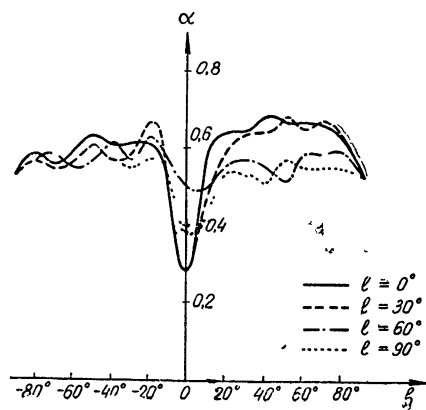
По результатам наблюдений построена карта радионеба в пределах по прямому восхождению от 00^h до 24^h и по δ от 9° до 89° .

Для получения полного обзора необходима стыковка полученных результатов с данными Гамильтона, у которого угловое разрешение было

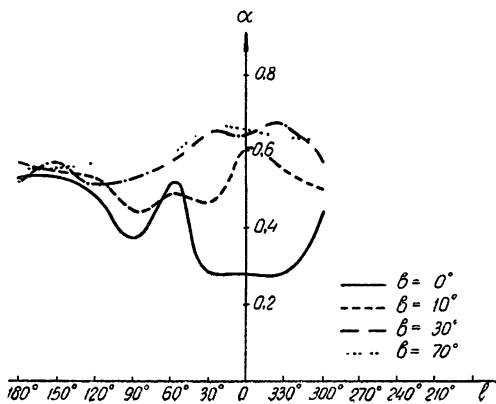
другим и составляло $4^\circ \times 5^\circ$. Поэтому предварительно результаты обеих работ необходимо привести к одной диаграмме. Это требует проведения либо математической обработки полученной карты радионеба методами решения некорректной задачи восстановления с целью приведения ее к угловому разрешению $4^\circ \times 5^\circ$, либо интегрирования результатов Гамильтона диаграммой $16^\circ,5 \times 16^\circ,5$. Ввиду ожидаемых больших ошибок при решении задачи восстановления из-за требуемого значительного обострения диаграммы был применен второй вариант обработки. Результаты обработки показали, что сглаженная карта Гамильтона в месте стыковки, а следовательно, и везде, имеет яркостную температуру¹ в 2,5 раза большую, чем в данной работе.

Измерения Гамильтона были проведены относительным методом и привязаны к точке в южном полушарии, в которой температура определена Хиггинсом и Шайном, а также Эллисом [5, 6]. Анализ этих измерений, проведенный Эндрю [7, 8], показал, что яркостная температура в [5, 6] завышена почти в три раза. Этот вывод совпадает с результатами данной работы, поэтому коррекция сглаженной карты южного полушария была проведена с учетом выявленного расхождения в месте стыковки.

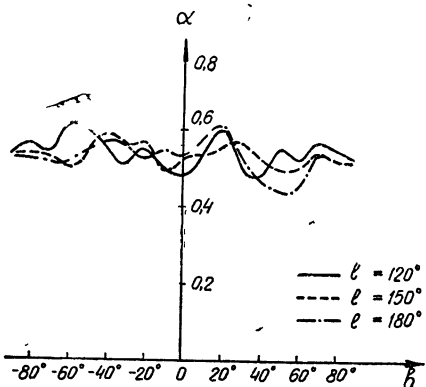
Полученный обзор радионеба в галактических координатах l и b (рис. 1) имеет структуру и детали, аналогичные имеющимся в обзорах на 85 и 200 МГц. Четко выявляется ядро в центре Галактики, минимум в области $l = 190^\circ$ и $b = +50^\circ$ и известные петли в северном и южном полушариях.



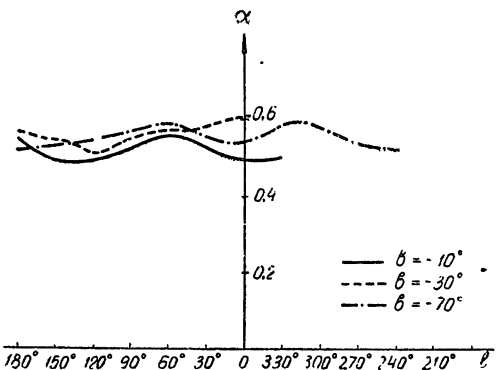
а)



а)



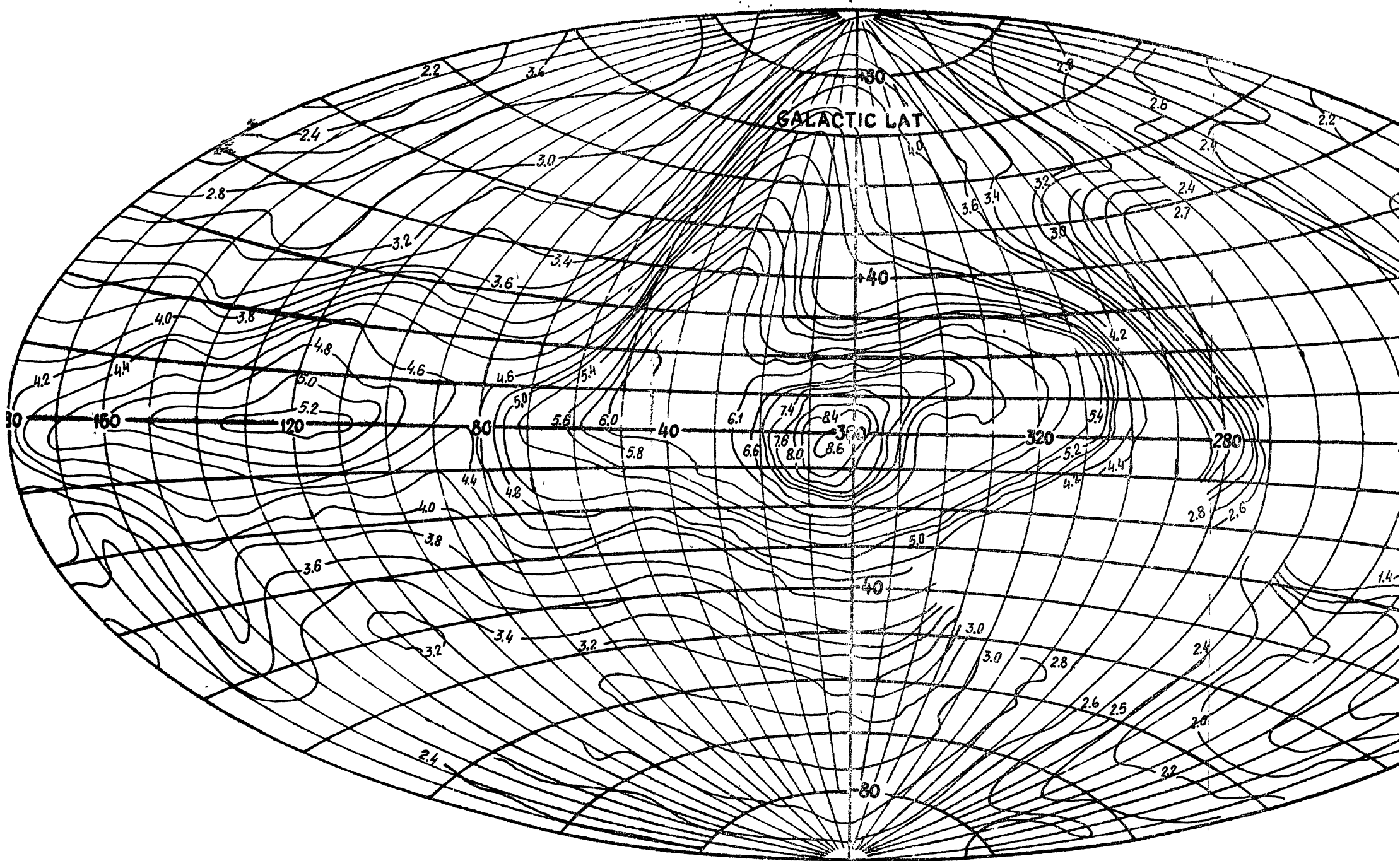
б)



б)

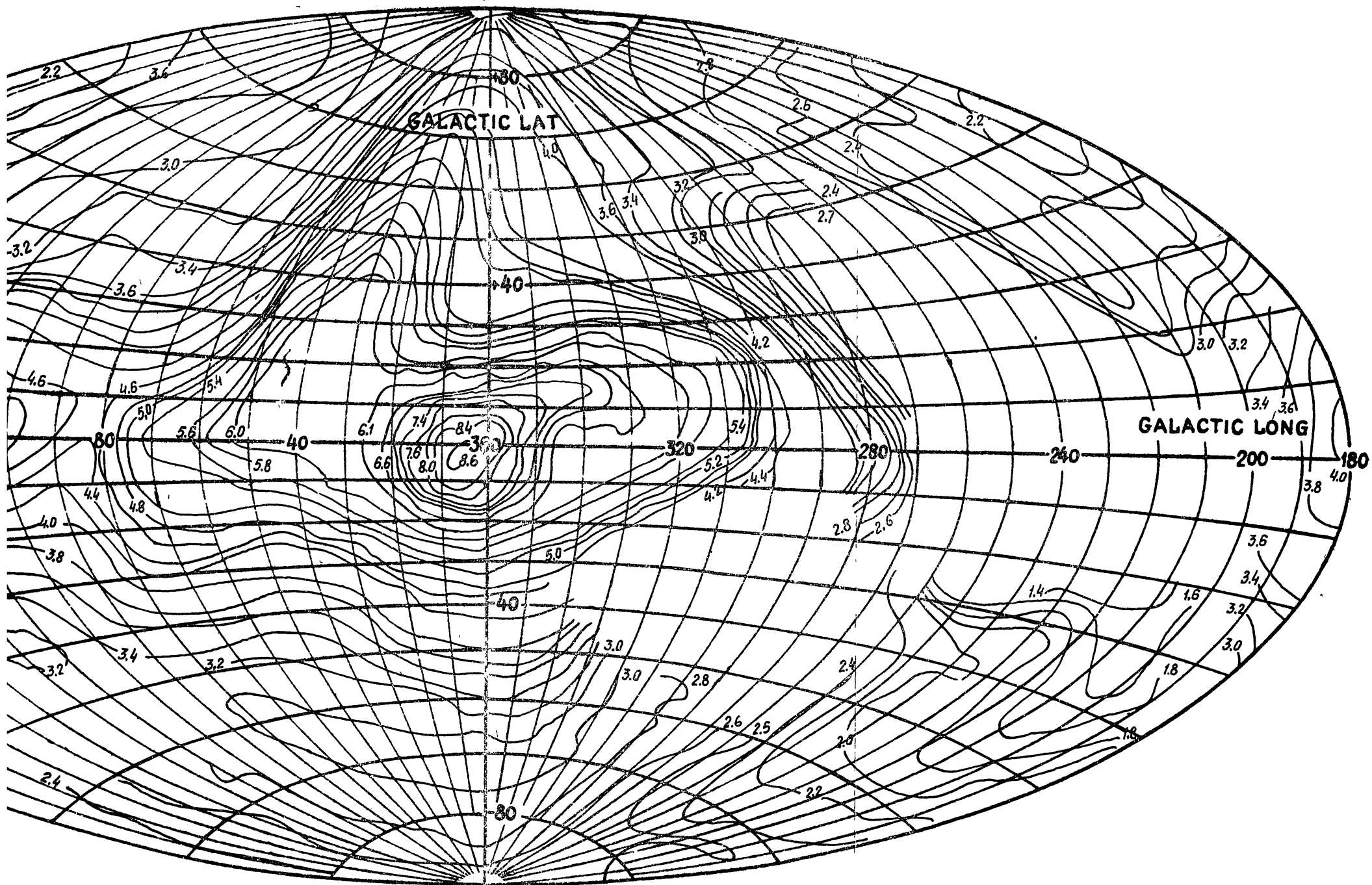
Рис. 2.

Рис. 3.



КОНТУР 10^5 °К,

Рис. 1.



КОНТУР $10^5 \text{ } ^\circ\text{K}$,

Рис. 1.

Для определения пространственного распределения спектрального индекса α был привлечен обзор радионеба на 200 Мгц с угловым разрешением $17^\circ \times 17^\circ$ [2].

Вычисления α проведены с интервалом 30° по l и 10° по b . Они показали, что спектральный индекс меняется в широких пределах от 0,28 до 0,68 и имеет среднее значение 0,58. По результатам вычислений построены разрезы изменения α по широте и долготе в наиболее характерных областях Галактики. Эти результаты представлены на рис. 2 а, б и 3 а, б.

На основании анализа разрезов можно сделать следующие выводы.

1. Спектральный индекс в области северного и южного полюсов одинаков и равен 0,52.

2. В области диска в пределах от -10° до $+10^\circ$ по b наблюдается резкое уменьшение α с минимумом в плоскости диска.

3. Непосредственно в плоскости диска в направлении от антицентра к центру спектральный индекс падает от 0,53 до 0,28. Абсолютный минимум α находится в центре Галактики.

4. Максимальная величина α находится в области разреза по b при $l = 30^\circ$ и равна 0,68. Этот максимум приходится на район Северной петли.

5. Из разреза по b при $l = 180^\circ$ видно, что в области известного минимума космического радиоизлучения в северном полушарии наблюдается уменьшение α до величины порядка 0,44.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Yates, Austr. J. Phys., **21**, 167 (1968).
2. F. Dröge, W. Priester, Z. F. Astrophys., **40**, 40, 4236 (1956).
3. P. Hamilton, R. Haynes, Austr. J. Phys., **21**, 895, 6 (1968).
4. C. G. Little et al, N. B. S. R. S., **68D**, № 8, 859 (1964).
5. C. Higgins, C. Shain, Austr. J. Phys., **8**, 665 (1954).
6. G. Ellis, Mon. Not., **130**, № 6, 429 (1965).
7. V. H. Andrew, Mon. Not., **132**, № 1, 79 (1966).
8. V. H. Andrew, Mon. Not., **143**, № 1, 17 (1969).

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 ноября 1972 г.

УДК 523 164

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ПУЛЬСАРОВ CP 0950 и CP 1133 НА ВОЛНЕ 3,5 м**

Ю. И. Алексеев

В 1972 году на Радиоастрономической станции ФИАН начаты регулярные поляризационные наблюдения радиоизлучения пульсаров на волне 3,5 м. Определяются все четыре параметра радиоизлучения. Наблюдения проводятся на двух антеннах. Горизонтальная составляющая радиоизлучения принимается линией Восток — Запад крестообразного радиотелескопа ДКР-1000. Для приема вертикальной составляющей рядом с ДКР-1000 построена решетка из 32 неподвижных синфазных полотен [1]. Эта антенна позволяет принимать с эффективной площадью от 1500 до 3000 м² радиоизлучение пульсаров, имеющих склонение в пределах от 3° до 47°. Ширина диаграммы в направлении восток — запад по половине мощности около 3°. На выходе поляриметра записываются четыре величины: горизонтальная составляющая, вертикальная составляющая и две суммы этих составляющих с разностями фазовых задержек, различающимися на 90°. Для перехода от зарегистрированных величин к поляризационным характеристикам сигнала помимо обычных калибровок с помощью шумовых генераторов и дискретных источников для определения коэффициентов передачи по мощности производится еще фазовая калибровка для определения разности фазовых задержек в двух трактах приема. Для осуществления фазовой калибровки по неполяризованным дискретным источникам радиоизлучения используется дополнительный тракт приема с небольшой антенной, имеющей поляризацию, наклонную по отношению к поляризациям основных антенн.

Полосы приема используемого поляриметра 150 кГц, постоянные времени 11 мсек.

В настоящем сообщении представлены результаты проведенных в феврале 1972 года измерений поляризации импульсов пульсара CP 0950 и субимпульсов пульсара CP 1133. На рис. 1 представлены копии поляризационных записей этих пульсаров. Определение характеристик излучения сделано для максимумов интенсивности импульсов.

Радиоизлучение пульсара CP 0950 полностью или почти полностью линейно поляризовано. В течение сеанса наблюдения, длительностью около одной минуты, позиционный угол поляризации сохранялся постоянным. В разные дни позиционный угол может быть различным. Точность определения степени поляризации для наиболее сильных импульсов, имеющих интенсивность больше $60 \cdot 10^{-26}$ вт \cdot м⁻² \cdot гц⁻¹, около 20%. С этой точностью круговая поляризация в радиоизлучении CP 0950 отсутствует. Точность определения позиционного угла для наиболее сильных импульсов около 10°.

При определении поляризации субимпульсов пульсара CP 1133 обработка результатов наблюдений проводилась только для тех субимпульсов, интенсивность которых не мала по сравнению с другим субимпульсом этого же импульса. Такое ограничение сделано из опасения, что

недостаточная избирательность по частоте и по времени может привести к значительному влиянию сильного субимпульса на результаты измерения характеристик соседнего более слабого субимпульса.

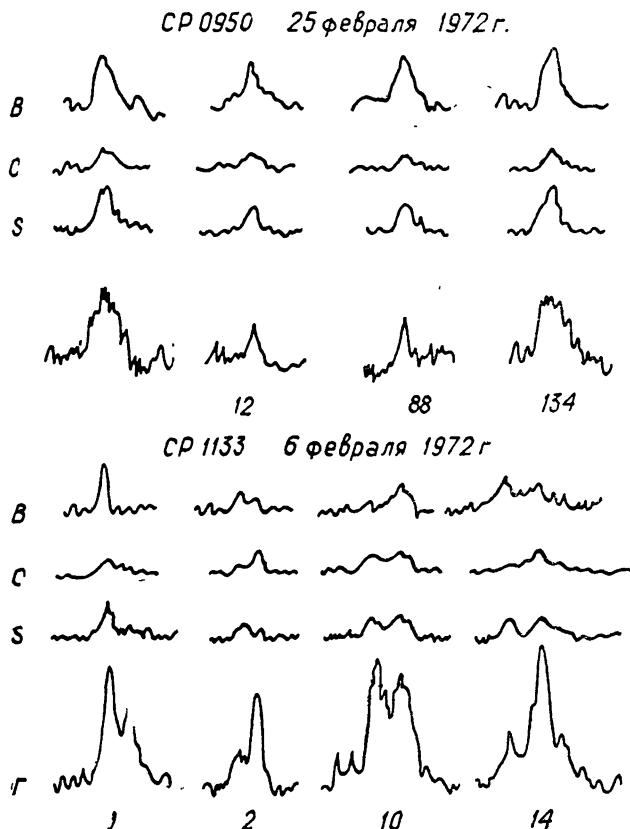


Рис. 1. Копии записей импульсов пульсаров. В—вертикальная составляющая, Г—горизонтальная составляющая, С и S—суммы этих составляющих. 1, 12,... — порядковые номера импульсов.

Основная особенность поляризации радиоизлучения СР 1133 состоит в различии поляризацій первых и вторых субимпульсов. Это различие проявляется в несовпадении позиционных углов для разных субимпульсов одного импульса, в различной средней степени линейной поляризации, в противоположных направлениях вращения круговых составляющих. Первые субимпульсы преимущественно имеют круговую составляющую с правым вращением, вторые субимпульсы — с левым. Позиционные углы от импульса к импульсу в общем не сохраняются. При этом изменения в позиционных углах для разных субимпульсов происходят не одновременно и с различной частотой. Поведение линейно поляризованной составляющей радиоизлучения СР 1133, полученное по результатам наблюдения 6. II. 1972 г., показано на рис. 2, где сплошные линии относятся к первым субимпульсам, пунктирные — ко вторым. Наклоны линий равны позиционным углам, длины отрезков пропорциональны степеням линейной поляризации. Степень линейной поляризации для обоих субимпульсов изменяется в пределах от 20% до 85% с точностью 10%. средняя степень линейной поляризации для первых субимпульсов 60%, для вто-

рых — 40%. Круговая поляризация достигает $50\% \pm 20\%$, но, как правило, она меньше.

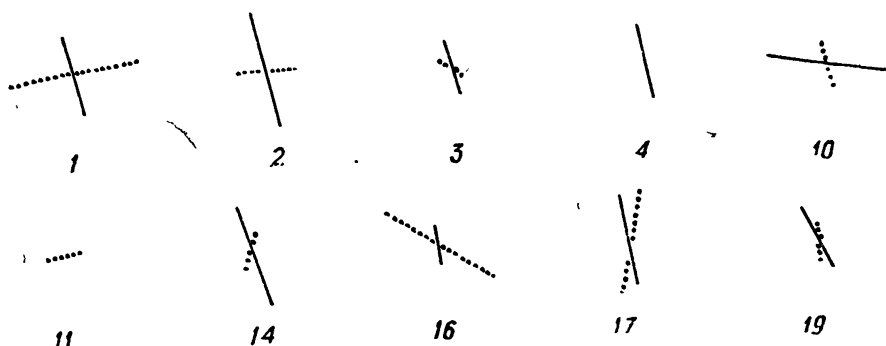


Рис. 2. Позиционные углы и степени линейной поляризации субимпульсов пульсара CP 1133, определенные по записи 6 февраля 1972 г.
1, 2,...—порядковые номера импульсов.

Все отмеченные различия в поляризациях субимпульсов CP 1133 свидетельствуют в пользу того, что их излучение происходит из двух разных областей, различающихся своими характеристиками [2, 3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Алексеев, С. М. Кутузов, М. М. Тяптин, В. Д. Чуйков, Тр. ФИАН, 62, 121 (1972).
2. H. D. Graft, jun. J. M. Comella, Nature, 220, 676 (1968).
3. В. В. Виткевич, В. М. Малофеев, Ю. И. Алексеев, Докл. АН СССР, 205, 307 (1972).

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1972 г.

Примечание при корректуре. На рис 1 в 5-й строке сверху напечатано 12, 88, 134, следует читать 1, 12, 88, 134.

УДК 523.164.3

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНЕ 2 см В ПУЛКОВЕ

В. М. Богод, О. А. Голубчина, В. Г. Миrowsкий,
Т. Б. Пятунина, Н. С. Соболева, И. А. Струков, П. А. Фридман

С августа 1970 г. благодаря усовершенствованию методов юстировки Большого пулковского радиотелескопа и значительному улучшению чувствительности радиометра стали возможными наблюдения на волне 2,04 см ряда дискретных источников радиоизлучения. Радиометр на волне 2,04 см — модуляционный, прямого усиления, с флуктуационной чувствительностью $0,03^\circ\text{K}$ при постоянной времени 1 сек. Эффективная площадь радиотелескопа оценивалась по источникам Лебедю-А, ЗС 273 и Юпитеру и составила около 50 м^2 . Ширина диаграммы направленности, измеренная по источнику ЗС 273 на высоте 30° над горизонтом, равна $44''$ по прямому восхождению.

ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ТУМАННОСТИ ОРИОН-А И ОМЕГА

Согласно данным апертурного синтеза на $\nu = 2695 \text{ Мгц}$ [1] в центре туманности имеется пять плотных конденсаций, являющихся остатками протозвездного комплекса, из которого образовались звезды Тrapeции. Плотности потоков от этих конденсаций достаточно велики, они доступны наблюдениям в наших условиях, поэтому можно было надеяться уточнить некоторые их характеристики. Однако сопоставление ожидаемой и наблюдаемой кривых прохождения (рис. 1) наличия мелкомасштабной структуры не подтверждает. Предельные значения потоков, а также масс и плотностей компонент приведены в табл. 1. При оценке масс облаков M/M_\odot до коллапса принято, что отношение массы ионизованного водорода к массе звезд для конденсаций, как и для всей туманности, равно 0,1. В отличие от известных ранее компактных H II -областей DR-21, IC 1795 массы конденсаций слишком малы для того, чтобы облака нейтрального водорода той же массы могли сколлапсировать при разумных значениях внешнего давления [2, 3]. Если же конденсации

Таблица 1

$\alpha_{1950,0}$	S, ед. потока	$N_e, \text{ см}^{-3}$	M_{HII}/M_\odot	M/M_\odot
$5^{\text{h}} 32^{\text{m}} 46^{\text{s}},9$	} < 4,1	< $2,8 \cdot 10^3$	< 0,08	< 0,8
48,5		< $4,1 \cdot 10^3$	< 0,03	< 0,3
51,2	} < 3,1	< $5,3 \cdot 10^3$	< 0,014	< 0,14
51,7		< $1,8 \cdot 10^3$	< 0,07	< 0,7
56,3		< 3,7	< $2,3 \cdot 10^3$	< 0,06

первоначально состояли из молекулярного водорода, то коллапс начинается уже при внешнем давлении, соответствующем нейтральному газу

с плотностью, равной плотности в центральных частях туманности. Поэтому наиболее вероятным представляется вывод, что конденсации, если они реальны, являются равновесными флуктуациями плотности [3].

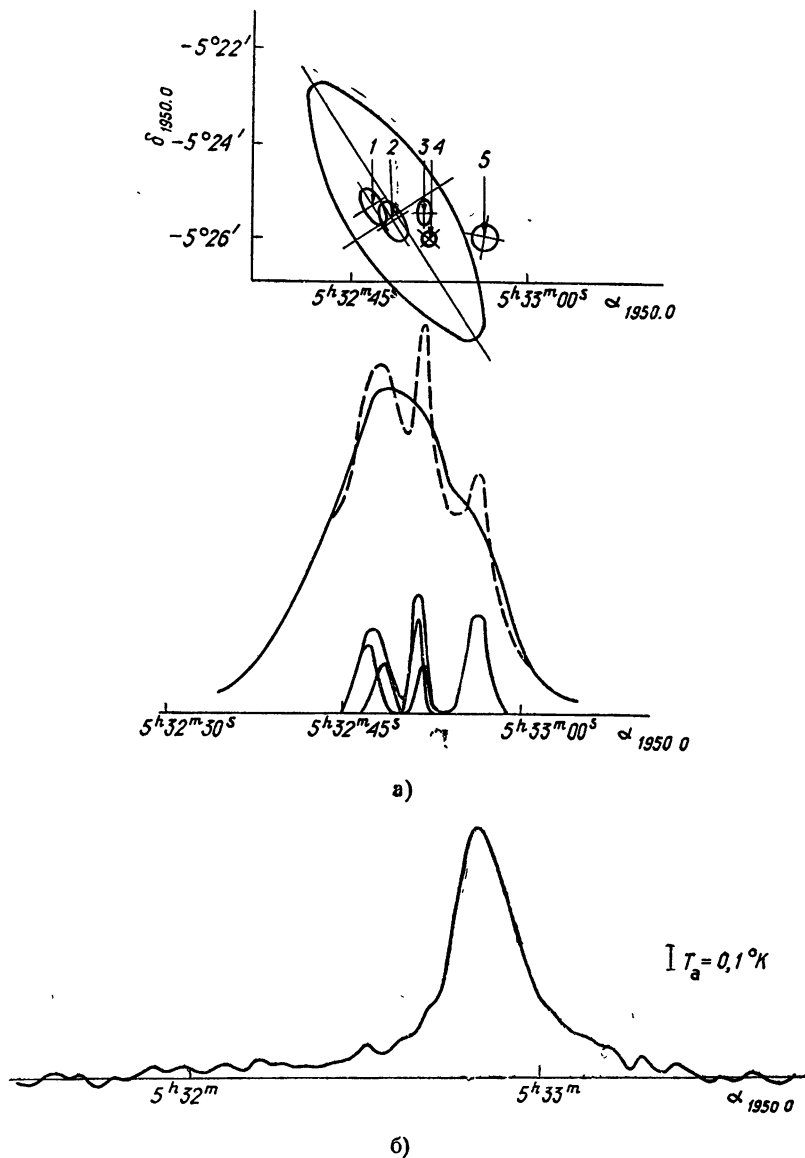


Рис. 1. Орион А.

- а) Модель по данным Уэбстера, Альтенхофа [1]: — — — стрип модели; — — — — ожидаемая кривая прохождения.
 б) Кривая прохождения, исправленная за постоянную времени.

Наблюдения туманности Омега (M 17) позволили обнаружить кроме двух главных компонент $G 15.1-0.7$ и $G 15.0-0.7$, которые не разрешаются при наблюдениях с ножевой диаграммой из-за малого позиционного угла, дополнительный источник с $\alpha_{1950.0} = 18^h 17^m 45^s,7 \pm 0^s,6$ (рис. 2). Привязка координат осуществлялась по Ориону-А и Лебедю-А. Стрип H_{α} -изофот, полученных Гершбергом и Проником [4], обнаружива-

ет увеличение яркости при $\alpha_{1950.0} = 18^h 17^m 46^s,5$, что довольно близко к координате нашего источника. Интересно, что в этом же районе проходит граница мощного пылевого щита, закрывающего большую часть туманности.

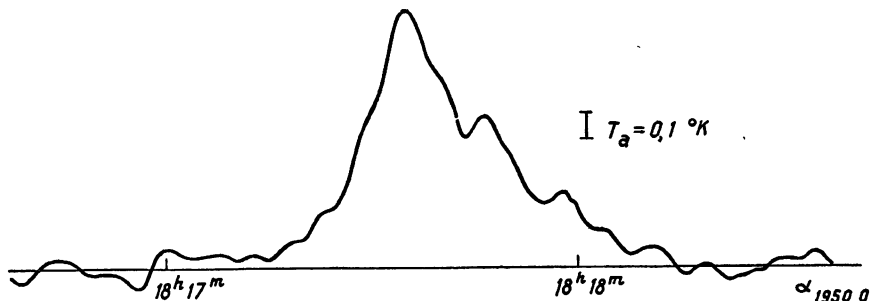


Рис. 2. Омега. Кривая прохождения, исправленная за постоянную времени.

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ

К настоящему времени имеются наблюдения поляризации с близким разрешением от 1 до 21 см включительно [5-9].

Из рассмотрения свойств поляризованной области следует несколько выводов: область сильной поляризации имеет практически одинаковые размеры (около 2,2 мин дуги по полуширине) на волнах от 1 до 21 см, однородное магнитное поле, близкую меру вращения в центре и на краях. Поляризованное излучение смещено относительно максимума неполяризованного излучения к SE (смещение в противоположную сторону, полученное Гарднером [10], ошибочно). Как отметил Скаргл [11], направление магнитного поля в этой области совпадает с осью вращения пульсара NP 0532 и с ориентацией жгутов. Поэтому не исключено, что высокая однородность магнитного поля в центральной части туманности каким-то образом связана с пульсаром.

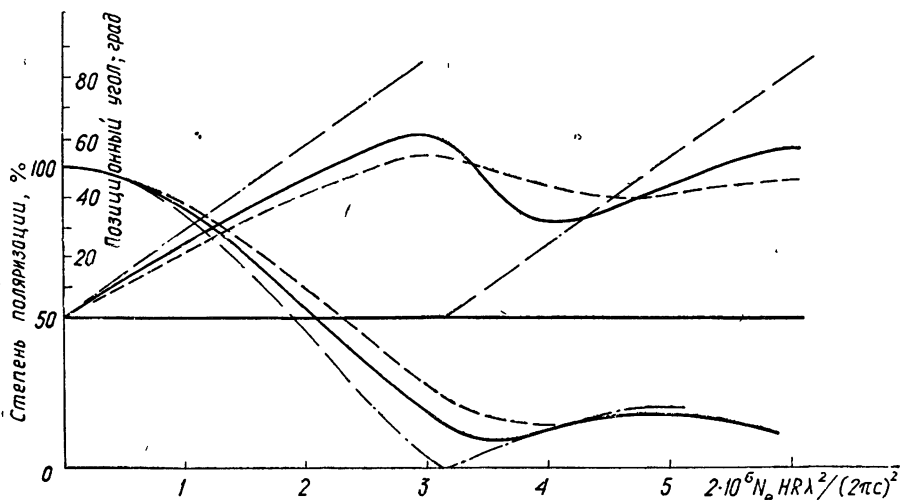


Рис. 3. — — стрип от сферы; - - - сферический источник; - · - · - источник прямоугольной формы.

В связи с соображениями Риса [12] о возможности исключительно активного действия низкочастотного излучения пульсара на окружаю-

щую плазму интересно оценить плотность газа внутри излучающего объема. В этом случае [23] следует ожидать отклонений от линейной зависимости позиционного угла PA от квадрата длины волны. Резкое изменение закона $PA \rightarrow \lambda^2$ (для идеального прямоугольника на 90°) должно происходить на длине волны, при которой процент поляризации сильно упал. На рис. 3 представлены изменения степени поляризации и позиционного угла в зависимости от параметра $2 \cdot 10^6 \lambda^2 N_e HR / (2\pi c)^2$ для однородного источника сферической формы, стрипа от сферы и источника прямоугольной формы. Зависимость отклонения ΔP позиционного угла PA (λ^2) от линейного закона (выделен линейный член) показана на рис. 4. Из этого рисунка видно, что с точностью до $2 \div 3^\circ$ на волнах от 1 до 30 см [13] такие отклонения отсутствуют, хотя на 30 см процент поляризации упал ниже до 1,1%.

Отсюда можно сделать вывод, что NN_e , меньше, чем $2,5 \cdot 10^{-5}$ внутри излучающей области. При значении магнитного поля в туманности $10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-3}$ гаусс [14] получаем верхнюю границу плотности в центральной части туманности $(0,8 \div 2,5) \cdot 10^{-2}$ см $^{-3}$, т. е. меньше, чем в межзвездной среде. При этом мы исходили из того, что построить такую модель источника, в которой сохранялась бы линейная зависимость позиционного угла от квадрата длины волны при сильной деполяризации внутри этой же области, невозможно.

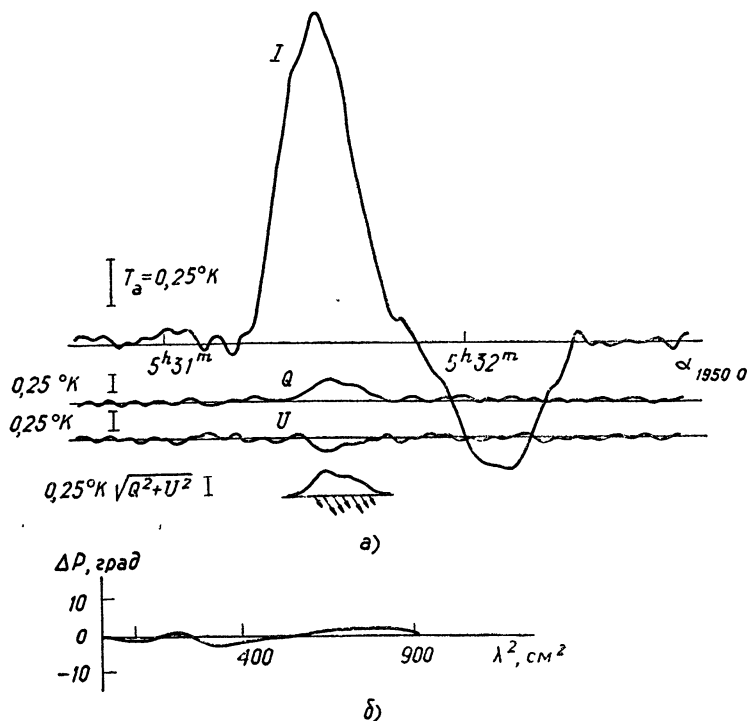


Рис. 4. Крабовидная туманность. Длина волны 2,04 см, сканирование (расстояние между облучателями 160 мм).

а) Кривые прохождения трех параметров Стокса.

б) Отклонение ΔP позиционного угла PA (λ^2) от линейного закона.

Остановимся еще на одном факте, обнаруженном недавно Риксоном и др. на волне 1,87 см [15]. В этой работе сообщается о переменности потока радиоизлучения от Крабовидной туманности и предполагается, что эти изменения связаны с наличием точечного источника ($< 0,5$ мин

дуги). Наши наблюдения проводились в то время, когда плотность потока согласно [15] возросла с 388 до 475 ед. потока. Мы не проводили абсолютной калибровки измерений, но из пространственного спектра нашей кривой прохождения (рис. 4) следует отсутствие точечного источника с плотностью потока больше, чем 1,7 ед. потока.

РАДИОИСТОЧНИКИ ЛЕБЕДЬ-А И ДЕВА-А

В 1970—71 гг. проводились наблюдения Лебеда-А и Девы-А с помощью БПР на волне 2,04 см. Кривые прохождения трех параметров Стокса для Лебеда-А приведены на рис. 5 (там же приведена кривая прохождения параметра I , исправленная за постоянную времени). Отметим, что крутизна наружных фронтов у компонент Лебеда-А больше, чем внутренних, но это не так резко выражено, как на других волнах. Основные параметры, полученные из наблюдений, приведены в табл. 2. Из рассмотрения этой таблицы следует, что максимум поля-

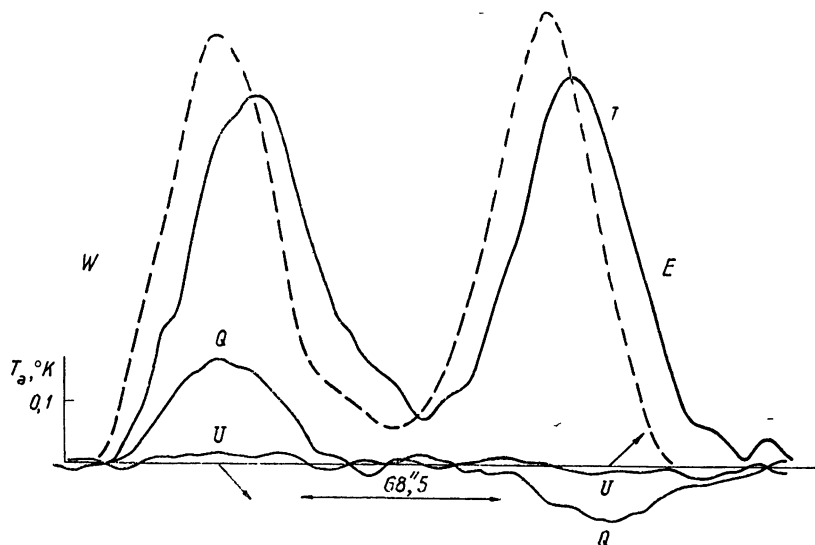


Рис. 5. Лебедь-А. Длина волны 2,04 см. Кривые прохождения трех параметров Стокса.

ризации смещен к наружным краям компонент и поляризованные области имеют меньшие угловые размеры. На рис. 6 приведены интегральные проценты поляризации для западной и восточной компонент и их позиционные углы в зависимости от квадрата длины иерной волны. Отметим два существенных отличия от модели Миттона [16]. 1) Процент поляризации, экстраполированный к $\lambda = 0$, не максимален ни в W -, ни в E -компонентах. Легко показать, что это говорит о том, что поле в картинной плоскости неоднородно. Оно имеет по крайней мере две области с направлениями, отличающимися на угол $60 \div 70^\circ$. 2) Процент поляризации в каждой компоненте падает с длиной волны. Это позволяет оценить некоторые параметры внутри источника. Аналогично тому, как сделано для Крабовидной туманности, проведем рассуждения и сейчас. Будем считать, что на волне 10 см процент поляризации заметно упал и замытие произошло внутри излучающей области. Тогда имеем $10^{-16} N_e H \lambda^3 D = \pi$, где D — диаметр компоненты, откуда $N_e H$ меньше 10^{-8} гаусс/см³. Величину магнитного поля найдем из равенства энергии магнитного поля и релятивистских частиц. Учитывая разницу в размерах, согласно

[17] имеем: $H = 10^{-3}$ гаусс. Отсюда N_e меньше 10^{-5} см $^{-3}$ (меньше критической плотности). Заметим, что это верхний предел электронной плотности, так как, в случае если замыкание осуществляется в оболочке источника или вне его, электронная плотность в центральной части бу-

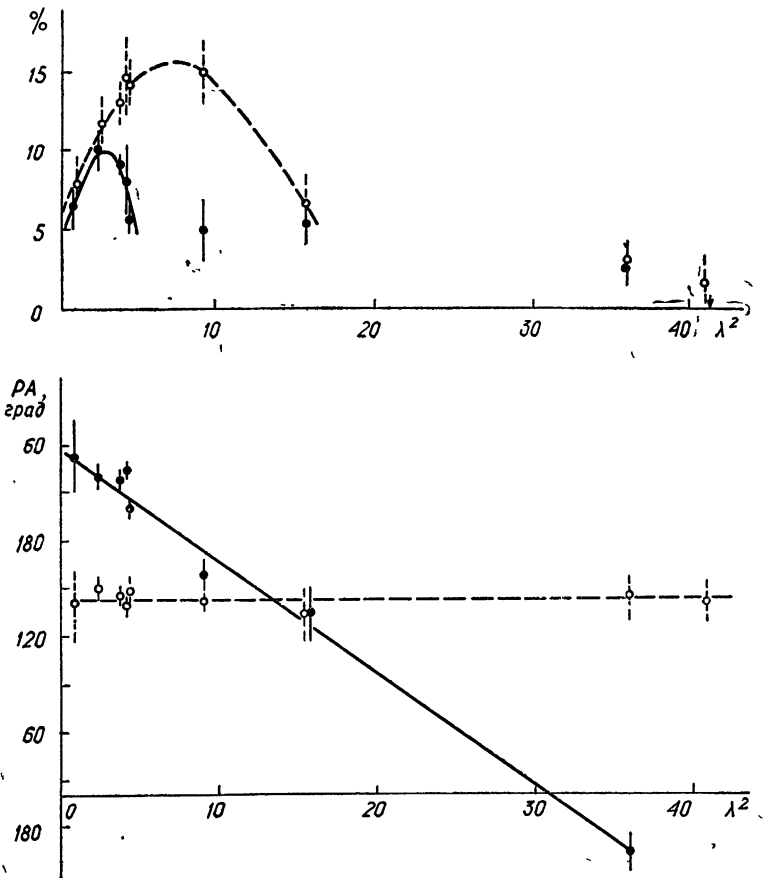


Рис. 6. Интегральные проценты поляризации компонент Лебеда-А в зависимости от квадрата длины волны (— — E -компонента; - - - - W -компонента).

дет еще меньше. На рис. 7 приведено направление магнитного поля (два варианта) в картинной плоскости W -компоненты в предположении, что имеются две основные поляризованные области в каждой из компонент. Магнитное поле нанесено на радиоизофоты Лебеда-А.

Результаты осреднения двух кривых прохождения Девы-А представлены на рис. 8. Как известно, источник представляет собой ядро и гало. На сантиметровых волнах по крайней мере 80% полного потока излучения связано с ядром, размером около 1 мин дуги [18]. В 1969 г. были найдены два источника малых угловых размеров с потоком 3,4, ед. потока, один из которых совпадает с оптически видимым ядром, другой расположен между оптическими узлами в выбросе [19]. Дальнейшие наблюдения показали, что на 11 см 1% общепотока связан с источником, размером $0'',001$, который расположен в пределах $1''$ от оптического ядра [20]. Наблюдения на 5 Гц [21] показали, что источник имеет еще

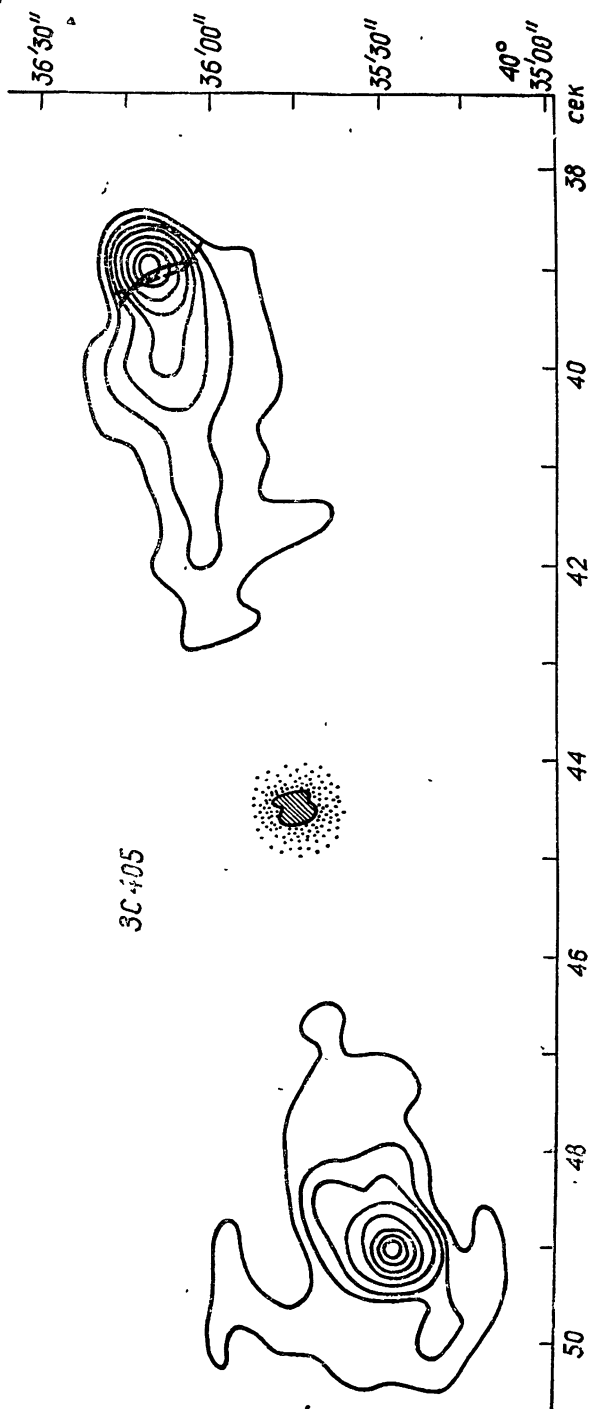


Рис. 7. Изофоты Лебедя-А на 5 Гц (19^h 57^m). Два варианта направления магнитных силовых линий в компоненте Лебедя-А.

Таблица 2

Расстояние между <i>E</i> - и <i>W</i> -компонентами Лебедя-А		
Поляризованное излучение	128" ± 7"	
Неполяризованное излучение	109" ± 3"	
Отношение потоков компонент	$F_E/F_W = 1 \pm 0,03$	
Размеры компонент	Западная	Восточная
Поляризованное излучение	12" ± 5"	1" ± 2"
Неполяризованное излучение	19" ± 3"	9" ± 3"
Поляризация	Западная	Восточная
Интегральный %	14,7 ± 2,5	8,1 ± 2,5
Максимальный %	16 ± 2,5	10 ± 2,5
Позиционный угол	139° ± 2°	45° ± 4°

более сложную структуру. На более коротких волнах вклад от источника размером в 1 мин дуги более 90%.

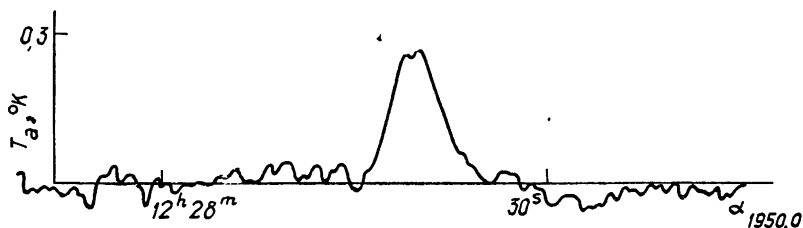


Рис. 8. Дева-А. Кривая прохождения.

В результате пулковских наблюдений на волне 2,04 см получено: размеры источника по полуширине (в предположении, что источник гауссов) 29 ± 2 сек дуги. Координата максимума излучения определялась по 3С 273 и двум компонентам Лебедя-А. Оказалось, что координата максимума излучения смещена к востоку от оптического ядра (координата ядра $\alpha_{1950} = 12^h 28^m 17^s.57$) на $17'' \pm 10''$, т. е. в сторону нового выброса Арпа [22]. Это значение плохо согласуется со значениями на других волнах. На волне 21 см максимум совпадает с ядром, а на 3 см смещена на $7''$ к западу и совпадает с оптическим выбросом.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Webster, W. Altenhoff, *Astrophys. Lett.*, **5**, № 5, 233 (1970).
2. W. H. McCrea, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **117**, № 5, 562 (1957).
3. R. M. Hjellming, *Memoires de la Societe Roy. des Sciences des Liege*, **19**, 105 (1970).
4. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, *Изв. КрАО*, **24** 303 (1961).
5. Н. С. Соболева, В. А. Прозоров, Ю. Н. Парийский, *Астрон. ж.*, **40**, № 1, 3 (1963).
6. K. J. Johnston, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.*, **158**, № 1, 148 (1969).
7. C. H. Mayer, J. P. Hollinger, *Astrophys. J.*, **151**, № 1, 57 (1968).
8. R. G. Clonway, P. P. Kronberg, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **142**, № 1, 11 (1969).
9. M. C. H. Wright, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **150**, № 3, 271 (1970).
10. F. F. Gardner, *Austr. J. Phys.*, **18**, № 4, 385 (1965).
11. I. D. Scargle, *Publ. Astr. Soc. Pacific*, **82**, 486, 391 (1970).
12. M. Rees, *Nature*, **229**, 5283, 312 (1971).
13. F. F. Gardner, R. D. Davies, *Austr. J. Phys.*, **19**, № 3, 441 (1966).

14. F. Drake, Publ. Astr. Soc. Pacific., **82**, 486, 395 (1970).
15. G. T. Wrixon, I. R. Gott III, A. A. Penzias, Astrophys. J., **165**, № 1,23 (1971).
16. S. Mitton, Month. Not. Roy. Astron. Soc., **153**, 133 (1971).
17. G. H. Macdonald, S. Kenderdine, A. C. Neville, Month. Not. Roy. Astron. Soc., **138**, 259 (1968).
18. Ю. Н. Парийский, Докл АН СССР, **137**, № 1, 49 (1961).
19. D. E. Hogg, G. H. Macdonald, R. G. Conway, C. M. Wade, Astrophys J., **74**, 1206 (1969).
20. M. H. Cohen, A. T. Moffet, D. Shaffer, B. G. Clark, K. I. Keller-mann, D. L. Jaunsey, S. Gulkis, Astrophys. J., **158**, L83 (1969).
21. I. Graham, Month. Not. Roy. Astron. Soc., **149**, № 4, 319 (1970).
22. H. C. Arp, Astrophys. Lett., **1**, № 1 (1967).
23. B. I. Burn, Month. Not. Roy. Astron. Soc., **133**, № 1, 67 (1966).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164

**ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ
ТУМАННОСТИ В ОРИОНЕ НА СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ**

А. Г. Кисляков, В. Н. Листвин, В. И. Чернышев, А. А. Швецов

Галактические туманности, видимые с Земли, представляют собой значительные скопления пылевой и газообразной материи, особенно интересные тем, что в некоторых из них происходит рождение звезд [1]. Туманность в Орионе относится к числу объектов этого типа. Температура вещества в пылевых туманностях составляет, по-видимому, несколько десятков °К, и максимум спектральной плотности их теплового радиоизлучения лежит в области субмиллиметровых (или дальних инфракрасных) волн. Источник Орион-А, в частности, является самым ярким объектом из наблюдавшихся на инфракрасных волнах.

Основной целью описываемых ниже наблюдений туманности в Орионе было измерение спектральной плотности потока излучения источника Орион-А ($\alpha_{1950} = 5^h 32^m 46^s,8$; $\delta_{1950} = -5^{\circ}24'15''$) в окрестности $\lambda = 1$ мм, а также поиск новых источников радиоизлучения.

Наблюдения проводились в январе 1972 года на пассажном радиотелескопе НИРФИ РТ-25×2, описанном в работе [2]. В качестве приемника излучения использовался широкополосный детектор из n -InSb, охлаждаемый до температуры $\sim 4^{\circ}\text{K}$ с помощью жидкого гелия [3, 4]. В условиях наблюдений полоса принимаемых частот ограничивалась снизу линией поглощения кислорода и конструкцией облучателя антенны, коротковолновая граница определялась фильтром из профилированного фторопласта и поглощением в парах воды. Основная часть (90%) принимаемой мощности лежала в пределах $\lambda = 2,6 \div 0,81$ мм, 50% мощности — в пределах $\lambda = 1,44 \div 0,94$ мм. Температурная чувствительность

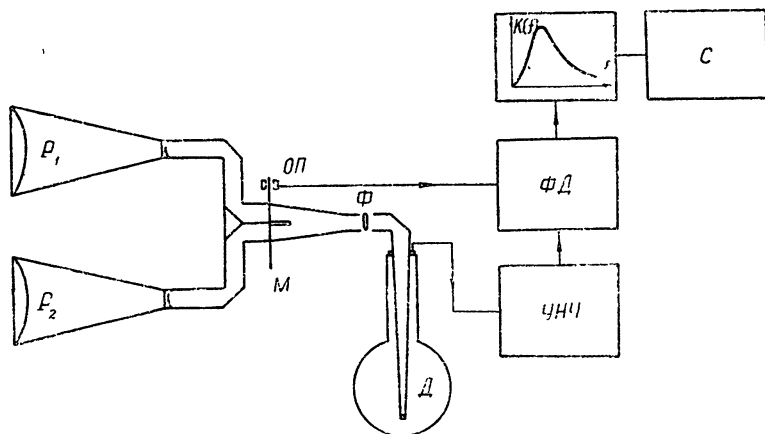


Рис. 1. Блок-схема радиометра:

P_1 и P_2 — рупорно-линзовые облучатели, ОП — датчик опорного напряжения, М — модулятор, Ф — фильтр ВЧ из профилированного фторопласта, Д — детектор InSb, ФД — фазовый детектор, С — самописец.

приемника с фильтром определялась по излучению черного тела и составляла $\sim 0,003^\circ\text{K}$ при постоянной времени $\tau = 1 \text{ сек.}$

Размеры приемной площадки детектора равнялись $5 \times 5 \text{ мм}^2$. При этом ширина диаграммы направленности радиотелескопа по прямому восхождению, найденная из записей радиоизлучения Солнца, оказалась равной $2'$ (по точкам половинной мощности). Ширина диаграммы направленности по склонению не измерялась, теоретические же оценки дают значение $20'$.

Радиометр построен по обычной схеме модуляционного приемника; его блок-схема приведена на рис. 1.

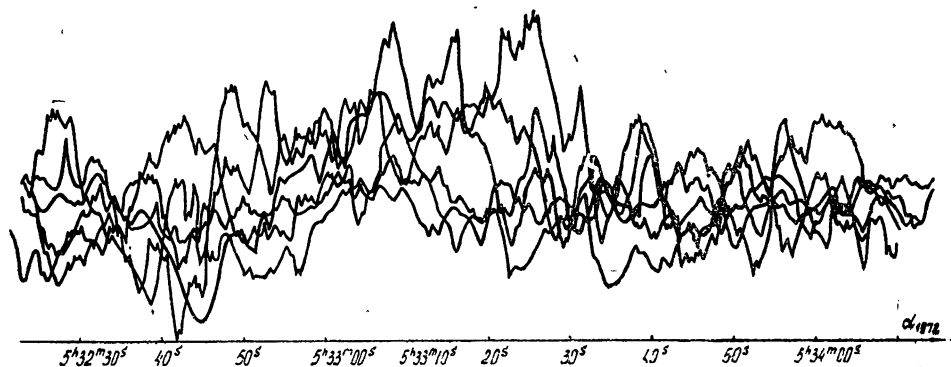


Рис. 2. Записи сигнала на выходе приемника при прохождении источника через диаграмму направленности.

Регистрация сигнала осуществлялась при прохождении источника через неподвижную диаграмму направленности. Для ослабления влияния атмосферных флуктуаций применялось сканирование диаграммы по прямому восхождению. Сканирование производилось путем поочередного подключения к приемнику одного из двух рупорно-линзовых облучателей (см. рис. 1), установленных в фокальной плоскости антенны. Угол сканирования составлял $6'30''$, частота сканирования 970 гц. На выход фазового детектора был подключен фильтр с частотной характеристикой, близкой к форме спектра выходного сигнала от точечного источника. Применение этого фильтра позволило ослабить медленные уходы «нуля» радиометра и тем самым повысить отношение сигнал/шум на выходе приемника [5].

В результате наблюдений был получен ряд записей радиоизлучения участка неба с прямым восхождением от $\alpha_{1972} = 5^{\text{h}} 31^{\text{m}} 13^{\text{s}}$ до $\alpha_{1972} = 5^{\text{h}} 36^{\text{m}} 33^{\text{s}}$ (рис. 2). Как видно из записей рис. 2, в каждой из них обнаруживается эффект вблизи $\alpha_{1972} = 5^{\text{h}} 33^{\text{m}}$. После приведения кривых к одному и тому же масштабу производилось усреднение по всем записям. Усредненная запись показана на рис. 3 точками. Сплошная кривая — промоделированный отклик выходного фильтра приемника на импульс напряжения, возникающий на выходе фазового детектора при прохождении «точечного» источника через диаграмму направленности.

Плотность потока радиоизлучения «точечного» источника, измеренная с помощью многомодового приемника, определяется выражением

$$F = \frac{kT_a \bar{N}}{A} \gamma, \quad (1)$$

где T_a — температура антенны, наведенной на источник*, \bar{N} — среднее число типов колебаний (мод), которое может распространяться в приемной системе, γ — интегральный коэффициент поглощения в атмосфере

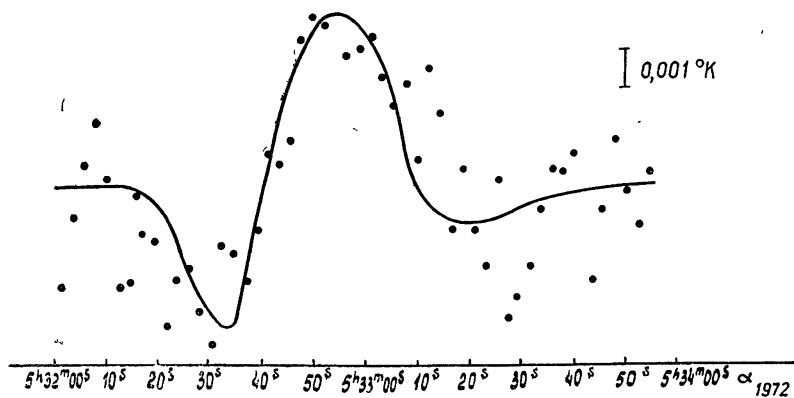


Рис. 3. Усредненная запись сигнала (точки) и отклик приемника на сигнал при прохождении через диаграмму направленности „точечного“ источника.

и A — эффективная площадь антенны. Для приемника с площадью поверхности

$$\bar{N} \approx \frac{2\pi S}{\lambda_{эфф}^2}, \quad (2)$$

$\lambda_{эфф}$ — некоторая «эффективная» длина волны, определяемая из условия $\int_0^{\lambda_{эфф}} w(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_{эфф}}^{\infty} w(\lambda) d\lambda$, где $w(\lambda)$ — произведение спектральной плотности мощности на входе приемника на частотную характеристику приемника.

Наблюдения проводились в устойчивую ясную морозную погоду при температуре воздуха около -30°C . Абсолютная влажность в приземном слое воздуха составляла обычно около $0,5 \text{ г/см}^3$, однако наблюдались случаи инверсии распределения влажности с высотой. Расчет поглощения в атмосфере производился на основе радиозондовых данных путем численного интегрирования на ЭВМ. Коэффициент поглощения в H_2O принимался в соответствии с работой [6]. Среднее интегральное поглощение, вычисленное в предположении о тепловом спектре источника, равнялось $8,3 \text{ дБ}$, а соответствующая $\lambda_{эфф} = 1,15 \text{ мм}$. Величина A на этой длине волны принималась равной 25 м^2 . Для ее оценки использовались результаты наблюдений Венеры с помощью РТ-25×2 на $\lambda = 1,36 \text{ мм}$. Измеренная антенная температура источника с учетом коэффициента передачи выходного фильтра равна $T_a = (0,007 \pm 0,002)^\circ\text{K}$, а вычисленный по формуле (1) поток $F = (1100 \pm 300) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. При вычислении потока не учитывались систематические ошибки, связанные с конечным размером источника, а также с приближенным характером равенства (2).

Приведенное выше значение плотности потока излучения относится к источнику с $\alpha_{1950} = -5^h 31^m 26^s \pm 5^s$. Конструкция пассажного радиотелескопа не дает возможности определить с такой же точностью скло-

* Антенная температура измерялась путем калибровки приемника с помощью «черного» излучателя, охлаждаемого жидким азотом. Излучатель устанавливался перед приемным рупором.

нение источника. Поэтому для склонения можно дать лишь грубую оценку $\delta_{1950} = 5^{\circ}25' \pm 15'$. Радиоисточник Орион-А не был обнаружен. Оценки верхнего предела для плотности потока дают значение около $300 \cdot 10^{-26}$ вт/м²·гц, что хорошо согласуется со значением $270 \cdot 10^{-26}$ вт/м²·гц на $\lambda = 1,2$ мм, полученным при экстраполяции результатов инфракрасных наблюдений [7]*.

Заметим, что прямое восхождение наблюдавшегося источника близко к прямому восхождению объекта, обнаруженного на $\lambda = 100$ мкм в [7]. Координаты этого объекта $\alpha_{1950} = 5^{\text{h}} 31^{\text{m}} 09^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = 5^{\circ}42'$, а его угловые размеры около $24'$.

Авторы пользуются случаем поблагодарить В. Д. Штыкова, участвовавшего в установке приемника на РТ-25×2. В наладке аппаратуры, юстировке радиотелескопа и наблюдениях участвовали Г. К. Новиков, А. А. Чумаков и А. А. Сорвенков, которым авторы весьма признательны.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Spitzer, *Nebulae and Interstellar Matter*, Univ. Chicago Press, Chicago, London, 1968, p. 1.
2. В. Н. Глазман, А. Г. Кисляков, И. В. Мосалов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 5, 663 (1971).
3. А. Н. Выставкин, В. Н. Листвин, В. Д. Штыков, ПТЭ, № 4, 228 (1966).
4. А. Н. Выставкин, В. Н. Листвин, А. Д. Моренков, ПТЭ, № 3, 183 (1970).
5. А. Г. Кисляков, Радиотехника и электроника, 17, № 10, 2239 (1972).
6. С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 6, № 4, 674 (1963).
7. W. Hoffman, C. Frederick, R. Emeru, *Astrophys. J.*, 170, pt. 2, L89(1971)

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
14 ноября 1972 г.

* Оценки делались в предположении, что Орион-А имеет тепловой спектр.

УДК 523 164.3

ЕЩЕ ДВЕ КОМПАКТНЫЕ Н II-ОБЛАСТИ

Ю. Н. Парийский, Ю. И. Глушков

Как отмечено в [1], пекулярная компактная туманность I списка Минковского под № 19 [2], MiI-19, имеет весьма высокую электронную плотность, но малое значение видимой меры эмиссии (при известном линейном размере туманности). Это противоречие может объясняться либо большой неоднородностью (скважностью) туманности, либо присутствием очень большого количества пыли по лучу зрения [1]. Радионаблюдения позволили бы однозначно решить вопрос, какое объяснение правильное. Такие наблюдения были проведены в июле и в ноябре 1971 г. с помощью Большого пулковского радиотелескопа и малолшумящего радиометра на волне 4 см с чувствительностью 0,03°K. Разрешение радиотелескопа составляло 1',3 по прямому восхождению. В этих наблюдениях были значительно уточнены параметры как радиоисточника, отождествленного ранее Вендклером [3] с туманностью MiI-19, так и очень плохо изученного близлежащего радиоисточника G 76,3 + 0,3, на месте которого в оптике, на отпечатках Паломарского атласа в красных лучах, видно только очень слабое диффузное свечение.

По данным [3] на волнах 11 и 6 см оба источника имеют размеры около 7'—10', а спектр их близок к тепловому. Наши наблюдения подтверждают тепловую природу этих источников. На тепловой характер спектра радиоизлучения указывает также слабость этих объектов в дециметровом диапазоне волн. Для определения расстояния до этих объектов мы воспользовались каталогом Вестерхаута в линии 21 см. С достаточной уверенностью удалось обнаружить профили поглощения для соответствующих направлений и найти расстояния 2 кпс для MiI-19 и 4 кпс для G 76,3 + 0,3. Эти расстояния не противоречат тем, менее уверенным оценкам, сделанным на основании: а) сравнения величин $N_e^2 r$, N_e , φ (N_e — электронная плотность по данным [1], φ — угловой размер, r — линейный размер); б) сравнения $N_e^2 r$, φ и $u = N_e^{2/3} r$ для стандартного значения $u = 50 - 100$; в) корреляции этих радиоисточников со скоплениями горячих звезд в этом направлении.

Теперь, имея в распоряжении плотности потоков, размеры (которые в действительности оказались почти в десять раз меньше, чем по [3]) и расстояния, легко по обычным формулам [4,5] найти электронную плотность, линейные размеры, массу ионизированного газа, количество необходимого ультрафиолетового излучения для ионизации этих областей (параметр u [5]) и количество пыли по лучу зрения. Все эти параметры сведены в табл. 1; откуда следует, что оба источника являются типичными компактными областями. Более того, так как для MiI-19 известны оптические данные, этот объект сразу оказался в числе наиболее изученных компактных Н II-областей.

Огромное количество пыли по лучу зрения, как отмечено уже в [1], делает очевидным расположение ее в непосредственной близости от Н II-областей — вокруг или внутри них. В этой интерпретации, полагая размер пылевого облака (или слоя) близким к линейному размеру

Таблица 1

№	Объект	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	P , f. u	φ	ME , пс·с.м ⁻⁶	N_e , с.м ⁻³	N_e , ср. кв., с.м ⁻³	R , пс	r , пс	Δm , пыль	$\frac{M_{пыль}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{газ}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{пыль}}{M_{газ}}$	и
1	Mi I-19	$20^h 25^m 31^s,6 \pm 0^s,3$	$37^{\circ} 15' \pm 2$	24 ± 4	$0',6$	$5 \cdot 10^6$	$0,8 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^3$	5000	0,9	14 ^m	0,6	40	0,015	80
2	G 76,3+0,3	$20^h 19^m 46^s,9 \pm 0^s,3$	$37^{\circ} 19' \pm 2$	$\left. \begin{array}{l} 10 \pm 3 \\ 30 \pm 8 \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 1' \\ 10' \end{array} \right\}$	$\left. \begin{array}{l} 5 \cdot 10^6 \\ 2 \cdot 10^3 \end{array} \right\}$	—	$1,3 \cdot 10^3$	1000	0,3	$> 12^m$	$> 0,03$	0,8	0,035	20
							—	26	1000	2,9	2 ^{m,5}	—	15	—	15

$H II$ -областей, найдем массу пыли (см. табл. 1). Любопытно, что отношение массы пыли к массе газа оказывается близким к стандартному: это согласуется с предположением Дэвидсона [6] о выбросе пыли из протозвездного облака лучевым давлением в момент образования звезды. В этой схеме предполагается, что дальнейший разогрев звезды до температур ранних O -звезд приводит к ионизации нейтрального газа внутри пылевой оболочки, что и наблюдается в нашем случае. Отметим также большое значение параметра u , характеризующего число ультрафиолетовых квантов внутри $H II$ -области. Это говорит либо о том, что в центре этих источников расположены наиболее горячие из известных звезд, либо источником возбуждения является группа молодых OB -звезд. Для оценки движений внутри $H II$ -области целесообразны наблюдения в рекомбинационных линиях, а для уточнения параметров оболочки желательны более тщательные измерения в линии 21 см .

Авторы выражают глубокую благодарность А. Б. Берлину и Г. М. Тимофеевой за участие в наблюдениях и за обеспечение прекрасной работы радиометра, а И. В. Госачинскому — за проведение анализа каталога Вестерхаута в линии 21 см с целью определения расстояний до исследованных объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. И. Глушков, З. А. Корягина, Астрон. циркуляр, № 631 (1971).
2. R. Minkowsky, Publ. of Astron. Soc. Pacif., 58, 305 (1946).
3. H. Wenker, Mitteil. des Astron. Inst. der Univ. Munster, № 10, 1 (1966).
4. Ю. Н. Парийский, Изв. ГАО, 21, вып. 5, 54 (1960).
5. И. С. Шкловский, Космическое радионизлучение, Гостехиздат, М., 1956, стр. 189.
6. K. Davidson, Astrophys. and Sp. Sci., 6, 422 (1970).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г.

УДК 523.164

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОЯРКОСТИ В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ НА ВОЛНАХ САНТИМЕТРОВОГО И МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Л. И. Матвеевко

Получены распределения радиояркости Крабовидной туманности на волнах 3,55; 1,28 и 0,35 см с угловым разрешением 2,4; 1,3 и 1,3 мин дуги соответственно. Наблюдения проводились на 64-, 37- и 11-метровом радиотелескопах путем сканирования туманности в направлении прямого восхождения и склонения. Шумовые температуры инструментов равнялись 25, 1000 и 4000°К, а флуктуационные чувствительности при $\tau = 1$ сек были не хуже 0,01; 0,1 и 0,1°К. Антенны юстировались по радионисточникам ЗС 273, Сатурну и Юпитеру [1-3].

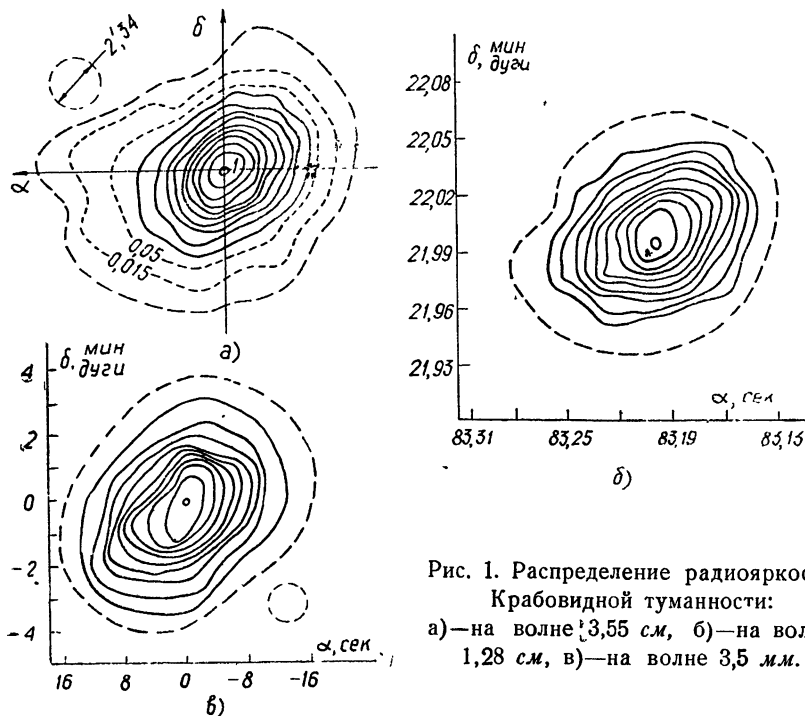


Рис. 1. Распределение радиояркости Крабовидной туманности: а) — на волне 3,55 см, б) — на волне 1,28 см, в) — на волне 3,5 мм.

Как видно из рис. 1, область радиоизлучения имеет примерно эллиптическую форму, лежит в оптически видимых пределах и практически совпадает с ними. Радиояркость круто спадает на краях за исключением протяженной восточной части на волне 3,5 см, которая выходит за оптически видимые границы. Яркость ее не велика, что делает ее трудно обнаружимой на других волнах. Центры тяжести отдельных сканов

ложатся на S-образную кривую, подтверждая тем самым распределение яркости в оптике. Размеры изофот по уровню 3 дБ в направлении большой и малой осей туманности, исправленные за размер диаграммы направленности, равны $4,1 \times 2,5$; $4,5 \times 2,84$ и $3,92 \times 2,41$ мин дуги, т. е. наблюдается небольшое увеличение размеров на волне 1,28 см. Ярким образованием аморфной массы, в частности, протяженной центральной, с.-з. и ю.-в. областям, соответствуют яркие радиообласти. Более четко это видно на волне 1,28 см, где высокое угловое разрешение сочетается с относительно высокой чувствительностью.

Положение центра тяжести на 1,28 см с точностью до ошибки измерения совпало с положением пульсара, а на 3,5 мм смещено к западу на $48 \pm 8''$ ($\Delta\delta = -5 \pm 8''$).

Плотности потоков радиоизлучения равны 505 ± 20 , 495 ± 25 и 200 ± 15 ед. потока. Трудно представить, чтобы у такого сложного объекта, как Крабовидная туманность, был постоянный спектральный индекс. Расхождение данных на миллиметровых волнах у разных авторов, возможно, отражает действительное изменение потока со временем. Как показано в [4], такие изменения возможны.

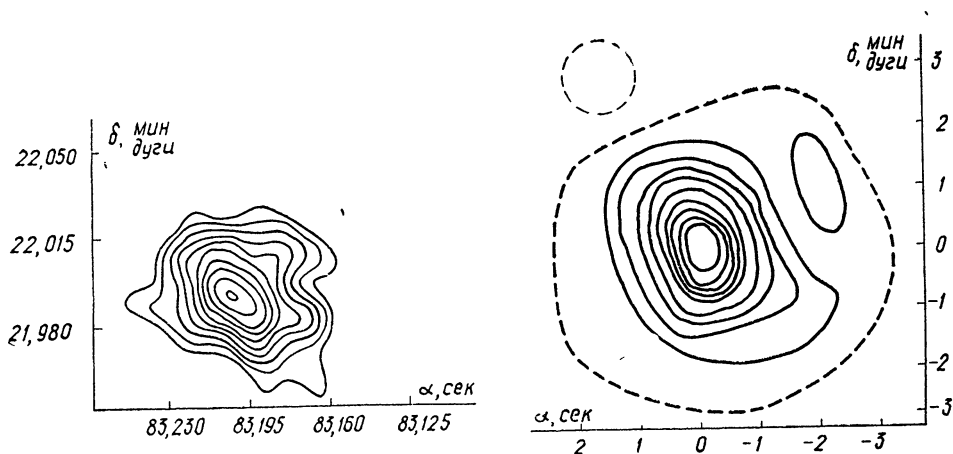


Рис. 2. Распределение радиояркости Крабовидной туманности в поляризованном излучении:

а)—на волне 1,28 см, б)—на волне 3,5 мм.

В поляризованном свете были получены изофоты на волнах 1,28 и 0,35 см, рис. 2. Область поляризованного излучения имеет небольшие угловые размеры $2',9 \times 2',2$ и $2',0 \times 1',3$ соответственно, т. е. происходит уменьшение размеров на более короткой волне. Положение этой области соответствует наиболее яркой части поляризованного излучения в оптике. Уменьшение размеров в с.-з. направлении, по-видимому, частично обусловлено эффектом деполаризации с.-з. области. Об этом же свидетельствует смещение центра тяжести поляризованной области ($\Delta\alpha = 21''$, $\Delta\delta = -22''$) относительно пульсара. Величина поляризации равна $7,7 \pm 0,6$ и $6,5 \pm 0,3\%$, а максимальное значение $15,6 \pm 1,5$ и $23 \pm 3\%$ на волнах 1,28 и 0,35 см соответственно. Наблюдаемое расхождение между средними и максимальными значениями на двух волнах можно объяснить деполаризующим влиянием с.-з. области. Увеличение поляризованной составляющей на коротких волнах может быть объяснено возрастанием вклада радиоизлучения аморфной массы на этих волнах.

Измерения компактного радиоисточника на волне 3,55 см с угловым разрешением 0,4 и 0,1 мсек дуги показали, что плотность потока от него < 2 ед. потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Матвеевко, Астрон. ж., 48, 1154 (1971)
2. Л. И. Матвеевко, Э. К. Конклин, Астрон. ж., 49, 895 (1972).
3. Л. И. Матвеевко, М. Л. Микс, Астрон. ж., 49, 965 (1972).
4. L. M. Ozegrou, V. V. Usov, Astrophys. Le Hers, 13, 151 (1973).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
7 августа 1972 г.

УДК 523.164.3

**ОБНАРУЖЕНИЕ ГОРЯЧЕГО ГАЗА В СКОПЛЕНИИ ГАЛАКТИК
«ВОЛОСЫ ВЕРОНИКИ»**

Ю. Н. Парийский

Зельдович и Сюняев [1] предложили использовать комптон-эффект, возникающий при рассеянии холодных квантов «реликтового» 3-градусного фона на горячем газе в скоплениях галактик, для оценки массы ионизированного газа в скоплениях.

На рис. 1 приведены результаты измерений яркости «реликтового» излучения в направлении скопления «Кома» и в нескольких соседних точках неба. Наблюдения проводились с помощью Большого пулковского радиотелескопа и малошумящего радиометра [2] на волне 4 см. Каждая точка рис. 1 получена усреднением около 3000 независимых отсчетов. В обработке наблюдений были использованы только записи, полученные в устойчивую ясную морозную погоду.

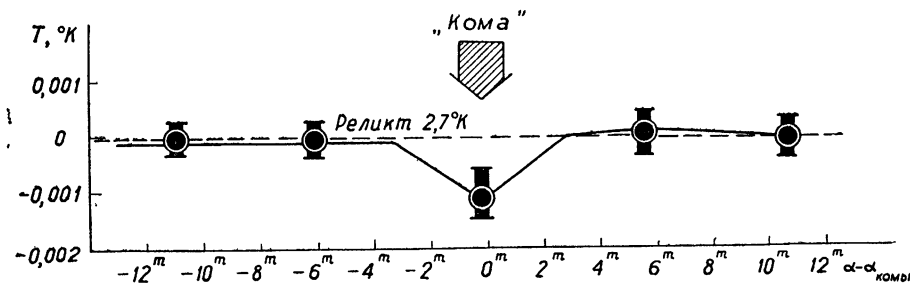


Рис. 1. ;

Обнаруженное слабое «темное пятно» в реликтовом фоне в направлении скопления свидетельствует о наличии горячего газа в скоплении. С другой стороны, отсутствие свободно-свободного излучения в радиодиапазоне с точностью, соответствующей погрешности измерений, накладывает жесткие ограничения на величину $N_e^2 T_e^{-1/2}$, а амплитуда «темного пятна» пропорциональна величине $N_e T_e$ (N_e — электронная плотность, T_e — электронная температура). Если бы масса ионизированного газа была достаточной для стабилизации скопления ($N_e \approx 10^{-2}$ см), то электронная температура этого газа должна быть в интервале $10^6 - 10^7$ °K. Если же принять электронную температуру газа равной $7,3 \cdot 10^7$ °K [3] (по данным рентгеновских измерений), то масса ионизированного газа оказывается значительно меньше, чем «вириальная». Итак, хотя количественные оценки массы газа в скоплении остаются неуверенными, настоящие измерения доказывают наличие горячего газа в скоплениях. Интерпретация рентгеновских измерений в этом смысле пока не является однозначной (газ или дискретные источники?).

Автор выражает глубокую благодарность А. Б. Берлину и Г. М. Тимофеевой, которые в этом цикле измерений поддерживали радиометр в идеальном состоянии и приняли непосредственное участие в наблюдениях, Р. А. Сюняеву за предложение провести эти наблюдения и Н. Е. Гельневой за помощь в обработке наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев, ЖЭТФ, 56, 2078 (1969).
2. Д. В. Корольков, А. Б. Берлин, Г. М. Тимофеева, ПТЭ, 3, 146 (1969).
3. H. Gursky, E. Kellogg, S. Murray, C. Leong, H. Tananbaum, R. Giacconi, *Astrophys. J. Lett.*, 167, № 3, L 81 (1971).

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г

УДК 523.164.4

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ КАССИОПЕЯ-А

К. С. Станкевич, В. П. Иванов, С. А. Пелюшенко,
В. А. Торхов, А. Н. Иванникова

Остаток сверхновой второго рода, Кассиопея-А, является самым мощным дискретным источником космического радиоизлучения. Благодаря возможности проведения прямых абсолютных измерений потока этого источника в широком диапазоне частот, спектр его достаточно хорошо известен и используется как первичный эталон интенсивности, в сравнении с которым определяются потоки других источников и измеряются параметры антенны. Однако из-за уменьшения потока радиоизлучения Кассиопеи-А, получившего название векового [1], использование источника в качестве стандартного затруднено. Имеющихся в настоящее время данных о частотной зависимости векового изменения потока совершенно недостаточно для прогнозирования величин потоков на любой частоте. Поэтому необходимы были регулярные абсолютные измерения интенсивности Кассиопеи-А, выполненные одновременно в возможно более широком интервале частот. По существу первые наиболее полные измерения были сделаны в НИРФИ на радиоастрономической базе Карадаг в 1967 году на частотах 500–1000 *Мгц*, затем в 1969 году в диапазоне 300 ÷ 9375 *Мгц* [2].

В 1971 году на Карадаге с 20 мая по 1 декабря абсолютные измерения интенсивности мощных дискретных источников Кассиопея-А и Лебедь-А были снова повторены. Целью этих измерений была дальнейшая отработка методики, которая позволила бы реализовать высокую точность определения потоков по методу «искусственной луны» и получения информации о спектре и вековом изменении потока Кассиопеи-А.

Методика наблюдений и обработки была аналогична применявшейся ранее [2,3]. Наблюдения выполнялись на радиотелескопах с параболическими рефлекторами диаметром 7 м, который использовался в диапазоне длин волн от 3 до 30 см, и диаметром 12 м, работавшем на волнах 30 ÷ 75 см. В качестве приемников были использованы диапазонные модуляционные радиометры и радиометры на фиксируемых частотах: 407 и 9750 *Мгц*. Чувствительность аппаратуры была порядка 0,2 ÷ 0,3 $\mu\text{К}$ при постоянной времени $\tau = 1$ сек. Наблюдения источников велись на высотах 35 ÷ 60° над горизонтом в ночное время. Величина потоков определялась при сравнении антенных температур от источника и от абсолютно черного поглощающего диска («искусственная луна»). Поглощающий диск диаметром 4,75 м находился на расстояниях 518 и 525 м от плоскостей раскрыва 12-метрового и 7-метрового зеркал. На длине волны $\lambda = 3,1$ см использовался диск диаметром 60 см, что соответствовало угловым размерам $\vartheta_d = 3',85$.

На каждой из выбранных частот наблюдения велись в течение 4–6 дней. Ежедневно сеанс измерений каждого источника состоял из 8–10 циклов длительностью 30 ÷ 40 мин, за которые делались замеры радиоизлучения источника и поглощающего диска. В результате усред-

нения всех циклов, полученных за один сеанс, находилась величина потока источника.

Метод «искусственной луны» позволяет получить наибольшую точность определения потоков дискретных источников (с погрешностью 2—3%) по сравнению с другими методами абсолютных измерений. Однако для реализации этой точности нужно создать определенные условия, накладывающие ряд требований на антенную систему. Измерения по методу «искусственной луны» основаны на сравнении температуры антенны от источника, находящегося в бесконечности, с температурой антенны от диска, находящегося на расстоянии $R \sim D^2/\lambda$. Поэтому нужно, чтобы усиление антенны на бесконечности G_∞ и на конечном расстоянии G_R , в месте расположения диска, было одинаковым или же иметь возможность достаточно точно учитывать разность усилений. В [4] описана методика учета разности усиления антенны на различных расстояниях.

Для этого в плоскости раскрыва антенны снималось амплитудно-фазовое распределение поля, а затем вычислялось усиление как функция расстояния R . Такой прием удобен при использовании рупорных и рупорно-параболических антенн. Для параболических антенн возможно при выносе облучателя из фокуса перераспределять усиление антенны в зависимости от расстояния и подбирать такое положение облучателя, когда $G_\infty = G_R$. Такой способ применялся при измерениях потоков источников на Карадаге [3]. Для этого на каждой частоте, на которой делались измерения, определялось положение главного фокуса антенны путем перемещения облучателя вдоль оси параболоида и фиксировалось в месте F , соответствующем максимуму распределения температуры антенны при приеме радиоизлучения Солнца. Вынос облучателя r_d , при котором антенна будет «сфокусирована» на диск, можно найти расчетным путем, используя формулу линзы

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{R} + \frac{1}{F + r_d}.$$

Если фокальное распределение симметрично относительно максимума, то положение облучателя, в котором обеспечивается равенство усиления $G_R = G_\infty$, соответствует половине выноса $r_d/2$, и эта величина не зависит от длины волны. Для используемых антенн $r_d/2 = 7,5$ мм ($D = 7$ м) и $r_d/2 = 20$ мм ($D = 12$ м). Поскольку ширина фокального распределения интенсивности пропорциональна длине волны λ , то максимальная разность усиления G_R и G_∞ будет для данного размера антенны на коротких волнах. Так на $\lambda = 3$ см при выносе на $r_d/2$ усиление антенны G_∞ меньше на 4%, чем для сфокусированной на бесконечность антенны, а на $\lambda = 8$ см это отличие составит только 1,5%. На графике рис. 1 приведены фокальные распределения на $\lambda = 3$ и 8 см для радиотелескопа с диаметром $D = 7$ м. Как видно из графика, фокальное распределение даже на коротких волнах симметрично относительно максимума, и использование описанной выше методики оправдано.

Остановимся несколько на возможных ошибках, связанных с рассмотренной методикой. Как уже отмечалось выше, главный фокус антенны находится перемещением облучателя вдоль оси антенны. При этом четко выраженное симметричное фокальное

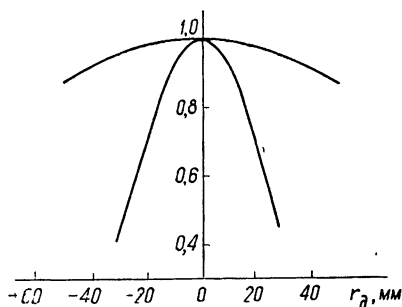


Рис. 1.

распределение интенсивности получается, если используются облучатели, имеющие фазовый центр, а не каустику. Весьма желательно также, чтобы облучатели были диапазонными. Перечисленным условиям удовлетворяют короткие широкие рупоры и открытые концы волноводов; именно такие облучатели применялись для отвода энергии на РТ-7.

Искажение формы фокального распределения может возникнуть из-за реакции зеркала на облучатель. Этот эффект проверялся с помощью металлического листа, перемещаемого вдоль оси у вершины параболического рефлектора, при этом не было замечено нарушения формы фокального распределения. Ослаблению реакции зеркала способствовала малая площадь применяемых облучателей. В случае двухзеркальных антенн реакцией зеркала уже нельзя пренебрегать, и перефокусировка таких антенн сталкивается с рядом трудностей.

Другой причиной асимметрии фокального распределения интенсивности является изменение амплитудного распределения поля на поверхности рефлектора при смещении облучателя из фокуса. Можно показать, что эффективная площадь антенны при выносе несколько увеличивается за счет более равномерного освещения поверхности, и при малых выносах $\frac{\Delta G}{G} < \frac{2r_d}{F}$. В нашем случае $\frac{\Delta G}{G} < 1\%$.

Из-за дифракции поля антенны на диске образуется новая диаграмма системы «антенна—диск», которая может приводить к возрастанию температуры антенны от диска за счет дополнительного приема окружающего фона. В [5] была вычислена дифракционная поправка к температуре радиоизлучения диска:

$$\xi = \frac{1}{2} [J_0^2(u) + J_1^2(u)],$$

где

$$u = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta$$

(d — диаметр диска, ϑ — высота его над горизонтом). При больших значениях $u \sim 10$ можно воспользоваться асимптотическим выражением для функций Бесселя, и

$$\xi = \frac{1}{\pi u} = 0,1 \frac{\lambda}{d} \operatorname{cosec} \vartheta. \quad (1)$$

Однако выражение (1) не точно — оно предполагает, что земля находится во френелевской зоне диска и не учитывает отражение от земной поверхности.

Вычисление дифракционной поправки проведем для однородной плоской поверхности земли, для которой справедливы френелевские коэффициенты отражения:

$$r_v = \frac{\varepsilon \sin \vartheta - (\varepsilon - \cos^2 \vartheta)^{1/2}}{\varepsilon \sin \vartheta + (\varepsilon - \cos^2 \vartheta)^{1/2}}, \quad (2)$$

$$r_h = \frac{\sin \vartheta - (\varepsilon - \cos^2 \vartheta)^{1/2}}{\sin \vartheta + (\varepsilon - \cos^2 \vartheta)^{1/2}}.$$

Диаграмма направленности круглого диска на различных расстояниях R от него определяется выражением

$$|E(\vartheta, R)|^2 = \left| \int_0^1 J_0(u\zeta) \exp(j\gamma(1 - \zeta^2)/2) \zeta d\zeta \right|^2. \quad (3)$$

Рассмотрим элемент поверхности земли с температурой T_0 , находящийся на расстоянии $R/\sin \vartheta_i$ и занимающий телесный угол $\Delta\Omega_i$. Радиоизлучение этого элемента дает приращение температуры радиоизлучения диска, равное

$$\frac{T_0(1 - r_{v,h}^2) \left| E \left(\frac{R}{\sin \vartheta_i}, \vartheta_i \right) \right|^2 \Delta\Omega_i}{\int_{4\pi} \left| E \left(\frac{R}{\sin \vartheta_i}, \vartheta_i \right) \right|^2 d\Omega}; \quad (4)$$

здесь учтено изменение нормировки диаграммы с расстоянием [4]. Интегрируя (4) по телесному углу диаграммы рассеяния диска, в котором видна земля, получим выражение для приращения температуры радиоизлучения диска за счет приема радиоизлучения земли, и тогда дифракционная поправка равна:

$$\xi = \frac{1}{2} \int_{\vartheta_d}^{\pi/2} \frac{\pi/2 (1 - r_{v,h}^2) \left| E \left(\frac{R}{\sin(\psi - \vartheta_d)}, \psi \right) \right|^2 \sin \psi d\psi}{\int_0^{\pi/2} \left| E \left(\frac{R}{\sin(\psi - \vartheta_d)}, \vartheta \right) \right|^2 \sin \vartheta d\vartheta}. \quad (5)$$

Вычисления по формуле (5) в зависимости от длины волны λ были сделаны с помощью ЭВМ БЭСМ-4 для случая $\epsilon = 4$, $\vartheta_d = 0,43$, $d = 4,75$ м, $R = 30$ м, который реализуется на Карадаге. Результаты расчета для обеих поляризаций представлены на рис. 2, где верхняя кривая соответствует выражению (1).

В практических конструкциях для того, чтобы в диаграмму антенны в направлении диска не попадали добавочные предметы, опущенный на землю диск загораживается со стороны радиотелескопа плоским металлическим экраном, и, таким образом, край экрана является наиболее выступающей по вертикали деталью. Учет изменения диаграммы антенны из-за дифракции на краю экрана проведен в [6], на основе этой работы построен график поправок, приведенный на рис. 3.

Если поглощающий материал имеет отличный от нуля коэффициент отражения, то излучаемые антенной шумы аппаратуры частично отражаются обратно в систему. Интерференция отраженного сигнала с шумами входа приемника может привести к ошибкам при измерении антенной температуры радиоизлучения эталона. Анализ возможных ошибок проведен в [7], откуда следует, что этот эффект для комплекса на Карадаге не существует.

Выше были рассмотрены некоторые эффекты, которые могут приводить к систематическим ошибкам в определении потока. Кроме них, на результат измерений могут влиять случайные ошибки, в том числе и не связанные с флуктуационным порогом аппаратуры. При приеме дискретного источника в формировании G_∞ принимает участие вся толща

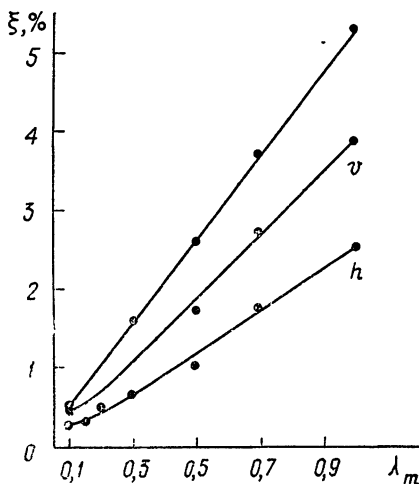


Рис. 2.

атмосферы, и, следовательно, из-за турбулентных свойств в этой среде G_∞ может испытывать флуктуации. В [8] показано, что флуктуации уси-

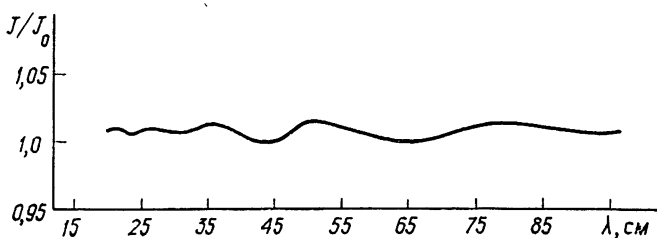


Рис. 3.

ления антенны являются следствием амплитудных флуктуаций радиоволн, прошедших через неоднородную атмосферу. Их величина определяется следующим выражением:

$$\frac{\Delta G^2}{G^2} = 4,78 \langle \chi^2 \rangle \Phi \left(\frac{D}{\sqrt{\lambda L}} \right). \quad (6)$$

Входящие в (6) величины: $\langle \chi^2 \rangle$ — средний квадрат флуктуаций логарифма амплитуды и $\Phi(D/\sqrt{\lambda L})$ — функция усредняющего действия апертуры, вычислены в [9]:

$$\langle \chi^2 \rangle = 0,31 k^{7/6} (L_0 \sec \vartheta)^{11/6} C_n^2, \quad (7)$$

где $L_0 \sec \vartheta$ — эффективная длина пути, проходимого радиоволной в неоднородной атмосфере в направлении зенитного угла ϑ . Экспериментальные исследования, проведенные на Карадаге, дают для РТ-7 на длине

волны $\lambda = 8$ см $\frac{\sqrt{\Delta S^2}}{S} = \frac{\sqrt{\Delta G^2}}{G} = 3\%$ и величины $C_n^2 = 8 \cdot 10^{-15}$ и $L_0 \approx 10$ км.

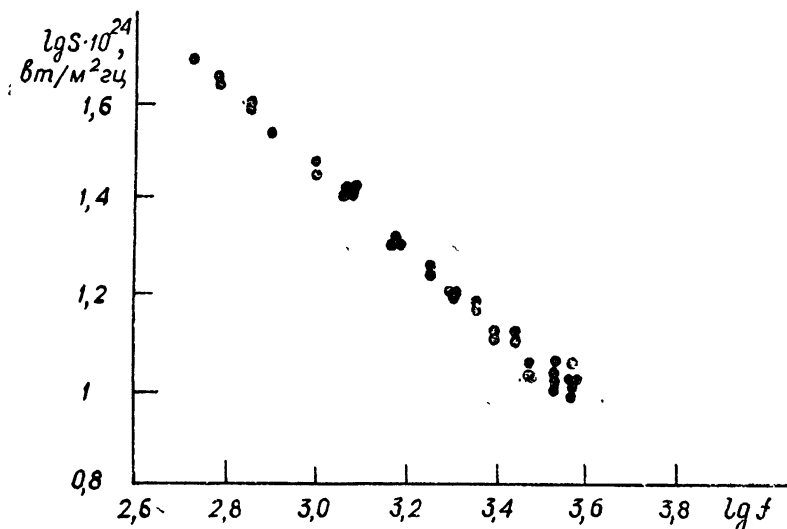


Рис. 4.

При приеме точечного источника антенной на разных длинах волн флуктуации усиления растут с уменьшением длины волны:

$$\sqrt{\Delta G^2} \sim \lambda^{-2,58} \left(1 - 1,3 \frac{D}{2\sqrt{\lambda B}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Этот эффект подтверждается экспериментально, он явлен на графике рис. 4 на каждой из частот по разбросу точек, представляющих усредненные за 4 часа результаты наблюдений дискретного источника Кассиопея-4 на радиотелескопе с 7-метровым зеркалом.

Флуктуации усиления антенны уменьшаются для антенн с большим диаметром зеркала, но использование таких антенн затруднено при проведении абсолютных измерений. В случае же малых антенн ($D \sim 10$ м) на высоких частотах отклонения при единичных измерениях могут быть более 10%. Исключение влияния флуктуаций усиления антенны достигается набором данных с последующим усреднением.

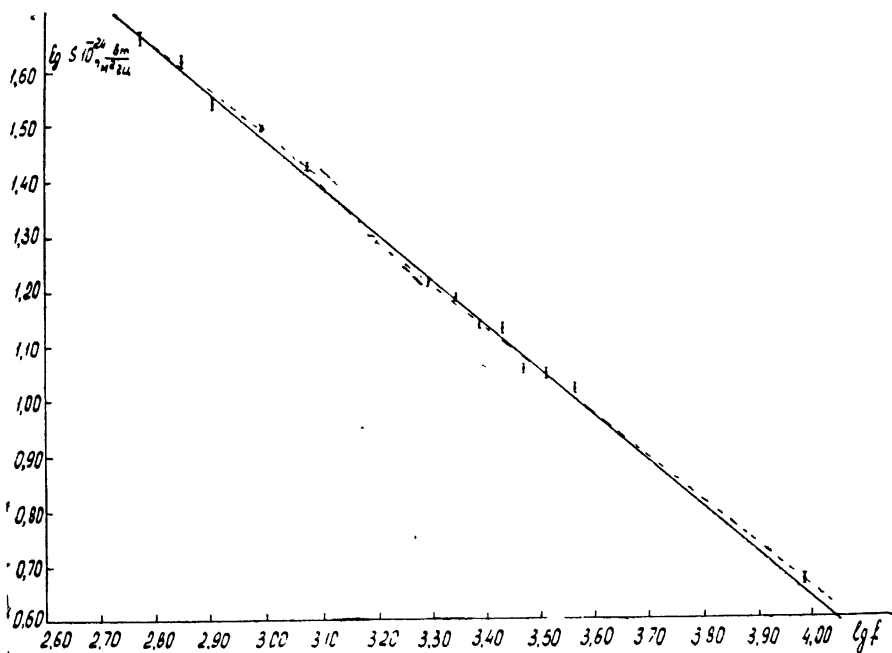


Рис. 5.

Измерения Кассиопея-А летом 1971 г. проводились на волнах $7 \div 30$ см в два этапа с 20 мая по 1 июля и в октябре, так что в результате на отдельных частотах получилось 6—7 дневных сеансов. Усредненные данные в каждом из таких интервалов очень хорошо совпали, показывая тем самым, что проведено достаточно хорошее усреднение флуктуаций усиления антенны. Результаты измерений представлены в табл. 1, в последнем столбце приведена случайная ошибка, выраженная в процентах. Спектр источника приведен на графике рис. 5. Методом наименьших квадратов были вычислены спектральные индексы для отдельных участков спектра, их величины приведены в табл. 2. Измерения 1967, 1969 и 1971 годов выполнены с использованием одних и тех же антенн и методики измерений. Поэтому при сравнении этих результатов важны лишь случайные ошибки, и, следовательно, можно выявить малые временные изменения спектрального индекса. Из таблицы видно, что

Таблица 1

ν , Мгц	$S_K \cdot 10^{24}$, вт/м ² гц	$\pm \Delta S$, %
407	64,90	3
597,8	46,06	2
707,2	41,50	2
804,5	35,26	2
990	31,53	1
1200	26,84	1,2
1498	20,78	0,7
1760	18,10	0,4
2000	16,25	0,6
2250	15,22	0,6
2490	13,66	1
2748	13,34	1,7
3030	11,23	1,7
3301,7	10,95	1,2
3714	10,29	1,3
9700	4,63	1,8

Таблица 2

$\lambda_1 - \lambda_2$, см	α (1969)	α (1971)	α (1969) — α (1971)
3 — 75	$0,8571 \pm 0,008$	$0,8362 \pm 0,0056$ $\pm 0,0033$	$0,021 \pm 0,011$ $\pm 0,014$
3 — 20	$0,8430 \pm 0,012$	$0,7988 \pm 0,011$ ± 0	$0,044 \pm 0,012$ $\pm 0,023$
20 — 75	$0,8676 \pm 0,022$	$0,7820 \pm 0,017$	$0,085 \pm 0,040$
17 — 35	$0,9270 \pm 0,028$ $\pm 0,038$	$0,9870 \pm 0,006$ $\pm 0,012$	$-0,060 \pm 0,016$

спектр источника неоднороден по диапазону, наибольшее значение спектрального индекса в интервале $17 \div 35$ см. В целом в рассматриваемом диапазоне спектр описывается одним индексом $\alpha_{1971} = 0,836$ и $\alpha_{1969} = 0,857$, который за два года уменьшился на 0,02. Заметные изменения спектрального индекса имели место и на отдельных участках спектра. На рис. 6 приведено распределение спектральных индексов по участкам диапазона.

На частотах ниже 407 Мгц нет достаточно надежных измерений с калибровкой по методу «искусственной луны». Поэтому для характеристики спектра Кассиопеи-А на более низких частотах воспользуемся наиболее точными данными, полученными другими авторами. В интервале $38 \div 320$ Мгц проведены измерения на 5 частотах с погрешностью меньше 10%, соответствующие потоки приведены в табл. 3. Для вычисления спектрального индекса все потоки были отнесены к эпохе 1969 г. в предположении 1% уменьшения потока. Спектральный индекс в интервале $38 \div 320$ Мгц получен равным $\alpha = 0,716 \pm 0,06$. Его величина существенно (на 0,22) меньше, чем получено в диапазоне $408 \div 9370$ Мгц, в этом случае спектр источника имеет излом на частотах около 300 Мгц. Если вычислить спектр Кассиопеи-А для этих данных и данных НИРФИ за 1969 г., то спектральный индекс в диапазоне $38 \div 9700$ Мгц равен $\alpha = 0,804$, он представлен сплошной линией на рис. 7. Однако такой спектр неправильно отражает распределение энергии в диапазоне

3 ÷ 75 см. На рис. 7 соответствующий спектр изображен пунктирной линией.

С целью введения единой шкалы для измерений интенсивности дискретных источников, проводимых в различных радионастрономических обсерваториях, Конвей, Келлерманн и Лонг в 1963 г. систематизировали все имеющиеся результаты измерений потоков Кассиопеи-А, приводя их к одной эпохе [21]. Полученный ими спектр имел следующие параметры: $\alpha = +0,77 \pm 0,02$ и поток на 400 Мгц $S_K(400) = 6100$ ед. потока на эпоху 1961.0. Этот спектр был положен в основу абсолютной шкалы спектров (СКЛ). В более поздние годы спектр Кассиопеи-А систематически уточнялся по мере публикации данных абсолютных измере-

Рис. 6. Обозначения спектральных индексов:
 □□□ — в диапазоне 60 ÷ 3 см; ●●● — в диапазоне 60 ÷ 25 см; ○○○ — в диапазоне 20 ÷ 3 см;
 △△△ — в диапазоне 35 ÷ 17 см.

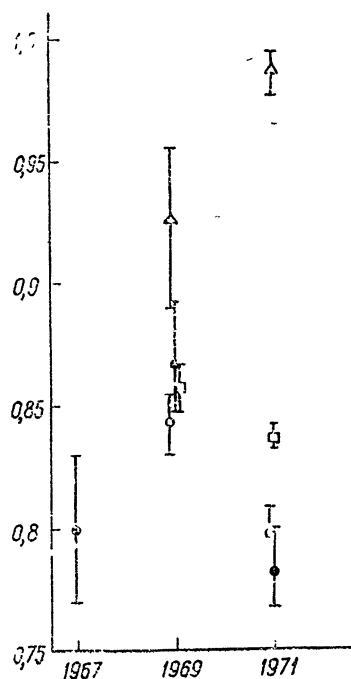


Таблица 3

ν , Мгц	$S_K \cdot 10^{24}$, вт/м ² гц	$\pm \Delta S$, %	Время измерений	$S_K(1969)$	Литература
320	78,3	5	1963	73,5	[10]
231	118	10	1961	107	[11]
152	128	2,9	1966	125,5	[12]
81,5	211	2,9	1966	207	[12]
38	362	3,7	1966	355	[12]

ний. Так Келлерман, Паулини-Тос и Виллиамс опубликовали в 1969 г. новую шкалу спектров (KPW), основанную на спектре Кассиопеи-А, построенном в диапазоне 38 ÷ 15500 Мгц со спектральным индексом $\alpha = +0,765 \pm 0,005$ и потоком на 750 Мгц $S(750) = 3880$ ед. потока (1964.4) [22]. В 1971 г. Баарс [19] вновь уточнил спектр, получив его по 42 точкам (из них 28—данные НИРФИ) в диапазоне 38 ÷ 16000 Мгц со спектральным индексом $\alpha = +0,787 \pm 0,006$ и потоком на частоте 1000 Мгц $S_K(1000) = 3185$ ед. потока на эпоху 1965.0 (ВН).

Существенным недостатком синтезированных таким образом шкал является то, что берутся данные, полученные в различное время, а затем в предположении, что вековое уменьшение одинаково на всех частотах (обычно считают его 1 ÷ 1,1% в год), приводятся к одной эпохе. Однако предположение о равномерности векового уменьшения потока еще экспериментально не подтверждено. Ниже будет отмечено, что есть основания для утверждения о частотной зависимости векового хода у Кассиопеи-А. Поэтому наиболее достоверные данные о спектре Кассиопеи могут быть получены только при измерениях в широком интервале частот за малые промежутки времени, как это сделано в настоящей работе. Для эпохи 1972.0 спектр Кассиопеи-А в диапазоне 408 ÷ 9700 Мгц, приведенный выше, можно принять за спектр стандартного источника, характеризуя

его спектральным индексом $\alpha = +0,836$ и потоком на частоте 1000 Мгц $S_K = 3020$ ед. потока.

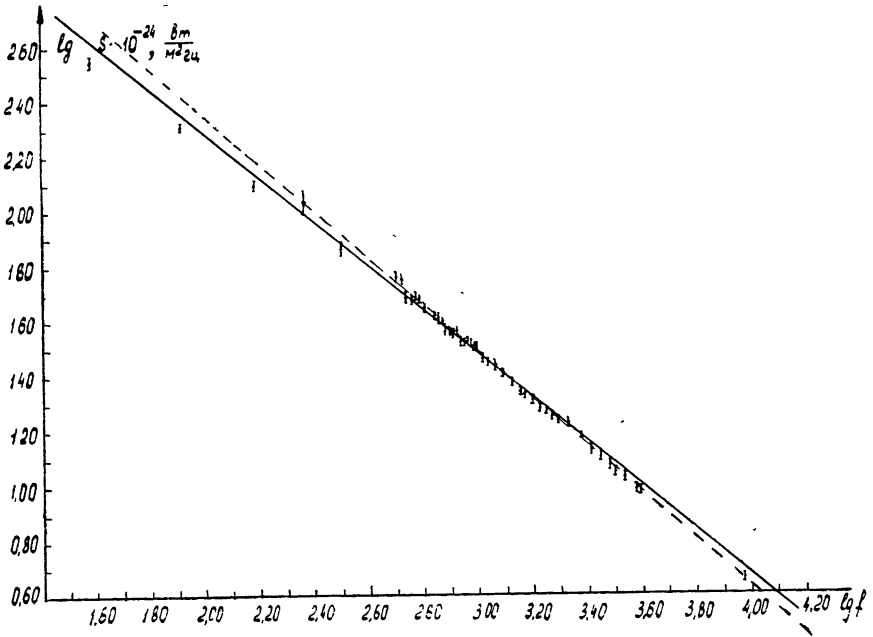


Рис. 7.

На графике рис. 8 сделано сравнение различных шкал со спектром Кассиопеи-А, полученным в НИРФИ в 1971 г. в диапазоне $408 \div 9700 \text{ Мгц}$ и экстраполированным на частоту $81,5 \text{ Мгц}$. По оси ординат отложены отношения потоков Кассиопеи из шкал СКЛ, КРВ и ВН к соответствующим потокам стандартного источника. Для удобства все потоки приведены к эпохе 1965.0, для которой построены шкалы КРВ и ВН. Приведение шкалы СКЛ к эпохе 1965.0 делалось с принятым в ней уменьшением потока 1%, для редукиции данных НИРФИ принималась величина годового уменьшения 0,8% (соответствующее объяснение будет дано ниже). Спектры Кассиопеи в шкалах КРВ и ВН имеют завышенные потоки на сантиметровых волнах, так на волнах короче $\lambda = 6 \text{ см}$ это превышение составляет $10 \div 15\%$, а на волнах длиннее 30 см потоки занижаются.

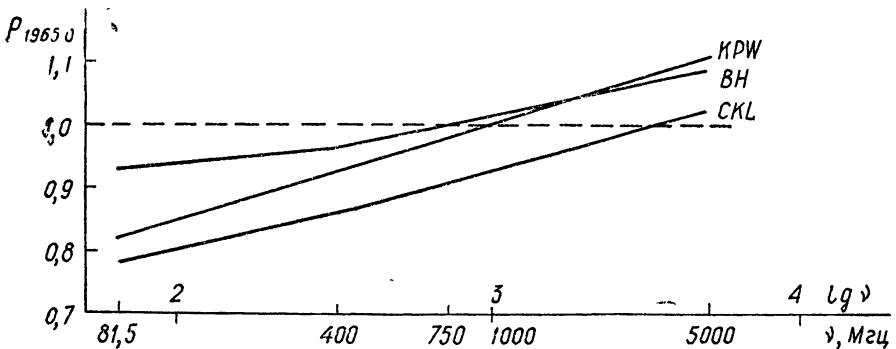


Рис. 8.

В [23] проведены абсолютные измерения интенсивности пяти источников с потоками порядка нескольких десятков единиц на частоте 408 *Мгц*. С помощью сравнения полученных потоков с потоками для этих источников в каталогах СКЛ было найдено, что шкала СКЛ на 408 *Мгц* занижена на 11%. Это подтверждается нашими данными, согласно которым шкала СКЛ на этой частоте занижена на 14%, а шкала КРВ — на 7%. Еще более критическая ситуация существует на волнах, больших 75 *см*. Здесь в первую очередь нужно выяснить вопрос о величине спектрального индекса источника Кассиопея-А с помощью новых абсолютных измерений потоков.

Систематические абсолютные измерения, которые были начаты в НИРФИ в 1961 году, позволяют получить данные о вековом уменьшении потока. Первые измерения были выполнены на волнах $\lambda = 3,2$ *см* в 1961, 1962 и 1963 гг. [13–15] и на $\lambda = 9,8$ *см* в 1961 г. [13]. Однако эти результаты в настоящее время нуждаются в коррекции, которая связана с двумя факторами. Во-первых, до открытия реликтового излучения Вселенной в 1965 г. температура излучения космического фона, экранируемого диском, принималась равной нулю. Учет 3°К-излучения приводит к необходимости уменьшения потоков, даваемых в этих работах, на 1%!

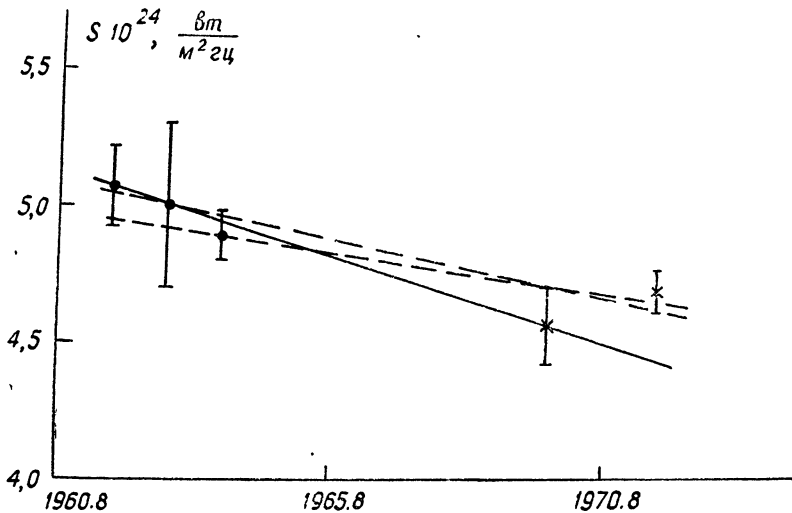


Рис. 9.

Второе обстоятельство связано с тем, что в ранних работах (до 1967 г.) антенна фокусировалась на источник, находящийся в бесконечности, и принималось $G_R = G_\infty$.

Расчеты показывают, что из-за различия G_R и G_∞ на длине волны $\lambda = 3,2$ *см* потоки нужно уменьшить на 1,5% и на длине волны $\lambda = 9,8$ *см* на 0,6%. Таким образом, систематическая поправка к результатам измерений на $\lambda = 3,2$ *см*, выполненным до 1965 года, составляет 2,5%, а на $\lambda = 9,8$ *см* она равна 1,6%. С учетом этих поправок поток Кассиопея-А в 1961 году на $\lambda = 3,2$ *см* составлял $S_K(3,2) = 507$ и на $\lambda = 9,8$ *см* $S_K = 1446$ ед. потока. Зависимость потока на $\lambda = 3,2$ *см* от времени представлена на рис. 9, где нанесены данные 1971 г., пересчитанные на длину волны $\lambda = 3,2$ *см*. За время 1961.9 ÷ 1969.9 годовичное уменьшение потока составило $\Delta S/S = -(1 \pm 0,5)\%$. С учетом наблюдений 1971 г. эта величина несколько меньше и равна $\Delta S/S = -(0,63 \pm 0,12)\%$.

На рис. 10 нанесены потоки на длине волны $\lambda = 9,8$ см; в течение десятилетия 1961 — 1971 гг. среднее годовичное уменьшение потока составило $\Delta S/S = -(1,04 \pm 0,21)$ %.

Для исследования изменений потока на волнах дециметрового диапазона использовались относительные измерения потока Кассиопеи в сравнении с потоками от Лебедя-А и Тельца-А. Использование Тельца-А в качестве источника сравнения имеет то преимущество, что фон вокруг него однороден и источники имеют одинаковую угловую ширину. Сделанные в 1971 г. контрольные измерения потока Тельца-А в сравнении с данными 1961 г. не обнаруживают в пределах ошибки изменений потока, превосходящих за год 0,2%. Отношение потоков Кассиопеи-А и Тельца, полученные в результате абсолютных измерений в 1971 г. в диапазоне 35 ÷ 50 см, были сравнены с относительными измерениями 1964 г. Для этого диапазона $\Delta S/S \approx -(0,7 \div 0,8)$ %. На длине волны $\lambda = 31,5$ см относительные измерения S_K/S_L и S_K/S_T были сделаны в 1964 г. на антенне с высоким разрешением и повторены в июне 1972 г. Величина годовичного уменьшения потока Кассиопеи-А составила $(0,85 \pm 0,05)$ %.

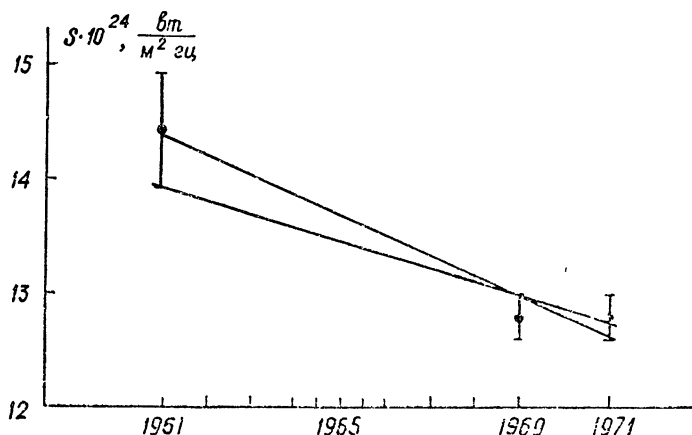


Рис. 10.

Из приведенных результатов видно, что годовичное уменьшение потока в интервале волн 3,2 ÷ 50 см в среднем составляет 0,8%. Это уменьшение несколько меньше на волне 3,2 см, что связано с некоторым ростом интенсивности на этой волне за 1969.8 — 1971.9. В табл. 4 для сравнения приведены данные других авторов. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Точные измерения, выполненные на частоте 81,5 Мгц за 20 лет, дают годовичное уменьшение $(1,29 \pm 0,08)$ %, что существенно больше, чем на волнах сантиметрового и дециметрового диапазонов. Этот факт может быть объяснен, если предположить, что наряду с равномерным по частоте уменьшением потока происходит уменьшение спектрального индекса, что приводит к увеличению падения потока на более низких частотах. Выше отмечалось, что за время 1969—1971 гг. было замечено уменьшение спектрального индекса, которое составляет $\Delta \alpha = 0,01$ в год. Однако этот факт нуждается в дополнительных исследованиях.

Интересно также отметить, что возможны временные изменения векового уменьшения потока. Так на частоте 81,5 Мгц за интервал 1948—1960 гг. получено меньшее значение $\Delta S/S$, чем в интервале 1948—1969 гг., в то время как в дециметровом диапазоне картина обратная: более ранние измерения дают большую величину увеличения потока ($> 1\%$).

Т а б л и ц а 4

λ , см	Г о д ы	$\Delta S/S$, %	Литература
9,4	1953—1962	$1,14 \pm 0,26$	[16]
21	1960—1964	$1,75 \pm 0,52$	[17]
370	1948—1960	$1,06 \pm 0,14$	[18]
11	1961—1971	$0,92 \pm 0,15$	[19]
21	1968—1971	$0,89 \pm 0,12$	[19]
370	1949—1969	$1,29 \pm 0,08$	[20]
3,2	1961—1971	$0,63 \pm 0,12$	н. р.
9,8	1961—1971	$1,04 \pm 0,21$	н. р.
31,5	1964—1972	$0,85 \pm 0,05$	н. р.
35—50	1964—1971	$0,7 \pm 0,8$	н. р.

По всей видимости, явление векового уменьшения потока имеет сложный характер, что затрудняет прогнозирование спектра через длительные промежутки времени. Поэтому для точных измерений, каким, например, является определение параметров антенн, нужно пользоваться результатами абсолютных измерений, проведенных в ближайшее время. Для сантиметрового и дециметрового диапазонов такие данные приведены выше.

Теоретические оценки векового изменения потока для Кассиопеи-А согласно модели И. С. Шкловского приводят к величинам, в 2 раза превышающим наблюдаемый эффект. Анализ различных моделей источника показал, что наилучшее совпадение с экспериментальными значениями $\Delta S/S$ получается, если в остатке сверхновой магнитное поле при расширении меняется как $H \sim 1/R$. В этом случае $\frac{\Delta S}{S} = \frac{3-5\gamma}{4T}$, и для Кассиопеи-А, принимая $\alpha = 0,85$ и $T = 290$ лет, получим $\Delta S/S \approx 0,9\%$ в год. Сделанное предположение означает, что изменение магнитного поля в оболочке сверхновой происходит неадиабатически.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, изд. Наука, М., 1966.
- В. С. Троицкий, К. С. Станкевич, Н. М. Цейтлин и др., Астрон. ж., 48, № 6, 1150 (1971).
- Л. Н. Бондарь и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 6, 807 (1969).
- С. А. Пелюшенко, Л. К. Романычева, К. С. Станкевич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 5, 684 (1970).
- Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 6, № 6, 1265 (1963).
- К. С. Станкевич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 1, 146 (1968).
- К. С. Станкевич, В. П. Иванов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 12, 1788 (1971).
- К. С. Станкевич, Радиотехника и электроника (в печати).
- В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
- D. A. Mac Rae, E. R. Seaquist, Astron. J., 68, 77 (1963).
- G. Flamich, Nature, 193, 261 (1962).
- E. A. Parker, Month. Not. of RAS, 138, 407 (1968).
- К. С. Станкевич, Астрон. ж., 39, № 4, 611 (1962).
- В. П. Ласточкин, Э. С. Планкин, К. С. Станкевич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 6, № 3, 631 (1963).
- В. П. Ласточкин, К. С. Станкевич, Астрон. ж., 41, № 4, 769 (1964).

16. C. H. Mayer, T. P. McCullough, R. M. Sloanaker, *Astrophys. J.*, **141**, № 3, 867 (1965).
17. J. W. Findlay, H. Hvatum, W. B. Waltman, *Astrophys. J.*, **141**, № 3, 873 (1965).
18. J. A. Högbom, J. R. Shakeshaft, *Nature*, **189**, 561 (1961).
19. J. W. M. Baars, A. P. Hartsuijker, Preprint, Leiden, 1971.
20. P. F. Scott, J. R. Shakeshaft, M. A. Smith, *Nature*, **223**, 1139 (1969).
21. R. G. Conway, K. I. Kellermann, R. J. Long, *Month. Not. of RAS*, **125**, № 3, 276 (1963).
22. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, P. J. S. Williams, *Astrophys. J.*, **157**, № 1, 1 (1969).
23. D. V. Wyllie, *Month. Not. of RAS*, **142**, № 2, 229 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
3 ноября 1972 г.

УДК 523.164

НАБЛЮДЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ МАЗЕРНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С УГЛОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ 0,2 мсек дуги

*Б. Ф. Берк, К. Д. Джонстон, В. А. Ефанов, Б. Д. Кларк, Л. Р. Коган,
В. И. Костенко, К. У. Ло, Л. И. Матвеевко, И. Г. Моисеев, Д. М. Моран,
С. Х. Ноулс, Д. К. Папа, Г. Д. Пападополус, А. И. Роджерс, П. Р. Шварц*

Спектральные исследования привели к открытию в ряде галактических объектов областей, излучающих яркие линии паров воды [1]. И. С. Шкловским было высказано предположение, что эти линии излучаются компактными областями, размеры которых не превышают размеров солнечной системы, что соответствует угловому размеру меньше 1 мсек дуги, а отдельные компактные компоненты могут быть существенно меньше [2]. Измерения со сверхвысоким угловым разрешением вначале были проведены в пределах юдного континента [3], а затем продолжены с предельным угловым разрешением на радиотелескопах РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории и РТ-37 Хайстековской обсерватории (рис. 1). Расстояние между РТ-22 и РТ-37 равно 7350 км, что соответствует 550×10^6 длин волн или угловому разрешению 0,13 мсек дуги. На радиотелескопе РТ-22 был установлен облучатель на волну 1,35 см и проведена юстировка антенны [4]. Для наблюдений использовалась аппаратура Марк II, разработанная в НРАО. Частота считывания сигнала равнялась 4 МГц, что соответствовало полосе пропускания 2 МГц. В качестве гетеродинов и хранителей времени использовались рубидиевые стандарты частоты со стабильностью 10^{-12} за 10 сек. Абсолютная привязка времени проводилась путем перевозки часов, а относительная — по сигналам навигационной системы Лоран С. Шумовая температура радиотелескопа равнялась 2000°К.

Наблюдался ряд радиоисточников, включая W-3, W-49 и ORI-A, которые имеют компоненты с малыми угловыми размерами. Результаты обрабатывались на специализированной вычислительной машине, на которой определялись коэффициенты корреляции; последующий фурье-анализ и усреднение проводились на универсальной ЭВМ типа IBM 360/50. Автокорреляционная обработка сигналов каждой из лент позволяла определить частотный спектр источника во время наблюдений с учетом параметров радиотелескопа, а кросс-корреляционная обработка сигналов с двух лент давала тот же спектр, но с угловым разрешением интерферометра. Отношение этих двух спектров определяет значение функции видимости компонент.

В настоящее время получены предварительные результаты по W-49. На рис. 2 показан спектр этого источника в момент наблюдений. Как видно из рис. 2, спектр имеет две детали, наиболее яркая из них соответствует скорости —1,9 км/сек. Плотность потока ее радиоизлучения в момент наблюдения соответствовала примерно 50 000 ед. потока. Вторая соответствует —6 км/сек, ее относительный вклад по амплитуде составляет 20—30%. На рис. 3 показан спектр этого же источника, но с угловым разрешением интерферометра Крым—Голдстоун. В этом случае,

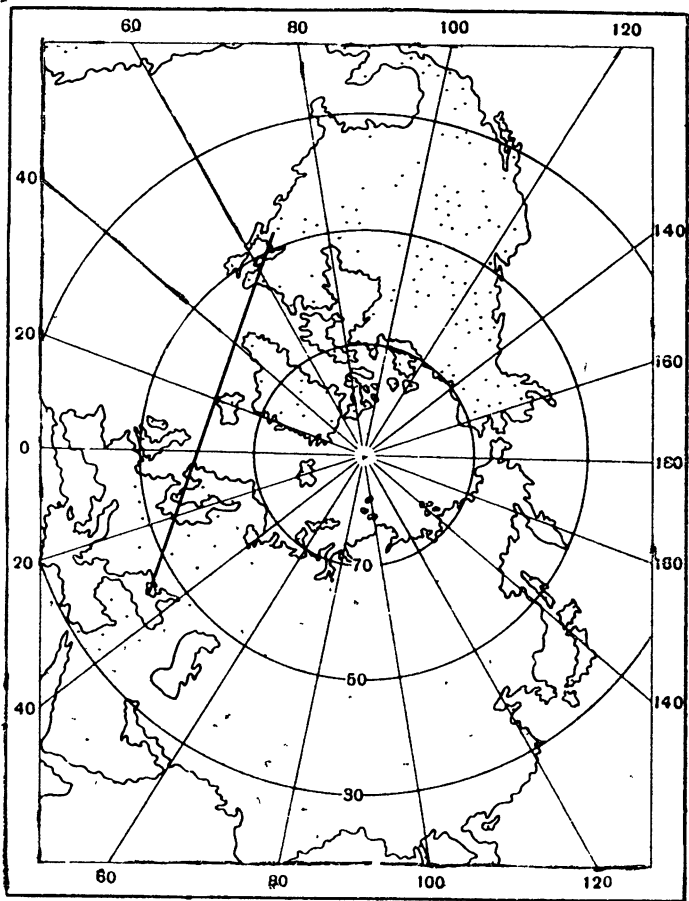


Рис. 1. Схема радиointерферометра Крым—Хайстек.

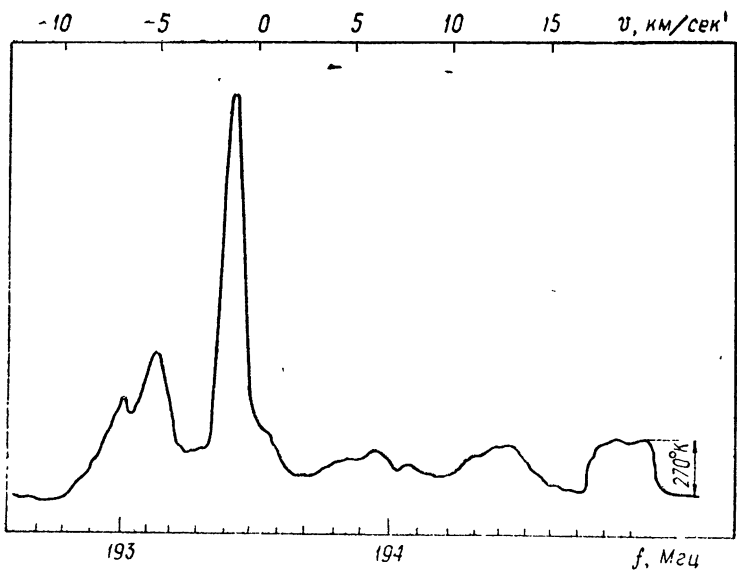


Рис. 2. Спектр источника W-49, полученный на одиночной антенне ($\Delta f = 100$ кГц).

так же как и на рис. 2, видны две детали: поток основной соответствует 30 000 ед. потока, а относительный вклад второй понизился до 10%. Отсюда следует, что основная деталь имеет угловые размеры меньше $0,2 \div 0,3$ мсек дуги и $T_b \geq 10^{15} \text{K}$, а размер второй — порядка углового разрешения интерферометра.

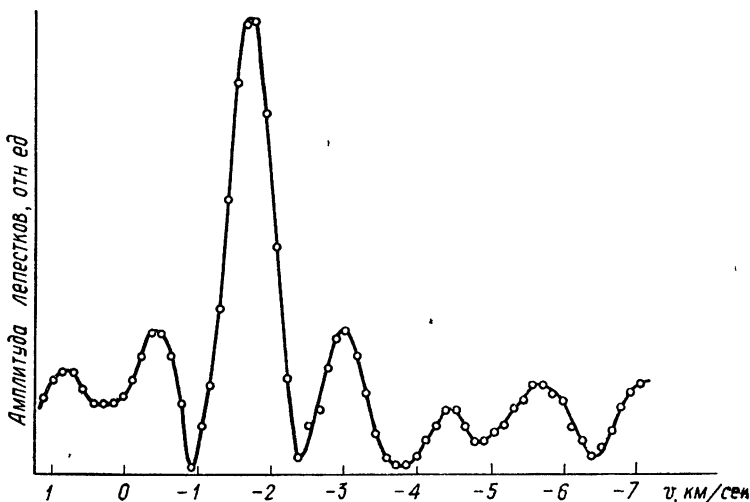


Рис. 3. Спектр источника W-49, измеренный с пространственным разрешением на радиоинтерферометре Крым — Хайстек ($\Delta f \approx 37$ кГц $\approx 0,5$ км/сек, $\tau = 20^s$).

Во время подготовки к наблюдениям сигнал от W-49 был сравнительно мал (рис. 4 а). Но в 21 час 18 мин он неожиданно начал расти (рис. 4 б) и достиг максимального значения (рис. 4 в), после чего его уровень изменялся незначительно (рис. 5). Изменение величины сигнала примерно в 12 раз произошло за время меньше 5 мин. Предполагая равенство продольного и поперечного размеров, можно оценить угловые размеры этой компоненты, которые оказываются меньше $4 \cdot 10^{-2}$ мсек дуги. По величине сигнала эта компонента может быть отнесена к детали, скорость которой равна — 1,9 км/сек.

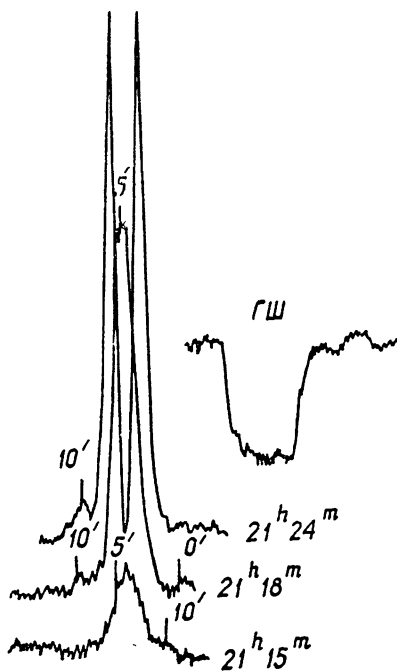


Рис. 4. Запись источника W-49 5 июня 1971 года. В случае „в“ в центральной части полярность самописца изменена на обратный знак ($\alpha = 19^h 08^m 52^s,8$; $V_8 = 5'' \text{ сек}^{-1}$).

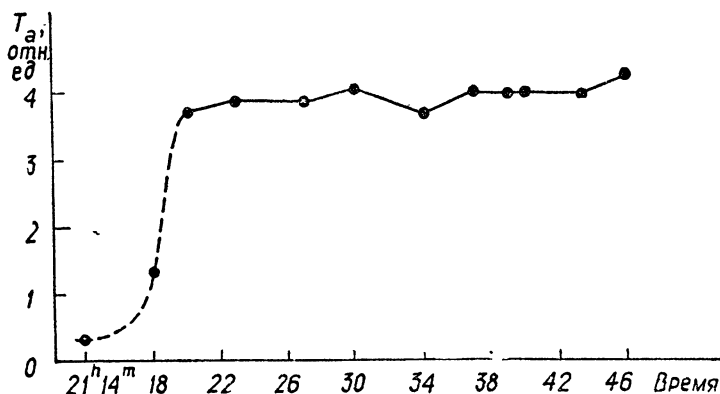


Рис. 5. Изменение величины сигнала от источника W-49 5 июня 1971 года ($\lambda = 1,35$ см).

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости дальнейшего повышения углового разрешения интерферометра, что может быть осуществлено лишь путем выноса одного из его элементов в космическое пространство.

Работа стала возможной благодаря сотрудничеству многих организаций СССР и США, коллективам которых авторы выражают свою искреннюю признательность.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. C. Cheung, D. M. Rank a. o., *Nature*, **221**, 626 (1969).
2. И. С. Шкловский, *Астрон. циркуляр*, 372 (1966).
3. K. J. Johnston, S. H. Knowles, W. I. Sullivan III, *Astrophys. J.*, **166**, 121 (1971).
4. Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева и др., *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, (в печати).

Институт космических исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1972 г.

УДК 538.574.3

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ

И. Ф. Белов, В. М. Фридман

Как известно, температуру антенны при приеме радиоизлучения какого-либо источника можно записать в виде

$$T_a = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_1(z)} T_1(z) e^{-\gamma(z)} D(z, \varphi) d\Omega(z), \quad (1)$$

где $D(z, \varphi)$ — диаграмма направленности антенны; z, φ — координаты источника (z — зенитный угол); $T_1(z)$ — яркостная температура источника; $\Omega_1(z)$ — наблюдаемые угловые размеры источника; $\gamma(z)$ — полная оптическая толщина атмосферы в данном направлении.

Полагая, что видимая яркость источника $T_1(z) e^{-\gamma(z)}$ медленно изменяется в пределах телесного угла $\Omega_1(z)$ [1], выраженное (1) можно переписать:

$$T_a(z_0) = \frac{T_1}{4\pi} e^{-\gamma(z_0)} \int_{\Omega_1(z)} D(z, \varphi) d\Omega(z). \quad (2)$$

Как показано в [1, 2], видимые вертикальные размеры источника по мере движения его к горизонту изменяются из-за атмосферной рефракции, что приводит к изменению температуры антенны.

Из (2) видно, что величина этих изменений зависит от вида диаграммы направленности антенны и относительно мала. Поэтому, для уверенного выделения приращения температуры антенны желательно применить квазиулевой метод. Однако, обычно применяемые методы компенсации сигнала (например, с помощью газовой лампы) здесь малоприменимы, поскольку вблизи горизонта существенно влияние фонового излучения, попадающего в боковые лепестки антенны. Поэтому целесообразно применить модуляцию формы диаграммы направленности. При этом можно выбрать наиболее оптимальный закон изменения формы диаграммы направленности, значительно уменьшить влияние фонового радиоизлучения и осуществить близкий к нулевому метод выделения сигнала.

Считая [1], что изменение рефракционного ослабления сигнала происходит только при изменении угла z , в простейшем случае удобно выбрать две диаграммы направленности эллиптического сечения в вертикальном и горизонтальном направлениях. Тогда разность антенных температур в полярной системе координат запишется:

$$\Delta T_a(z_0) = T_{a_1}(z_0) - T_{a_2}(z_0) = \frac{1}{4\pi} T_1 e^{-\gamma(z_0)} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{r(\psi)} [D_1(r, \psi) - D_2(r, \psi)] dr, \quad (3)$$

где $r(\psi) = f[a, R'(z), \psi]$, a — угловой размер источника; $R'(z)$ — величина

на дифференциальной рефракции при угле z . Подставляя в (3) выражения для $r(\psi)$ и $D(r, \psi)$, получаем функциональную зависимость между величиной антенной температуры $\Delta T_a(z_0)$, коэффициентом поглощения $\gamma(z_0)$ и величиной дифференциальной атмосферной рефракции $R'(z_0)$.

Для измерений использовалась экваториальная установка с параболическим зеркалом $D = 4,5$ м и приемник супергетеродинного типа на $\lambda = 3,07$ см. Для создания эллиптических диаграмм направленности был использован анизотропный отражатель диаметром 340 мм для 2-х ортогональных направлений вектора линейной поляризации. Анизотропный отражатель представлял собой сплошной диск, окруженный шестью металлическими концентрическими кольцами. Диаметр сплошной части диска равнялся 282 мм. Таким образом, для каждой из линейных поляризаций электрического вектора формировались эффективные эллиптические поверхности отражения [3].

Первичным облучателем служил открытый конец круглого волновода. Разделение сигнала по линейным поляризациям происходило в тройнике.

Слежение за Солнцем осуществлялось на восходе и заходе на протяжении полутора-двух часов. При высоких углах Солнца над горизонтом поступающие в приемник сигналы на ортогональных поляризациях выравнивались с помощью аттенюатора*.

Точность компенсации потерь в каналах проверялась на тех углах, на которых проводились измерения. Сигналы 2-х каналов поступали на модулятор и далее в тракт приемника.

Одновременно с записью сигнала производилось измерение зенитных углов Солнца с помощью теодолита. Во время наблюдений проводился также постоянный оптический контроль за точностью сопровождения Солнца**. Калибровка осуществлялась обычным способом подачей сигнала от газовой лампы через направленный ответвитель.

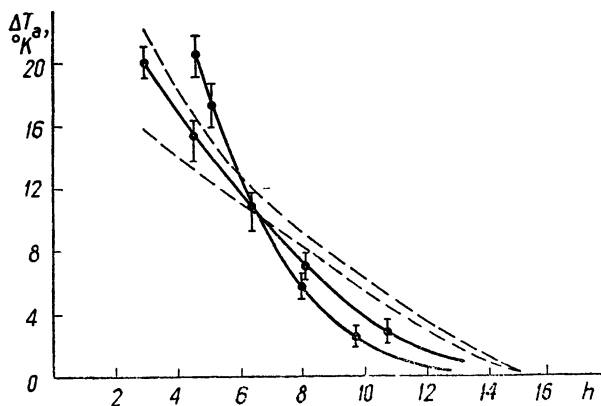


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей ΔT_a от h .

В результате экспериментов были получены зависимости $\Delta T_a(z_0)$ при зенитных углах 75° — 87° . На углах больше 87° результаты не рассматривались из-за возможных побочных эффектов. На рис. 1 представлены характерные кривые зависимости ΔT_a от $h = 90^\circ - z_0$ (экспери-

* Методика измерений предполагает отсутствие на Солнце всплесков радиоизлучения.

** Для учета отличия оптической и радиорефракций в точках измерений находился минимум $\Delta T_a(z)$ путем малых перемещений антенны по координате z около расчетного положения.

ментальные кривые нанесены сплошными линиями с интервалами их точности). Из уравнения (3) были рассчитаны теоретические кривые $\Delta T_a(h)$ для некоторых средних параметров атмосферы ($\gamma_1 = 0,05 \text{ sec } z$; $\gamma_2 = 0,06 \text{ sec } z$) и величин $R'(z)$, взятых из работы [1]. Эти данные при $T_1 = 10000^\circ\text{K}$ [4] представлены пунктирными линиями на рис. 1. Как видно из рис. 1, ход экспериментальных кривых качественно совпадает с расчетным.

Примененная методика по нашему мнению обладает рядом достоинств, к которым в первую очередь относятся:

- 1) относительная простота проведения наблюдений,
- 2) возможность исключения влияния фонового излучения.

Все это позволяет считать использованную методику удобной для исследования атмосферной рефракции и оценки параметров атмосферы.

Авторы выражают благодарность Л. Т. Варюшиной за участие в проведении наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 2, № 5, 677 (1959).
2. Н. М. Цейтлин, Применение методов радиоастрономии в антенной технике, изд. Сов. радио, М., 1966
3. Г. З. Айзенберг, Антенны УКВ, изд. Связь, М., 1957.
4. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.

Научно-исследовательский радиопизический институт

Поступила в редакцию
18 августа 1972 г.

УДК 551.510.52

О ФЛУКТУАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ТРОПОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

А. А. Стоцкий

В качестве достаточно универсальной характеристики флуктуационных свойств тропосферы Земли при описании основных эффектов, связанных с влиянием флуктуаций показателя преломления воздуха на работу больших радиотелескопов и интерферометров, можно рассматривать структурную функцию эйконала (электрической толщи) слоя тропосферы.

В теории распространения радиоволн в турбулентной атмосфере в настоящее время общепринятой является локально изотропная однородная модель турбулентности [1]. В соответствии с этой моделью рассматриваются три области структурной функции эйконала $D_I(\Delta\rho)$.

а) Область диссипации ($\Delta\rho \ll l_0$, где l_0 — внутренний масштаб турбулентности). $D_I(\Delta\rho) = 1,64 C_n^2 L l_0^{1/3} \Delta\rho^2$.

б) Инерционный интервал ($l_0 \ll \Delta\rho \ll L_0$, где L_0 — внешний масштаб турбулентности). $D_I(\Delta\rho) = 2,91 s C_n^2 L \Delta\rho^{5/3}$, $s = 1/2$ при $l_0 \ll \Delta\rho \ll \sqrt{\lambda L}$ и $s = 1$ при $\sqrt{\lambda L} \ll \Delta\rho \ll L_0$.

в) Энергетический интервал ($\Delta\rho \gg L_0$). $D_I(\Delta\rho) = \text{const}(\Delta\rho)$.

В приведенных выше формулах C_n — структурный коэффициент показателя преломления, L — длина пути волны в турбулентной атмосфере, λ — длина волны.

Структурная функция эйконала всего слоя тропосферы толщиной L получается обобщением приведенных выше формул на случай неоднородной среды путем замены $C_n^2 L$ линейным интегралом $C_I^2 = 2,91 \int_0^L C_n^2(h) dh$,

который берется вдоль луча зрения нормально к поверхности Земли [1–5 и др.]*.

Величина внутреннего масштаба турбулентности в атмосфере довольно уверенно оценивается и составляет для нижних слоев 1–10 мм.

Относительно величины внешнего масштаба нет единого мнения. В большинстве работ, посвященных распространению света и радиоволн в тропосфере и влиянию тропосферных неоднородностей на работу антенн, он вообще остается неопределенным [3, 6–8 и др.]. Ряд авторов связывают величину внешнего масштаба с высотой точки наблюдения над земной поверхностью или с толщиной турбулентного слоя [1, 4, 5]. Эта точка зрения представляется физически обоснованной, если ограничиться рассмотрением только изотропных неоднородностей. Исходя из нее и принимая толщину тропосферного слоя $L \approx 10$ км, следовало бы

* В общем случае использование такой интегральной характеристики неоднородной среды возможно лишь в области $\Delta\rho \gg \sqrt{\lambda L}$ [1]. Однако в радиодиапазоне, где эффекты дифракции волн на неоднородностях атмосферы малы (практически отсутствует явление «мерцания»), параметр C_I сохраняет свою репрезентативность и для меньших масштабов.

сравнять внешнему масштабу атмосферной турбулентности также величину порядка 10 км [11]. Однако многочисленные наблюдательные данные показывают, что горизонтальные размеры атмосферных неоднородностей существенно превышают эту величину. Следовательно, изотропная модель тропосферы даже с внешним масштабом турбулентности ~ 10 км не охватывает имеющиеся крупномасштабные возмущения и является явно неудовлетворительной для построения структурной функции эйконала во всем диапазоне возможных масштабов.

По-видимому, следует рассматривать тропосферу в области $\Delta\rho \gg \gg 10$ км как слой с двумерной турбулентностью. При таком подходе структурная функция эйконала тропосферы может быть естественным образом продолжена в область масштабов $\Delta\rho \gg 10$ км.

Для определения вида структурной функции в этой области будем считать, что в ней остается справедливым «закон 2/3» для структурной функции коэффициента преломления воздуха: $D_n(\Delta\rho) = C_n^2 \Delta\rho^{2/3}$. Такое предположение основано на том, что в основе «закона 2/3» для турбулентного перемешивания лежат, в сущности, чисто энергетические соотношения. Но основным источником движения земной атмосферы является солнечная радиация, воздействие которой на атмосферу происходит в глобальных масштабах, а диссипация энергии связана с движениями масштабов $\sim l_0$. Тот факт, что в широкой области масштабов происходит каскадный процесс передачи энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным с постоянной не зависящей от размеров неоднородности скоростью, характерный для турбулентного перемешивания, подтверждается, например, выполнением «закона 4/3» Ричардсона для эффективной вязкости атмосферы в спектре масштабов атмосферных движений от тысяч километров до миллиметров [12]. Следовательно, «закон 2/3» для коэффициента преломления атмосферы, первоначально обоснованный для локально изотропной однородной турбулентности, может быть распространен на всю тропосферу, с учетом того, что в области масштабов, существенно превышающих толщину тропосферы L , турбулентное движение имеет двумерный характер.

При определении вида структурной функции эйконала тропосферы в области больших масштабов мы приходим к задаче о распространении волн сквозь тонкий ($L \ll \Delta\rho$) слой турбулентной атмосферы. В этом случае вид структурной функции эйконала совпадает с видом структурной функции самого показателя преломления, т. е. также описывается «законом 2/3» [13]: $D_l(\Delta\rho) = C_n^2 L^2 \Delta\rho^{2/3}$. Учитывая неоднородность тропосферы по высоте, вместо $C_n L$ можно также ввести интегральную характеристику $C_L = \int_0^L C_n(h) dh$.

Таким образом, модель структурной функции эйконала тропосферы для всей области значений $\Delta\rho \gg l_0^*$ может быть представлена следующим образом:

$$D_l(\Delta\rho) = \begin{cases} C_l^2 \Delta\rho^{5/3} & (l_0 \ll \Delta\rho \ll L_1) \\ C_L^2 \Delta\rho^{2/3} & (L_1 \ll \Delta\rho \ll L_2), \\ \text{const}(\Delta\rho) \approx C_L^2 L_2^{2/3} & (\Delta\rho \gg L_2) \end{cases} \quad (1)$$

L_1 имеет порядок толщины тропосферы и играет роль внешнего масшта-

* Мы не рассматриваем область $\Delta\rho \ll l_0$, так как для радиодиапазона она не представляет интереса, а в оптическом диапазоне, из-за сильных эффектов дифракции на неоднородностях атмосферы, уже при $\rho < \sqrt{\lambda L}$ используемые интегральные характеристики тропосферы не являются достаточно репрезентативными [1].

ба изотропной турбулентности. Определяя величину L_1 как абсциссу точки пересечения асимптотических выражений для $D_1(\Delta\rho)$ при $\Delta\rho \ll L_1$ и $\Delta\rho \gg L_1$, получим,

$$L_1 = \frac{C_L^2}{C_i^2} = \frac{\left[\int_0^L C_n(h) dh \right]^2}{2,91 \int_0^L C_n^2(h) dh}$$

Например, при линейной зависимости $C_n(h) = C_0(L-h)$, $L_1 = 0,26 L$, а при экспоненциальной — $C_n(h) = C_0 e^{-h/H}$, $L_1 = 0,7 H$ ($L \gg H$). Для однородной среды $C_n(h) = \text{const}(h)$, $L_1 = 0,34 L$.

Если считать, что $C_n(h)$ в тропосфере убывает с высотой по экспоненте, и принять эффективную толщину тропосферы $H = 8$ км, получим $L_1 = 5,6$ км.

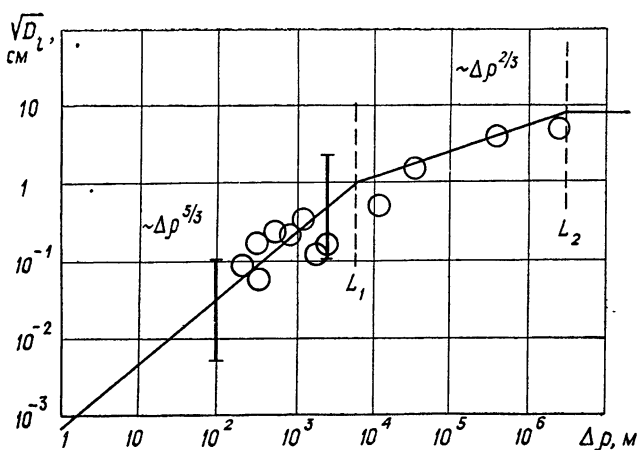


Рис. 1. Турбулентная модель структурной функции эйконала тропосферы. Точки и сплошные вертикальные линии—наблюдательные данные.

В качестве второй границы области действия «закона 2/3», по-видимому, следует рассматривать размеры наиболее мощных наблюдаемых турбулентных образований в тропосфере — циклонов, средний размер которых в умеренных широтах порядка 2000 — 3000 км. Эта величина близка к типичному масштабу длины для синоптических процессов, следующему из теории горизонтального движения сжимаемой жидкости в поле силы Кориолиса [12, 14]. В области еще больших масштабов, как отмечается в [12], по-видимому, имеет место передача энергии от синоптических движений к движениям более крупного масштаба — течениям общей циркуляции атмосферы, так что свободное турбулентное перемешивание уже не является характерным для этой области.

На рис. 1 построена функция $\sqrt{D_1(\Delta\rho)}$ в соответствии с (1) при $C_i = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{1/6}$, $C_L = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{2/3}$, $L_1 = 5,6$ км, $L_2 = 3000$ км и нанесены экспериментальные значения флуктуаций эйконала по данным [2]. Как видно из этого рисунка, построенная модель удовлетворительно согласуется с имеющимися наблюдательными данными.

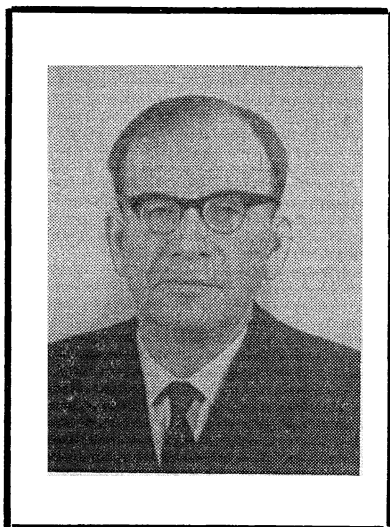
ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
2. А. А. Стоцкий, Радиотехника и электроника, № 11 (1972).
3. R. E. Hufnagel, N. R. Stanley, J. of the Opt. Soc. of Am., 54, № 1, 52 (1964).
4. Р. С. Лоуренс, Д. В. Стробен, ТИИРЭ, 58, № 10, 130 (1970).
5. Л. Д. Порцелло, Зарубежная радиоэлектроника, № 3, 15 (1972).
6. А. Н. Ломакин, Электросвязь, № 8, 29 (1966).
7. G. R. Heidbreder, R. L. Mitchell, IEEE Trans., AP-15, № 1, 192 (1967).
8. G. R. Heidbreder, IEEE Trans., AP-15, № 1, 90 (1967).
9. Н. А. Есепкина, Б. Г. Кузнецов, С. Э. Хайкин, Изв. ГАО АН СССР, 23, № 172, 155 (1964).
10. К. С. Станкевич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 3, № 6, 969 (1960)
11. D. F. Dickinson, M. D. Grossi, M. R. Pearlman, J. Geophys. Res., 75, № 8, 1619 (1970).
12. А. С. Монин, Прогноз погоды как задача физики, изд. Наука, М., 1969.
13. А. А. Стоцкий, Радиотехника и электроника, № 8 (1972).
14. А. М. Обухов, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 13, № 4, 281 (1949)

Ленинградский филиал
Специальной астрофизической обсерватории
АН СССР

Поступила в редакцию
31 октября 1972 г

ЛЕВ ЛЕОНИДОВИЧ МЯСНИКОВ



Двадцать второго октября 1972 г. скоропостижно скончался Заслуженный деятель науки и техники доктор технических наук профессор Лев Леонидович Мясников.

Советская наука потеряла ученого, отличавшегося широтой своих научных интересов, автора многочисленных работ в области радиоэлектроники и акустики.

Л. Л. Мясников родился в 1905 г. После окончания в 1930 г. физико-математического факультета Ленинградского университета Л. Л. Мясников начал свою научную деятельность в акустическом отделе Центральной радиолaborатории, где им были выполнены работы по исследованию ультразвуковых волн большой интенсивности, по исследованию ультразвука и др. В 1937 г. он опубликовал книгу «Акустические измерения», одну из первых в мировой литературе монографий на эту тему.

В последующие годы область научных исследований Л. Л. Мясникова значительно расширилась. Им и его сотрудниками и учениками были опубликованы многочисленные работы по автоматическому распознаванию звуков речи (1943 г.) и шумов машин, гидроакустике и методам электромагнитной акустики; работы по физике атомных пучков и радиоспектроскопии были положены в основу тематики нескольких лабораторий.

Л. Л. Мясникову принадлежат более 160 научных трудов и изобретений и 6 монографий. Среди его учеников насчитывается 5 докторов и более 50 кандидатов наук.

Лев Леонидович был прежде всего работником науки, но он отдавал много энергии преподавательской и общественной деятельности. Он руководил кафедрой физики Ленинградского кораблестроительного института, участвовал в работе общества «Знание», был ректором Народного университета науки и техники и организатором семинара Совета по акустике АН СССР. Лев Леонидович был скромным и отзывчивым, широкообразованным человеком, ценителем литературы и искусства.

Научная и общественная деятельность Льва Леонидовича была связана, в основном, с Ленинградом. Но часть своей жизни он отдал работе в Горьком, где он в 1957—58 гг. был заместителем директора НИРФИ и с основания нашего журнала до конца своей жизни оставался членом его редакционной коллегии.

Память о Льве Леонидовиче Мясникове надолго сохранится среди его товарищей по работе и учеников

Редакционная коллегия