# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.164

# РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ВОЛН

# А. Г. Кисляков

# **І.** ВВЕДЕНИЕ

Недавние успехи радиоастрономических исследований в миллиметровом диапазоне волн (обнаружение ряда дискретных источников радиоизлучения с необычными спектрами, открытие переменности излучения некоторых источников на миллиметровых волнах и т. д.) стимулировали интерес к ним и послужили мощным толчком для дальнейшего развития этих исследований. В настоящее время во многих обсерваториях мира вводятся в строй новые инструменты, оснащенные современной техникой, ставятся эксперименты на баллонах и ИСЗ. Развитие радиоастрономических исследований в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн будет идти ускоренным темпом в связи с тем, что эти диапазоны волн считаются теперь перспективными для связи в космическом пространстве, а также для связи Земля — Космос.

Ряд соображений теоретического плана заставляет считать радиоастрономические исследования на миллиметровых и субмиллиметровых волнах многообещающими. Именно в этих областях спектра лежат наиболее интенсивные вращательные полосы газов, составляющих планетные атмосферы и имеющих наибольшее распространение в межзвездной среде. Силы линий в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн на несколько порядков больше, чем в сантиметровом. Явления диэлектронной рекомбинации в атмосферах звезд, в горячих туманностях приводят к возникновению линий, лежащих, по-видимому, в миллиметровом диапазоне волн. Наблюдения Солнца на миллиметровых и субмиллиметровых волнах являются наиболее эффективным способом исследования его нижней хромосферы. Наконец, максимум спектра реликтового космического радиоизлучения находится, видимо, в области миллиметровых волн.

Исследования в миллиметровом ( $\lambda = 1-10$  мм) и субмиллиметровом ( $\lambda = 50-1000$  мкм) дианазонах волн занимают в радиоастрономии особое место как по своей технике, так и с методической точки зрения. В этих областях волн особенно сильно сказывается мешающее действие земной атмосферы и наиболее остро ощущаются трудности при создании достаточно чувствительных радиотелескопов.

Цель настоящего обзора заключается в том, чтобы получить картину современного состояния и, в какой-то степени, ближайшего будущего этой перспективной области радиоастрономии. Интенсивное поглощение миллиметровых и в особенности субмиллиметровых радиоволн земной атмосферой приводит к необходимости выносить инструменты за ее пределы с помощью баллонов, ракет и ИСЗ. Экспериментальная техника таких исследований, а также задачи, решаемые с ее помощью, рассмотрены в обзоре<sup>1</sup>. В данной статье главное внимание будет уделено анализу возможностей наземных инструментов, с помощью которых выполнена основная масса радиоастрономических наблюдений на волнах 0,7—10 мм. Эти возможности далеко не исчерпаны.

Ряд вопросов экспериментальной техники субмиллиметрового диапазона волн подробно освещен в обзоре<sup>2</sup>, к которому мы будем отсылать читателя в необходимых случаях. Ниже будет учитываться также, что многие экспериментальные данные радиоастрономических исследований в миллиметровом диапазоне волн, а также их интерпретация обсуждаются в нескольких сравнительно недавно опубликованных монографиях <sup>3-7</sup>.

# II. РАДИОТЕЛЕСКОПЫ: АНТЕННЫ И ПРИЕМНАЯ АППАРАТУРА

# 1. Антенны

На миллиметровых и субмиллиметровых волнах в радиоастрономии чаще всего используются зеркальные антенны, с помощью которых удается получить эффективную площадь, достаточную для приема радиоизлучения дискретных источников и планет. При исследованиях атмосферного и распределенного космического радиоизлучений иногда применяют рупорные и рупорно-линзовые антенны <sup>3, 9</sup>.

Создание достаточно крупных зеркальных антени миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн связано со значительными техническими трудностями. Эти трудности обусловлены в первую очередь высокими требованиями к точности их поверхностей. Параболическая антенна со среднеквадратичным отклонением поверхности от идеальной о обладает усилением  $G_0 \exp [8\pi^2 (\sigma/\lambda)^2]^{10}$ , где  $G_0$  — усиление «точной» антенны, а λ — рабочая длина волны (соотношение справедливо при условии, что радиус корреляции неоднородностей велик по сравнению с  $\lambda$ ). Если считать допустимой потерю усиления на 0,1 G<sub>0</sub>, то из этого условия можно получить, что  $\sigma \leqslant \lambda/30$ . Деформации антенны при ее вращении, изменениях теплового режима и ветровых нагрузок также не должны превышать этого предела. Очевидно, что сохранение точной поверхности -- более сложная задача, чем изготовление антенны с необходимой точностью. Конструкция большой антенны миллиметрового диапазона волн должна быть достаточно жесткой, и в ней должны быть приняты меры для устранения или компенсации тепловых деформаций. Хорошие результаты дает применение антени с регулируемой в процессе изготовления поверхностью. В работе <sup>11</sup> предложена конструкция такой антенны (РТ-22) и дан метод построения точной поверхности путем выставления ее элементов по ножевому шаблону, а также предложен и осуществлен принцип четырехопорной подвески, способствующей уменьшению весовых деформаций антенны. Дальнейшее развитие эти принципы нашли в работах 12.

На основе этих разработок построены две наиболее крупные отечественные антенны миллиметрового диапазона волн: РТ-22 Окской радиоастрономической станции Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР <sup>13</sup> п РТ-22 Симеизского филиала Крымской астрофизической обсерватории АН СССР <sup>14</sup>. Данные этих антенн приводятся в табл. І. Внешний вид РТ-22 КАО АН СССР показан на рис. 1. Инструменты типа РТ-22 обладают наибольшей эффективной площадью и разрешающей способностью среди антенн, предназначенных для работы на волне  $\lambda =$ = 0.8-1 см (табл. І). Предельная разрешающая способность РТ-22 составляет, по-видимому, около 1'. Такого же порядка разрешающая способность и наиболее крупных антенн сантиметрового диапазона волн. 3 УФН, т. 101, вып. 4

Радлофизический ин- ститут при Горьковском университете, СССР	Кунн Мэри колледж, Англия	«Азрослейс корпо- реншн», США	Гехасский универси- тет, США	Калифорнийский уни- верситет, США	Кэмбриджская иссле- довательская лаборато- рия BBC, США	Лаборатория Лин- кольна, США	Радиообсерватория в Олгонквим, Канада	Морская исследова- тельская лаборатория, США	То же	Национальная радио- астрономическая обсер- ватория, США	ФИАН СССР	KAO AH CCCP	Организация
4,0	4,5	4,6	4,9	6	છ	8,6	46	26	42	11	22	22	Диаметр, м *)
3,9		ట ట	بى 2	12,65	6,8	8,5	8,6	9,55	9,5	ເບ ແລ ເປ	~4 ∝	೦೧ (೨	λ, μπ
30			51			55 <u></u> 士5	$^{\pm 0.5}_{-5}$	25	1.	40 20	ê~1	Ên	Коэффициент использования поверхности, %
			67,8		$^{66,4\pm}_{\pm 0,4}$	67,5							Усиление, дб
$4.6\pm$		2,8	ಲೆ ಬ್	8,5	$^{4.6\pm}_{\pm 0,2}$	$^{4,3\pm}_{\pm 0,1}$	$1 \pm 0, 1$	$\frac{1.6\pm}{\pm0.1}$	1,2	1,20	1,6	1,2	Диаграмма на- правлен., угл.мин.
60		20	38 8	60		90	30	30	10	೮		20	Точность наве- дения, угл.сек.
104	$^{3,5 imes}_{ imes10^4}$	6.104	$7,7 \times 10^{4}$				$^{4,6 \times}_{ imes 10^{4}}$	5.104	1,6 imes 104	105	3,15× ×104	7.104	Относительная точность изго- товления антен- ны
25 26	10	23, 40	22, 39, 49	57	38, 55, 59	34, 35	44	51,-60	15	45 15	16 13	18; при не- полном об- лучении зер- кала 14	Примечания, литература

# РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Нараметры антенн миллиметрового и субмиллиметрового диацазонов волн

Таблица I

609

Таблица I (продолжение)

Организация	Диаметр, м *)	L. MM	Коэффициент использования поверхности, %	Усиление, дб	Диаграмма на- правлен., уел. мин.	Точность навс- дения, угл. сек.	Относительная точность изго- товления антен- ны	Примечания, литература		
Морская исследова- тельская лаборатория, США	3	8,6	60		12,6			50		
Калифорнийский уни- верситет, США	3	8,35		5·10 <sup>5</sup>	10,3			36, 37		
ГАО АН СССР	100×3	8	28		$\left  \begin{smallmatrix} 0,25 \times \\  imes 12 \end{smallmatrix} \right $		105	<sup>30</sup> ; непод- вижный ра- диотелескоп (АПП)		
Радиофизический ин- ститут при Горьковском университете, СССР	25×2	2	40 <u>±</u> 5		$^{0,33 imes}_{ imes 5}$	10	$\begin{vmatrix} 1,2 \times \\ \times 10^5 \end{vmatrix}$	<sup>31</sup> ; непод- вижный ра- диотелескоп		
*) В литературе есть упоминания о двух антеннах миллиметрового диапазона диаметром 8,5 м и 9 м <sup>56</sup> , однако подробных сведений об их параметрах не имеется.										

Дальнейшее увеличение разрешающей способности полноповоротных антенн, по-видимому, связано с необходимостью защиты радиотелескопов от неравномерного солнечного нагрева и ветровых нагрузок с помощью павильонов, аналогичных башням оптических телескопов \*). Именно по этому пути пошли создатели 11-метрового радиотелескопа Национальной радиоастрономической обсерватории США<sup>15</sup> (рис. 2). Ожидалось, что минимальная рабочая волна этой антенны будет около 1 мм и, следовательно, разрешающая способность около 20", однако пока она не реализована. И все-таки эта антенна является, по-видимому, наиболее «крупным» (по эффективной площади) полноповоротным инструментом, работающим на коротких миллиметровых волнах (см. табл. I). Антенна PT-22 Окской радиоастрономической обсерватории работала на волне  $\lambda =$ = 4 мм<sup>16</sup>, а РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории – даже на волне  $\lambda = 2$  мм<sup>18</sup>, однако коэффициент использования их поверхности на этих волнах довольно низок (см. табл. I) и величина эффективной площади меньше, чем 11-метрового радиотелескопа на  $\lambda = 3$  *мм*.

Все остальные полноповоротные радиотелескопы миллиметрового диапазона волн значительно уступают по эффективной площади трем инструментам, о которых шла речь выше. Бо́льшая часть их находится в США (см. табл. I). Ряд довольно крупных радиотелескопов сантиметрового диапазона волн (например, стандартные телескопы  $\emptyset 26 \ m$ , строящиеся в США <sup>19, 20</sup>) успешно используется на волнах  $\lambda = 0,8-1 \ cm$ . Однако работа на этих инструментах сопряжена со значительными трудно-

<sup>\*)</sup> При строительстве крупных инструментов сантиметрового диапазона волн <sup>17</sup> оказывается выгодным помещать их в радиопрозрачный павильон.

стями, так как их эффективная площадь существенно зависит от направления по углу места, а также от освещенности их Солнцем.

Полноповоротных радиотелескопов, пригодных для работы в субмиллиметровом диапазоне волн, пока немного. При оценке эффективности инструментов субмиллиметрового диапазона волн приходится принимать во внимание не только точность изготовления антенны, но и место ее расположения. Три довольно крупных (диаметром D = 4,5-4,9 м) параболоида по своему качеству пригодны для работы на волне  $\lambda \sim 1$  мм<sup>21-23</sup>

(см. табл. I), однако все они расположены на недостаточно большой высоте над уровнем моря. Как показано в следующей главе, для наблюдений на волнах 0,5--0,3 мм высота расположения инструмента над уровнем моря должна быть не менее 3,5-4 км. В настоящее время, насколько нам известно, пока нет радиотелескопов субмиллиметрового диапазона волн на такой высоте. США планируют строительство параболической антенны диаметром 4-5 м, пригодной для работы на волне λ = =0,3 мм; антенна должна быть установлена в горах Перу на высоте около 4 км над уровнем моря.

На коротких миллиметровых волнах успешно используются также оптические телескопы. Большая часть наблюдений планет и дискретных источников на волне 1,2 мм, выполненных в США<sup>24</sup>, сделана с помощью



Рис. 1. Радиотелескоп РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР <sup>13</sup>.

Маунт-Паломарского телескопа диаметром 5 *м*. В настоящее время США планируют также строительство вдвое большего оптического инструмента<sup>25</sup>.

Из приведенных в табл. І сведений о радиотелескопах миллиметрового диапазона ясно, что по своей разрешающей способности они не уступают наиболее крупным радиотелескопам сантиметровых волн. Это вполне естественно, так как фактор  $D/\lambda$ , определяющий разрешающую способность, жестко связан с отношением  $D/\sigma$ , которое характеризует сложность создания радиотелескопа. Лучшие антенны сантиметрового диапазона имеют отношение  $D/\sigma = (3-6) 10^{4-26}$ . Такого же порядка этот параметр и у антенн миллиметрового диапазона волн (см. табл. I).

Однако эффективные площади радиотелескопов, работающих на миллиметровых волнах, значительно меньше, чем у длинноволновых инструментов. Поэтому возможности радиоастрономических исследований объектов, спектральный индекс которых  $\alpha \leq 0$ , в миллиметровом диапазоне существенно скромнее, чем на сантиметровых или дециметровых волнах.

#### А. Г. КИСЛЯКОВ

Создание крупного, достаточно точного радиотелескопа намного упрощается, если его сделать неподвижным хотя бы по одной из координат. Это самый легкий путь получения больших эффективных площадей. Известен целый ряд антенных систем, таких, как антенна переменного профиля (АПП) Главной астрономической обсерватории АН СССР в Пулкове<sup>27</sup>, система Крауса (университет в Огайо, штат Иллинойс, США <sup>28</sup>) и антенна в Нанси (Франция)<sup>29</sup>, которые успешно используются для



Рис. 2. Радиотелескоп с антенной диаметром 11 *ж* Национальной радиоастрономической обсерватории США <sup>15</sup>.

радиоастрономических наблюдений на сантиметровых и дециметровых волнах. Из "них АПП является наиболее точной. В 1967 г. была произведена ее модернизация, в результате которой удалось использовать АПП на волне 8 мм. При этом была достигнута разрешающая способность по прямому восхождению 15"<sup>30</sup>. В принципе, АПП допускает перестановку в некотором интервале азимутальных углов, однако на миллиметровых волнах этот инструмент использовался как меридианный <sup>30</sup>.

Второй пассажный радиотелескоп для миллиметровых волн также сооружен в СССР (Радиоастрономическая обсерватория «Зименки» Радиофизического института при Горьковском университете)<sup>31</sup>. Устройство его аналогично конструкции радиотелескопа Крауса<sup>28</sup>. Антенные системы такого типа имеют ряд преимуществ перед АПП <sup>31, 43</sup>. Размеры радиотеле-

#### РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

скопа в Зименках  $25 \times 2$  м. Внешний вид РТ- $25 \times 2$  показан на рис. 3, а параметры его приводятся в табл. І. РТ- $25 \times 2$  успешно испытан на волнах 2,2 мм и 4,1 мм. Таким образом, пассажные инструменты обладают рекордной разрешающей силой (по одной из координат) в миллиметровом диапазоне волн. Параметр  $D/\lambda$ \*) для них составляет порядка  $10^5$  и более. Дальнейшее развитие разработок меридианных инструментов позволит достичь существенного прогресса и в эффективной площади радиотелескопов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн.

С помощью пассажных радиотелескопов могут успешно решаться такие задачи радиоастрономии, как обзоры неба, измерения положений и размеров источников, исследования распределений радиояркости дискретных источников и планет, наблюдения фазовых эффектов планет и исследование переменности радиоизлучения дискретных источников.



Рис. 3. Меридианный радиотелескоп Радиофизического института при Горьковском университете (РТ-25 × 2)<sup>31</sup>.

Некоторые проблемы солнечной радиоастрономии также могут ставиться на меридианных инструментах. Задачи же, которые связаны с необходимостью длительного сопровождения исследуемого объекта, например исследование краткопериодических вариаций интенсивности радиоизлучения источников, наблюдения покрытий, исследования монохроматичеекого излучения Галактики и спектроскопия планетных атмосфер, радиолокационные исследования, картирование Солнца и Луны, изучение солнечной активности (в особенности вспышек) и т. д., — могут эффективно решаться лишь с помощью полноповоротных радиотелескопов.

Таким образом, как в настоящее время, так и в ближайшем будущем основными инструментами для радиоастрономических исследований в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн должны быть полноповоротные радиотелескопы с зеркальными антеннами. Возможности применения интерферометров и апертурного синтеза на этих волнах еще недостаточно ясны. Пока очевидно, что построение интерферометра миллиметрового диапазона волн связано со значительными трудностями как технического (проблема канализации энергии, создание стабильного гетеродина и т. д.), так и принципиального (наличие атмосферных неоднородностей, проявляющихся особенно сильно на миллиметровых и субмиллиметровых волнах) характера. Тем не менее использование многоэлементных антенных систем дает возможность увеличить как эффективную площадь, так и разрешающую способность радиотелескопа. Эта тенденция очень четко проявляется в классических диапазонах радиоастрономии — сантиметровом и дециметровом <sup>33, 42</sup>.

В нашей стране сооружается двухантенный интерферометр миллиметрового диапазона волн (проект разработан Московским высшим тех-

\*) Здесь D — наибольший размер антенны.

613

ническим училищем им. Н. Э. Баумана совместно с Физическим институтом им. П. Н. Лебедева АН СССР<sup>47</sup>. Каждая из антенн интерферометра диаметром 7,5 м будет изготовлена с точностью  $\pm 0,1$  мм. Предполагается, что интерферометр, база которого составляет 250 м, будет работать в диапазоне волн 1—8 мм и использоваться для исследований распределений яркости Луны, Солнца, планет и дискретных источников радиоизлучения. Намечается также ставить некоторые задачи радиолокационной астрономии.

Существенный прогресс в создании инструментов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов будет достигнут, по-видимому, когда будет решена проблема строительства орбитальных радиотелескопов, а также лунных обсерваторий. Считается вполне реальным проект 30-метрового орбитального радиотелескопа, работающего на волне ~1 мм <sup>48</sup>.

В настоящей работе не рассматривались вопросы конструирования и технологии производства антенн миллиметрового диапазона волн и систем их облучения. В обзорах <sup>10, 45</sup> содержатся сведения по этим вопросам, а также о необходимой точности изготовления зеркальных антенн. Разработкам неподвижных многосекционных антенн, исследованию зависимости их эффективности от различных факторов посвящены работы <sup>43, 46</sup>. Сведения о конструкциях антенно-фидерных трактов можно почерпнуть из работы <sup>32</sup>.

В заключение отметим, что многие задачи радиоастрономических исследований (измерения интегральных потоков радиоизлучения Солнца, Луны и некоторых наиболее интенсивных дискретных источников, наблюдения распределенного космического радиоизлучения) могут быть успешно решены с помощью сравнительно небольших инструментов (см., например, <sup>52-54</sup>) с антеннами диаметром около метра.

# 2. Радиометры миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн

На этих волнах наиболее широко применяется модуляционный радиометр. Компенсационная и корреляционная схемы почти не употребляются. Это связано со спецификой миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. Как известно <sup>61</sup>, компенсационная схема позволяет достичь большей чувствительности, чем модуляционная, однако флуктуации параметров радиометра приводят к появлению так называемого «аномального» пума со сцектром вида F<sup>-β</sup>, ухудшающего чувствительность компенсационного радиометра. Применяя модуляционную схему приема, можно, при достаточно высокой частоте модуляции, сделать незаметным влияние «аномального» шума. В миллиметровом диапазоне волн в радиометрах применяются широкополосные усилители промежуточной частоты (с полосой  $\Delta f \sim 1$  Гец). С расширением полосы пропускания частот УПЧ требования к стабильности его коэффициента усиления становятся более жесткими. При  $\Delta f = 1 \Gamma e \mu$  и постоянной времени выходной цепи радиометра  $\tau_{\rm B} = 1$  сек относительная стабильность усиления за время порядка т. должна быть не хуже 3 10-5. Чтобы радикально избавиться от влияния «аномального» шума, в широкополосных радиометрах приходится увеличивать частоту модуляции <sup>62</sup>. Что касается корреляционной схемы, то жесткие требования 63 к идентичности фазовых и частотных характеристик применяемых в них усилителей также трудно выполнить в широкополосных радиометрах.

Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны примыкают как к оптическому диапазону (к инфракрасным волнам), так и к диапазону сверхвысоких частот, и поэтому в них находят применение как методы приема ИК волн, так и методы радиоприема. Это некогерентные приемники, выходной эффект которых пропорционален энергии принимаемого сигнала (действие их аналогично работе тепловых приемников) и линейные (супергетеродинные или прямого усиления) приемники.

В качестве нелинейных элементов в некогерентных приемниках используются болометры <sup>64</sup>, фотосопротивления из InSb и GaAs <sup>65</sup>, ячейки Голея <sup>66</sup>, вакуумированные бареттеры <sup>79</sup>, точечно-контактные диоды <sup>67</sup>, <sup>68</sup>. Работа этих приемников в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн довольно подробно рассматривалась в опубликованных недавно обзорах <sup>2, 69, 70</sup>, поэтому здесь мы уделим основное внимание сравнению их с приемниками других типов, а также возможностям их совершенствования.

Прием миллиметрового и субмиллиметрового излучения методами диапазона СВЧ затрудняется недостаточной эффективностью существующих усилителей столь коротких волн. Только в длинноволновой части миллиметрового дианазона начинается применение мазеров 71, 72, цараметрических усилителей <sup>73, 74</sup> и ламп бегущей волны <sup>75</sup>. Эти приборы успешно используются и в радиоастрономии (см., например, работы <sup>74-76</sup>). Аналогичные усилители для волн  $\lambda < 8$  мм, по-видимому, еще находятся в стадии разработки 77-80. Основным же типом приемника является супергетеродин со смесителем на входе. При разработке такого приемника в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн возникают следующие трудности: 1) значительное затухание радиоволн миллиметрового лиапазона при прохождении через различные элементы волноводного тракта (вентили, циркуляторы, мосты и т. д.); 2) отсутствие пар смесительных диодов с идентичными параметрами по высокой и промежуточной частотам: 3) большие собственные шумы генераторов, используемых в качестве гетеродинов. Первая причина заставляет искать наиболее простую функциональную схему радиометра, в которой было бы сведено к минимуму количество различных элементов настройки. Кроме того, нельзя сделать достаточно большой длину входного тракта. Как известно 81, 82, увеличение длины сигнального тракта необходимо для ослабления интерференции собственных шумов радиометра, приводящей к возникновению интенсивных ложных сигналов. Весьма перспективно, по-видимому, применение различных квазиоптических элементов в высокочастотных трактах радиометров (например, сверхразмерных волноводов, затухание в которых существенно меньше, чем в волноводах основного сечения).

Отсутствие пар смесительных детекторов и большие собственные пумы гетеродинов приводят к необходимости применения однотактных смесителей со сверхвысокой промежуточной частотой <sup>83</sup>. Это дает возможность также расширить полосу пропускания частот УПЧ и увеличить чувствительность радиометра. Перспективность этого пути была доказана в работе <sup>84</sup> и независимо, но несколько позже, в работе <sup>85</sup>. На рис. 4 представлен внешний вид высокочастотного блока широкополосного радиометра диапазона 3,7—5,7 мм, описанного в работе <sup>85</sup> и применявшегося для наблюдений Юпитера и ЗС 144 <sup>58</sup>. В настоящее время созданы радиометры с широкополосными УПЧ, работающие в субмиллиметровом диапазоне волн <sup>86</sup>.

Возникает вопрос, какой из методов приема предпочесть в том или ином случае? Ответ можно получить только с учетом конкретной задачи, для решения которой предназначен радиометр.

Космическое радиоизлучение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн имеет сплошной спектр и обычно слабо поляризовано. При наблюдениях линий поглощения межзвездного вещества или газов,

#### А. Г. КИСЛЯКОВ

составляющих атмосферы планет и звезд, приходится иметь дело с квазимонохроматическими сигналами. Наконец, радиолокационные исследования связаны с приемом когерентных поляризованных сигналов. Основным критерием во всех случаях является чувствительность приемника. Для приема радиоизлучения со сплошным спектром важна чувствительность по спектральной плотности сигнала. При измерениях квазисинусоидальных сигналов существенной является чувствительность по мощности. В связи с этим ниже производится сравнение радиоастрономических



Рис. 4. Высокочастотный блок радиометра диапазона 3,7—5,7 мм. Устанавливался в фокусе 4-метрового радиотелескопа Радиофизического института при Горьковском университете <sup>58</sup>.

приемников миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн по их чувствительности к сигналам со сплошным спектром ( $\Delta T$  — минимальное обнаружимое приращение эффективной температуры входа), а также к синусоидальным сигналам ( $\Delta P$  — минимальное обнаружимое приращение мощности синусоидального сигнала).

Наиболее чувствительными индикаторами сигналов со сплошным спектром в коротковолновой части миллиметрового \*) и субмиллиметровом диапазоне волн являются некогерентные приемники с германиевым болометром, охлажденным до температуры кипящего гелия <sup>64, 87</sup>. Несколько уступают ему в чувствительности приемники на антимониде индия (так называемый эффект «горячих электронов»), также охлажденном до гелиевых температур <sup>69, 70, 88-90</sup>. Параметры обоих приемников приводятся в табл. II. Высокая чувствительность некогерентных приемников достигается в значительной степени за счет их широкополосности. Во многих случаях это качество прибора является нежелательным, особенно при наземных наблюдениях, когда приходится учитывать атмосферное поглощение радиоволн. Полоса пропускания частот радиометра должна быть

<sup>\*)</sup> Длинноволновая часть миллиметрового диапазона волн, как уже упоминалось выше, достаточно хорошо освоена: там можно использовать мазеры и параметрические усилители.

Т	a	б	л	и	ц	a	IJ
---	---	---	---	---	---	---	----

·	1	1			1	ī —		·
[ Тип приемника	λ, 	Рабо- чая т-ра, °К	∆f , Ггц	∆ <i>T</i> , °K	Δ <i>Τ΄</i> , °K	Δ <i>T"</i> , °K	$\Delta P$ , $\epsilon m$	Примечания, литература
Германиевый болометр	1,2 2	2,15 2,15	87,5	0,05 7,2	4,1 7,2		4.10-14 10-13	64 $\Delta T'$ рассчи- тана для 66 $\Delta f = 1$ Гец, $\Delta T'' - для$ $\Delta f = 10^{-4}$ Гец
Антимонид ин- дия	$\begin{vmatrix} 0,7-\\-1,8\\0,4-\\-1,2\\0,5\\2\\4\end{vmatrix}$	4 4 1,5 1,5 1,5	260 550 15 	0,03 0,05 4,8	7,8 27,5 72 70 7,2		$ \begin{array}{c c} 10^{-13} \\ - \\ 10^{-12} \\ 10^{-12} \\ 10^{-13} \end{array} $	<ul> <li>120 В графе для</li> <li>88 ΔT" прочерк</li> <li>означает</li> <li>66 ΔT'&gt;104 °К</li> <li>66</li> <li>99</li> </ul>
Сверхпроводя- щий пленочный болометр	2	3,7			220		3.10-12	86
Циклотронный резонанс в герма- ния	8	4			145		2.10-12	66
Точечно-коя- тактный длод	0,48 0,74 0,87 1,26 1,45 2,0	300 300 300 300 300 300	120 60 35 30 25 15	$   \begin{array}{r}     15-25 \\     20 \\     10-15 \\     10-15 \\     120   \end{array} $	$\begin{array}{c} 1,8\times\\ \times 10^{3}\\ 1,2\times\\ \times 10^{3}\\ 700\\ 300\\ 250\\ 1,8\times\\ \times 10^{3}\\ \end{array}$		$\begin{array}{c} 3-4\times\\ \times10^{-11}\\ 2\cdot10^{-11}\\ 10^{-11}\\ (0,5-1)\times\\ \times10^{-11}\\ 3,7\cdot10^{-12}\\ 2,5\cdot10^{-11} \end{array}$	68 68 68 68 68 79
Угольный бо- лометр	2	1,5	15	48,0	720		4,5•10-11	79
Вакуумный ба- реттер	2	300	15	190	$^{2,8 imes}_{ imes10^3}$		4,5•10-11	79
Оптико-акусти- ческий приемник	5	300	50	43	$^{2,1 imes}_{ imes10^3}$		3,7.10-11	66

Сведения о чувствительности радиоастрономических приемников

Таблица II (продолжение)

Тип приемника	λ, мм	Рабо- чая т-ра, °К	∆f, Ггц	Δ <i>T</i> , °K	Δ <i>Τ΄</i> , °K	Δ <i>T″</i> , °K	ΔP, 6m	Пр лі	римечания, итература
Супергетеродин	$\begin{array}{c} 0,5\\ 0,95\\ 1,8-\\ 2,7\\ 2,15\\ 2,15\\ 3,2\\ 3,3\\ 3,7-\\ 5,7\\ 4,3\\ 4,3\\ 4,3\end{array}$	300 300 300 300 300 300 300 300 300 300	$\begin{array}{c} 1,6\\ 2\\ 0,6\\ 0,03\\ 1,5\\ 0,01\\ 2\\ 0,6\\ 0,1\\ 0,1\\ 0,2\\ \end{array}$	16 10 1,5 8,3 0,9 7 0,3 0,7 0,6 1,5	20 14 1,15 1,4 1,1 0,7 0,42 0,54 0,19 0,47	$\begin{array}{c} 2 \cdot 10^{3} \\ 1 \cdot 4 \times \\ \times 10^{3} \\ 115 \\ 140 \\ 110 \\ 70 \\ 42 \\ 54 \\ 19 \\ 47 \\ 28 \end{array}$	$\begin{array}{c} 1, 1 \cdot 10^{-17} \\ 8 \cdot 10^{-18} \\ 6, 5 \cdot 10^{-19} \\ 6, 2 \cdot 10^{-19} \\ 6, 2 \cdot 10^{-19} \\ 4 \cdot 10^{-19} \\ 2, 4 \cdot 10^{-19} \\ 3 \cdot 10^{-19} \\ 1, 0 \cdot 10^{-19} \\ 2, 6 \cdot 10^{-19} \\ 2, 6 \cdot 10^{-19} \\ 2, 6 \cdot 10^{-19} \end{array}$	8, 86 121 85 79 84 122 114 85 123 79 124	Чувстви- тельность $\Delta T$ в ра- диометри- ческом ре- жиме: принима- ются пря- мой и зер- кальный каналы. Величина $\Delta P$ рас-
	4,3 8 9,55 10,0	300 300 300 300	0,06 1,0 0,01 0,01	5 0,4 0,8 0,8	0,38 0,4 0,08 0,08	38 40 8 8	2·10 <sup>-19</sup> 1,1·10 <sup>-19</sup> 4,4·10 <sup>-20</sup> То же	124 125 60 116	считана для линей- ного при- емника с Δf = 1 гц
Супергетеродин на InSb	4	1,5		_		1,4	8.10-21	99	
Мазер	3-4 8 8	$\frac{-}{1,7}$ 4,2	${}^{0,4}_{0,05}_{0,02}$	0,15 0,2 0,09		9,5 4,5 1,10	$5,5\cdot10^{-20}$ 1,2\cdot10^{-20} 3·10 <sup>-21</sup>	79 71 76	
Параметриче- ский усилитель	8 8—12	300 300	0,3 0,6	0,06 0,027		3,3 2,1	$\begin{vmatrix} 6, 2 \cdot 10^{-21} \\ 4 \cdot 10^{-21} \end{vmatrix}$	73 74	Радиометр прямого усиления
Газовый уси- литель	1,16	300	7,6× ×10⁻₃	0,9		8	2,2.10-20	108	
ЛБВ WJ-224	4	300	30	0,4	2,2	220	6.10-19	79	

достаточно малой по сравнению с шириной «окна прозрачности» атмосферы. В частности, нам представляется, что полоса пропускания частот приемника Ф. Лоу, использовавшегося в радиоастрономических наблюдениях <sup>91-92</sup> (35% средней части 250 Ггц), чрезмерно велика так как не удовлетворяет этому требованию. Преимущество тепловых приемников при измерениях сигналов со сплошным спектром может быть, по-видимому, наиболее полно реализовано при внеатмосферных наблюдениях.

Для обнаружения теллурических вращательных линий, а также линий, формирующихся в атмосферах других планет, может быть достаточным разрешение по частоте порядка долей 1 Ггц <sup>93-96</sup>. Некогерентные приемники при такой полосе пропускания частот уже уступают в чувствительности радиометрам с супергетеродинными приемниками (см. табл. II). Наблюдения вращательных линий межзвездного вещества требуют существенно большего разрешения по частоте, порядка десятков — сотен кгц. Чувствительность некогерентных приемников пропорциональна ширине полосы воспринимаемых частот  $\Delta f$ . Радиометры с линейными цриемниками при уменьшении  $\Delta f$  теряют чувствительность не так быстро — пропорционально  $(\Delta f)^{1/2}$ . В табл. II приводятся данные о чувствительности радиометров при  $\Delta f = 10^5 \, ey$ . Из всех приемников, работающих в коротковолновой части миллиметрового диапазона, выделяется супергетеродин на антимониде индия \*), охлажденном до гелиевых температур <sup>97–99</sup>. Поскольку в этом приемнике используются объемные эффекты, которым несвойственны частотные ограничения, присущие точечно-контактным полупроводниковым диодам, он является чрезвычайно удобным прибором для спектральных исследований в субмиллиметровом диапазоне волн. Инерционность объемных эффектов в InSb не позволяет осуществить на нем преобразование частот со сверхвысокой промежуточной частотой и применить достаточно широкополосный УПЧ, поэтому чувствительность широкополосных раднометров со смесителем на точечно-контактных диодах в миллиметровом диапазоне волн несколько выше, чем у описанного в <sup>99</sup> приемника.

В табл. II приводятся также данные о чувствительности приемников различного типа по мощности синусоидального сигнала при выходной полосе 1 гц. Эти сведения полезны для выбора оптимального приемника в планетных радиолокаторах. Как видно из этого перечня, супергетеродин на InSb уступает в чувствительности только мазерам и параметрическим усилителям 8-миллиметрового диапазона волн.

Тенденция распространения мазеров и других усилителей в диапазон все более коротких волн будет, по-видимому, укрепляться. Во всяком случае, мазеры не имеют принципиальных ограничений по частоте в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн <sup>100</sup>. Совершенствование конструкций мазеров, используемых на волне  $\lambda = 8$  мм, позволит достичь чувствительности порядка  $\Delta T = 10^{-2}$  °K <sup>71, 100</sup>. Близкие величины будут получаться, по-видимому, и у мазеров на более коротких волнах. Поэтому и в будущем некогерентные приемники останутся напболее чувствительными при приеме сигналов с равномерным сплошным спектром, так как их прогресс позволит достичь  $\Delta T \sim 10^{-3}$  °K <sup>64</sup>.

Весьма многообещающими являются исследования различных малоинерционных объемных эффектов (эффекта Джозефсона <sup>101-103</sup>, циклотронного резонанса в полупроводниках <sup>104-105</sup>, нелинейности, связанной с зависимостью эффективной массы электронов от квазиимпульса <sup>106</sup>, и др.), использование которых позволит, по-видимому, существенно увеличить чувствительность широкополосных супергетеродинных радиометров. Табл. III характеризует в какой-то мере ожидаемые величины  $\Delta T$  и  $\Delta P$ , которые могут быть получены в ближайшем будущем.

Другие пути увеличения чувствительности радиометров на миллиметровых и субмиллиметровых волнах — это разработка охлажденных параметрических усилителей <sup>70</sup>, применение новых полупроводниковых материалов в смесительных и видеодиодах <sup>107</sup>, разработка охлажденных смесителей в сочетании с параметрическими усилителями в качестве УПЧ <sup>85</sup>. Возможности этих устройств также демонстрируются в табл. III.

Не исключено, что существенную роль в радиоастрономии будут играть и газовые усилители <sup>108</sup>, которые и сейчас могут успешно использоваться в качестве предварительных усилителей в радиолокаторах и системах связи.

Следует отметить, что в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн приходится сталкиваться с квантовыми эффектами, причем некоторые из них (папример, фотонный шум) могут существенно ограничить чувствительность приемных систем. Вопросы о влиянии квантовых

<sup>\*)</sup> Приемники этого типа пока не применялись в радиоастрономии.

эффектов на чувствительность радиометров подробно рассмотрены в работах <sup>119</sup>.

Радиоволны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн интенсивно поглощаются атмосферой, поэтому ее тепловое радиоизлучение довольно велико. Радиоизлучение атмосферы испытывает сильные нерегулярные колебания, которые приводят к появлению избыточных

## Таблица III

Тип приемпика	Δ <i>Τ</i> , °K	$\Delta P$ , sm
Германиевый болометр	10-3	5.10-15
Супергетеродин со смесителем на мало- инерционном объемпом эффекте	$10^{-2}$	10-20
Мазер	10-2	10-21
Охлажденный параметрический усилитель	10-2	10-21
Газовый усилитель	0,1	10-20
Широкополосный супергетеродин с охлаж- денным смесителем на точечно-контактном диоде	0,1	10-19

Ожидаемая чувствительность приемников в миллиметровом и субмиллиметровом днапазонах волн

шумов на выходе радиометра. Флуктуации теплового радиоизлучения атмосферы \*) рассматривались в работах <sup>110, 111</sup>, а их влияние на чувствительность радиоастрономических приемников анализировалось в работах <sup>112</sup> <sup>113</sup>. Это влияние может быть существенно ослаблено путем применения сканирования диаграммы направленности антенны радиотелескопа <sup>113, 114</sup>. Однако сканирование не всегда осуществимо (по техническим причинам). В работе <sup>115</sup> рассматривается вопрос об оптимальном режиме наблюдений в случае, когда на выходе радиометра имеются нестационарные флуктуация, подобные по своему спектру флуктуациям радиоизлучения атмосферы.

Мы не рассматривали здесь в деталях функциональные схемы радиометров, используемых в радиоастрономии на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Они в общем подобны тем, которые применяются на более длинных волнах. При исследованиях квазимонохроматических сигналов также применяются частотная модуляция и многоканальные радиометры <sup>116</sup>. Устройство поляриметра на волне  $\lambda = 8 \, \text{мm}^{117}$  аналогично конструкции поляриметров сантиметрового диапазона волн. Следует отметить, что поляризационные измерения производились пока только на волне  $\lambda = 8 \, \text{мm}$  (наблюдения Солнца <sup>118, 205</sup>, Луны <sup>238</sup>) и на волне  $\lambda = 9,55 \, \text{мm}$  (наблюдения некоторых дискретных источников <sup>119</sup>).

# III. МЕТОДИКА РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ВОЛН

Даже в том случае, когда атмосферное поглощение достаточно мало́, чтобы был возможным уверенный прием радиоизлучения какого-либо внеземного объекта, точные измерения интенсивности этого радиоизлучения чрезвычайно затруднены неопределенностью оптической толщины атмосферы. Оптимальным методом измерения является сравнение иссле-

<sup>\*)</sup> Более подробно вопрос о них рассмотрен в гл. III.

луемого объекта с другим внеземным источником, излучение которого хорошо известно. Но такая возможность может и не представиться. Кроме того, сравнение различных объектов приходится делать с учетом разницы их положений на небесной сфере, и для этого также нужно знать атмосферное поглощение и степень его однородности.

Ниже даны краткие сведения об атмосферном поглощении радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов и рассмотрены некоторые методы измерений космического радиоизлучения на этих волнах.

 Поглощение миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн атмосферой Земли

Миллиметровые и субмиллиметровые волны сильно поглощаются в облаках, дожде <sup>127</sup>, поэтому радиоастрономические наблюдения на этих волнах в облачную погоду практически невозможны. В атмосфере, свободной от гидрометеоров, основную роль в поглощении радиоволи играют нары воды и кислород. Коэффициенты молекулярного поглощения радиоволн в H<sub>2</sub>O и O<sub>2</sub> рассчитаны во всем интересующем нас диапазоне волн <sup>128</sup>. Как показано в обзорах <sup>128, 129</sup>, расчеты коэффициентов поглощения для волн, соответствующих резонансным линиям, очень хорошо согласуются с экспериментом. Вдали от резонансных линий и в промежутках между ними (в так называемых «окнах прозрачности» атмосферы, представляющих наибольший интерес для радиоастрономии) наблюдаются некоторые расхождения теории с экспериментом. Измеренный коэффициент поглощения радиоволн в H<sub>2</sub>O обычно в 1,5-2 раза превышает рассчитанный. Причина этого расхождения пока не совсем ясна. Что касается кислорода, то правильность расчетов резонансного и нерезо-нансного поглощения в O<sub>2</sub> довольно хорошо подтверждается экспериментом 130, 96.

Космическое радиоизлучение проходит к антенне через всю толщу атмосферы, если наблюдатель расположен на Земле, поэтому нужно знать полное поглощение на луче зрения. Обычно пользуются плоскослоистой моделью атмосферы (эта модель справедлива при зенитных углах  $\theta \leq 85^{\circ 131}$ ) и считают, что полное поглощение на луче зрения  $\gamma =$  $= \Gamma \sec \theta$ , где  $\Gamma$  — оптическая толщина атмосферы в зените. Величина  $\Gamma = \varkappa_{\rm B} H_{\rm B} + \varkappa_{\rm K} H_{\rm K}$ , где  $\varkappa_{\rm B}$  и  $\varkappa_{\rm R}$  — коэффициенты поглощения радиоволн в H<sub>2</sub>O и O<sub>2</sub> на уровне моря, а  $H_{\rm B}$  и  $H_{\rm R}$  — эффективные длины пути паров воды и кислорода. Таким образом, кроме коэффициента поглощения, нужно знать еще эффективную длину пути.

С большой точностью можно считать \*), что  $\varkappa_{\rm B}(h) = \exp\left(-h/H_{\rm B}\right)$ , где h — высота над уровнем моря. Это показано в работах <sup>132, 133</sup>. Величина  $H_{\rm B}$  слабо зависит от температуры воздуха и высоты над уровнем моря <sup>133</sup>; от зимы к лету  $H_{\rm B}$  меняется в пределах 1,48—1,56 км. Экспериментальные определения эффективной длины пути паров воды на миллиметровых волнах <sup>96, 134, 135</sup> находятся в согласии с расчетами.

Эффективная длина пути атмосферного кислорода, как показано в работе <sup>133</sup>, существенно зависит от высоты над уровнем моря и от температуры воздуха. Если  $h \leq 5 \, \kappa m$ , можно полагать, что оптическая толщина кислорода атмосферы приблизительно экспоненциально зависит от высоты. Но показатель этой экспоненты не совпадает с величиной  $H_{\kappa}$  (оптическая толщина с ростом h убывает несколько быстрее, чем величина  $\varkappa_n$ ).

<sup>\*)</sup> Для волп, соответствующих «окнам прозрачности» атмосферы.

Это обстоятельство оказывается особенно важным при определении  $H_{\kappa}$  по результатам радиоастрономических измерений зависимости  $\Gamma$  (h) <sup>133</sup>.

На уровне моря  $H_{\kappa} = 0.86 [(T_{\rm B}/40) - 1]$ , где  $T_{\rm B}$  — температура воздуха в приземном слое. Расчеты эффективной длины пути кислорода также подвергались экспериментальной проверке <sup>96, 134</sup> и оказались в согласии с опытом. Используя результаты расчетов величины  $\varkappa_{\rm B}$ ,  $\varkappa_{\rm R}^{128}$ ,  $H_{\rm B}$  и  $H_{\rm R}^{133}$ , можно найти оптическую толщину атмосферы в любом из

Таблица IV

	Г (неп) для	н ро=7,5 г/мз,	лето (290° К)	I' (неп) для	1 р <sub>0</sub> =1 г/м <sup>3</sup> , зи	ма (270° К)
л, мм	h=0	h=4 км	h=8 км	h=0	h=4 км	h=8 пм
$\begin{array}{c} 0,86\\ 0,74\\ 0,65\\ 0,45\\ 0,36\\ 0,34\\ 0,32\\ 0,29\\ 0,22\\ 0,22\\ 0,164\\ 0,152\\ 0,12\\ 0,037\\ 0,07\\ 0,061\\ 0,054\\ 0,046\\ 0,042\\ 0,038\\ \end{array}$	$\begin{array}{c c} 3,1\\6,2\\17\\18,6\\22,2\\32\\41,4\\98,2\\108\\93\\370\\176\\340\\207\\320\\216\\207\\196\\93\\83\\\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,217\\ 0,43\\ 1,19\\ 1,3\\ 1,55\\ 2,24\\ 2,9\\ 6,9\\ 7,6\\ 6,5\\ 25,9\\ 12,3\\ 23,8\\ 14,5\\ 22,4\\ 15,1\\ 14,5\\ 13,7\\ 6,5\\ 5,8 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,015\\ 0,031\\ 0,085\\ 0,093\\ 0,111\\ 0,16\\ 0,207\\ 0,49\\ 0,54\\ 0,46\\ 1,85\\ 0,88\\ 1,7\\ 1,03\\ 1,6\\ 1,08\\ 1,03\\ 0,98\\ 0,46\\ 0,41\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,48\\ 0,95\\ 0,62\\ 2,86\\ 3,42\\ 4,92\\ 6,38\\ 15,1\\ 16,6\\ 14,3\\ 57,0\\ 27,1\\ 52,4\\ 32\\ 49,4\\ 33,2\\ 31,8\\ 30,6\\ 14,3\\ 12,8 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,034\\ 0,066\\ 0,183\\ 0,2\\ 0,24\\ 0,34\\ 0,45\\ 1,06\\ 1,16\\ 1,0\\ 4,0\\ 1,9\\ 3,66\\ 2,24\\ 3,45\\ 2,32\\ 2,32\\ 2,32\\ 2,14\\ 1,0\\ 0,9\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,0024\\ 0,0048\\ 0,013\\ 0,014\\ 0,017\\ 0,025\\ 0,032\\ 0,075\\ 0,083\\ 0,071\\ 0,28\\ 0,135\\ 0,26\\ 0,16\\ 0,247\\ 0,166\\ 0,159\\ 0,153\\ 0,071\\ 0,064\end{array}$

Оптичес	кая	тол	щина	атмос	феры	в	мйл	лимет	гровом
и	суб	милј	имет	ровом	диапа	азс	нах	волн	
Учил	ывал	юсь '	голько	погло	шение	в	волян	юм па	ne

«окон прозрачности». В табл. IV приводятся сведения о центральных волнах этих «окон» для диапазона 0,86 мм — 40 мкм и коэффициенты поглощения на этих волнах при различных высотах над уровнем моря (точность расчета  $\pm 30 - 50$ %).

Оптическая толщина атмосферы в «окнах прозрачности» миллиметрового диапазона ( $\lambda = 8$ ; 3,4; 2,3 и 1,4 мм) довольно хорошо исследована радиоастрономическими методами в работах <sup>96, 134, 135, 137</sup>. Данные этих работ подробно обсуждаются и сопоставляются с теорией в недавно опубликованном обзоре <sup>129</sup>, поэтому здесь мы их не приводим и ограничимся замечанием, что поглощение миллиметровых волн достаточно мало́ и наблюдения в «окнах» можно вести даже с уровня моря. Условия наблюдений существенно улучшаются при подъеме на  $h \sim 3 \kappa m$ . Данные табл. IV можно использовать для оценки эффективности

Данные табл. IV можно использовать для оценки эффективности работы радиотелескопов на субмиллиметровых волнах при наблюдениях с Земли. Субмиллиметровые волны настолько сильно поглощаются водяным паром, что наблюдения на уровне моря возможны в умеренных широтах лишь в зимнее время. Как показывает эксперимент <sup>136</sup>, при  $T_{\rm B} = -50^{\circ}$  С количество паров воды в атмосфере достаточно мало для проведения наземных наблюдений в интервале волн 200—300 мкм. При  $\lambda < 200$  мкм наблюдения на уровне моря практически невозможны. Оптическая толщина атмосферы на тех волнах, где поглощение обусловлено водяным паром, быстро убывает с ростом h. В табл. IV приводятся данные о прозрачности атмосферы в «окнах» при h = 4 и 8 км. Прозрачность атмосферы зимой при h = 4 км достаточна для проведения наблюдений на волнах  $\lambda \ge 0.2$  мм. Высокогорная радиоастрономическая обсерватория может успешно работать зимой при h = 8 км во всех «окнах прозрачности» субмиллиметрового диапазона волн. При этом могут решаться такие задачи радиоастрономии, как наблюдения Солнца, Луны, планет и дискретных источников, измерения распределенного космического радиоизлучения. Спектральные исследования, по-видимому, могут быть затруднены обилием теллурических линий поглощения, которые пока недостаточно хорошо изучены.

# 2. Радиоизлучение атмосферы и его флуктуации

Атмосфера не только ослабляет космическое радиоизлучение, но и создает собственное тепловое излучение, на фоне которого и приходится наблюдать космические объекты. Интенсивность этого фона, как правило, настолько велика, что случайные его изменения существенно ограничивают чувствительность радиотелескопов.

Интенсивность теплового радиоизлучения атмосферы I может быть найдена путем интегрирования уравнения переноса излучения для неоднородной изотропной среды <sup>3, 138</sup>. В приближении Рэлея — Джинса величина  $I = T_{3} (2k/\lambda^{2})$ , где  $T_{3}$  — эффективная (пли яркостная) температура, а k — постоянная Больцмана. Поскольку температура воздуха составляет 250—300° К, приближение Рэлея — Джинса достаточно точно при  $\lambda \ge 150$  мкм (т. е. почти во всем субмиллиметровом диапазоне волн). Величину  $T_{3}$  удобно представить в виде <sup>139</sup>

$$T_{\theta} = T_{cp} \left( 1 - e^{-\gamma} \right), \tag{1}$$

где  $T_{\rm cp}$  — некоторая средняя температура равномерно нагретой атмосферы, дающей в данном направлении  $\theta$  то же излучение, что и атмосфера с действительным распределением температуры по высоте. Пользуясь плоско-слоистой моделью атмосферы и пренебрегая рефракционными явлениями, можно получить <sup>139</sup>, что

$$T_{cp} = \left[\int_{0}^{\infty} \varkappa T(h) \exp\left(-\int_{0}^{l} \varkappa dl\right) dl\right] / \left[\int_{0}^{\infty} \varkappa \exp\left(-\int_{0}^{l} \varkappa dl\right) dl\right], \qquad (2)$$

где  $\varkappa$  — суммарный коэффициент поглощения и  $dl = dh \cdot \sec \theta$ . Если  $\varkappa = \exp(h/H)$  и  $T(h) = T_{\rm B} - wh$ , где w — градиент температуры, то <sup>52</sup>

 $T_{cp} = T_{B} - [wHS(\gamma)/(e^{\gamma} - 1)], \qquad (3)$ 

где  $S(\gamma) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\gamma^{j}}{j \cdot j!}$ . Подставив (3) в (2), получим  $T_{\gamma} = T_{\mathbf{B}} (1 - e^{-\gamma}) - wHS(\gamma) e^{-\gamma}.$  (4)

В работе <sup>133</sup> вычислена яркостная температура атмосферы при болес точной аппроксимации зависимости температуры от высоты:  $T(h) = T_{\rm B} [1 - qz/(1 + z^2)]$ , где  $z = h/h_0$ , а q и  $h_0$  — некоторые константы. На рис. 5 представлены графики зависимости  $T_{\rm cp}/T_{\rm B}$  от оптической толщины на луче зрения для тех случаев, когда поглощение радиоволи в атмосфере определяются одной из газовых компонент. В работах <sup>54, 133</sup> рассмотрены также биэкспоненциальные модели поглощающей атмосферы. На рис. 5 построено и отношение  $T_{\rm cp}/T_{\rm B}$ , определенное из (3). Сопоставление этой кривой с рассчитанной в <sup>133</sup> показывает, что линейной аппроксимацией T(h) можно пользоваться, однако расчеты величины  $T_{\rm cp}$  при  $h \ge 18$  км по формуле (3) могут дать большую ошибку <sup>133</sup>.

Применив к уравнению переноса метод возмущений, можно найти флуктуации радиоизлучения атмосферы<sup>110, 112</sup>, свободной от гидрометеоров. Эти флуктуации обусловлены в основном неоднородностями распределений температуры и влажности воздуха. Как показывают расчеты  $T_{cp}/T_{e}$ <sup>110, 112</sup> и эксперимент <sup>140</sup>, относи-



тельные флуктуации яркостной температуры атмосферы составляют

$$\delta T_{g}/T_{g} = (0, 2 - 1, 0) \cdot 10^{-2} (\cos \theta)^{1/2},$$
(5)

т. е. величина  $\delta T_{a}$  может быть порядка 1° К. Таким образом, флуктуации радиоизлучения атмосферы могут ограничивать чувствительность радиотелескопов.

Крупные антенны миллиметрового диапазона волн имеют настолько большое отношение D<sup>2</sup>/λ, что эффективно поглощающий и излучающий слой атмо-

Рис. 5. Средняя температура атмосферы в зависимости от поглощения на луче зрения. 1 — при поглощении в парах воды; 2 — в кислороде.

Штриховая кривая построена по формуле (3).

сферы расположен в их зоне Френеля. Связь температуры антенны с тепловым излучением атмосферы для этого случая рассмотрена в работе 141.

Атмосферные неоднородности усредняются на апертуре антенны<sup>112, 113</sup>, и это приводит к некоторому ослаблению флуктуаций температуры антенны. Горизонтально вытянутые апертуры усредняют, при равной площади, более эффективно, чем круглые<sup>113</sup>. Флуктуации температуры антенны, связанные с движением атмосферных неоднородностей, могут быть существенно (примерно на порядок) ослаблены путем применения сканирования диаграммы направленности радиотелескопа<sup>113, 142</sup>. Однако в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн наиболее радикальным методом борьбы с флуктуациями атмосферного происхождения является установка инструмента на достаточно большой высоте над уровнем моря.

Радиоизлучение атмосферы (а также Земли), воспринимаемое антенной радиотелескопа, приводит к увеличению шумов на входе радиометра. Это увеличение несущественно для радиометров, используемых обычно на коротких миллиметровых волнах, так как их эффективные шумовые температуры довольно велики ( $10^3 - 10^{5^\circ}$  K). На волне  $\lambda \approx 8$  мм в радиоастрономии применяются мазеры <sup>76</sup>. Чувствительность радиотелескопов с мазерами существенно зависит от уровня шумов антенны, обусловленных радиоизлучением атмосферы и Земли <sup>76</sup>.

# 3. Методика измерений космического радиоизлучения

Основной проблемой при радиоастрономических наблюдениях в сантиметровом диапазоне волн является определение параметров антенн. На миллиметровых волнах к этой проблеме добавляется необходимость точного учета атмосферного поглощения. Методика определения параметров антенн подробно рассмотрена в монографиях <sup>143, 144</sup>. При достаточно малом атмосферном поглощении его можно рассчитывать по метеорологическим данным, и методика измерений в этом случае аналогична применяемой на сантиметровых волнах <sup>145</sup>. Наиболее точным методом абсолютных измерений интенсивности радиоизлучения внеземных источников является в этом случае метод «искусственной Луны» <sup>146</sup>, который успешно использовался и в миллиметровом диапазоне волн <sup>147</sup> при наблюдениях в условиях высокогорья. Точность этого метода может достигать нескольких процентов. Метод «искусственной Луны» основан на сравнении радиоизлучения исследуемого объекта с тепловым излучением эталона подходящих размеров, расположенного во фраунгоферовой зоне антенны. Наиболее крупные антенны миллиметрового диацазона настолько велики, что  $D^2/\lambda$  составляет десятки км. Необходимо располагать эталон в зоне Френеля и, соответственно, выдвинуть облучатель, что, как показано в <sup>148</sup>, эквивалентно первому методу.

Атмосферное поглощение определяется обычно на основании известных экспериментальных данных <sup>129</sup> по метеопараметрам, измеренным у земли, или по их высотным распределениям, полученным с помощью радиозондов. Иногда одновременно с наблюдениями космического радиоизлучения производят измерения атмосферного поглощения одним из известных радиоастрономических методов <sup>149</sup>.

Если атмосферное поглощение велико, то хорошие результаты дает метод сравнения исследуемого излучения с яркостной температурой атмосферы <sup>52</sup>. Температура антенны определяется из соотношения

$$T_{\Lambda} = q_0 T_{\mathbf{B}} \left[ 1 + w H T_{\mathbf{B}}^{-1} S\left(\gamma\right) + \Delta_T \right], \tag{6}$$

где величина  $q_0$  есть отношение разности показаний на выходе радиометра при ориентации антенны на источник и область неба рядом с ним к разности показаний при наведении антенны на небо рядом с источником и область с температурой  $T_{\rm B}$ , а  $\Delta_T$  — поправка, учитывающая неизотропность распределения бокового и заднего излучения антенны. В работах <sup>52, 54</sup> обсуждается методика определения этой поправки. Точность определения  $\Delta_T$  и главного лепестка антенны радиотелескопа определяют общую ошибку метода, которая обычно составляет около 10—15%.

Многочисленные измерения радиоизлучения Луны в широком диапазоне волн, от дециметровых до субмиллиметровых <sup>220</sup>, позволяют теперь использовать Луну в качестве эталона радиоизлучения. Однако при наблюдениях высоконаправленными антеннами источников с малыми угловыми размерами необходимо знать диаграмму направленности в пределах размеров лунного диска. При этом не удается реализовать точности в пределах размеров лунного диска. При этом не удается реализовать точности, лучшей 20—25% <sup>16, 58</sup>. Поэтому оптимальным методом измерений потоков радиоизлучения внеземных объектов является сравнение их с излучением планет <sup>58, 144, 145</sup>. В этом случае точность измерений определяется, практически, неопределенностью, с которой известны яркостные температуры планет. Очевидно, что наиболее подходящими эталонами являются планеты с разреженными атмосферами (Меркурий и Марс), так как в этом случае меньше вероятность значительных спонтанных изменений их излучения.

Распределенное космическое излучение измеряется в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн с помощью антенн небольшого размера (обычно рупорных<sup>9, 150</sup>) путем сравнения излучения небосвода с излучением охлажденной нагрузки. В сантиметровом диапазоне используется способ измерения, аналогичный методу «искусственной Луны», основанный на замещении участка небосвода эталонами с различной температурой <sup>152</sup>. Последний метод применялся и в миллиметровом диапазоне волн <sup>149–151</sup>. Методика внеатмосферных радиоастрономических исследований рассмотрена в обзоре <sup>1</sup>.

#### **IV. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА**

Экспериментальные данные о радиоизлучении Солнца, а также их интерпретация подробно обсуждались в монографии <sup>3</sup> и в обзорах <sup>153, 154</sup>. Некоторые сведения о яркостной температуре Солнца на миллиметровых и субмиллиметровых волнах приводятся в работах <sup>155-157</sup>. В связи с этим основное внимание будет уделяться анализу новейших экспериментальных данных и обсуждению задач дальнейших исследований солнечного радиоизлучения в интересующем нас диапазоне волн.

## 1. Радиоизлучение «спокойного» Солнца

За последние годы накоплен обширный экспериментальный материал об интегральном излучении солнечного диска в миллиметровом (и отчасти субмиллиметровом) диапазоне волн, который, насколько нам известно, должным образом еще не обсуждался. Табл. V дает представление о количестве этого материала. Необходимо отметить, что он крайне неоднороден.

Таблица V

$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		Литература	Τ <sub>0</sub> , °K	λ, мм
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	165 166 167 168 168 168 168 168 168 169 169 169 169 169 169 169 169 169 169 170 169 169 170 169 171 172 173 174 170 175 170 174 170 174 174 176	$\begin{array}{c} 5626 \pm 100\\ 5270 \pm 150\\ 5160 \pm 40\\ 5036 \pm 30\\ 4890 \pm 390\\ 4820 \pm 370\\ 4740 \pm 350\\ 4640 \pm 330\\ 4500 \pm 300\\ 4270 \pm 240\\ 5200 \pm 1000\\ 5350 \pm 800\\ 5900 \pm 590\\ 5400 \pm 350\\ 5500 \pm 400\\ 5600 \pm 400\\ 6000 \pm 700\\ 5500 \pm 400\\ 6000 \pm 700\\ 5300 \pm 700\\ 6500 \pm 400\\ 6000 \pm 700\\ 5300 \pm 700\\ 6500 \pm 400\\ 5500 \pm 400\\ 5600 \pm 400\\ 5500 \pm 700\\ 5600 \pm 400\\ 5500 \pm 700\\ 5600 \pm 400\\ 5500 \pm 700\\ 5600 \pm 400\\ 5500 \pm 500\\ 5870 \pm 950\\ 6402 \pm 215\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,004\\ 0,005\\ 0,0086\\ 0,0111\\ 0,0167\\ 0,02\\ 0,025\\ 0,0333\\ 0,05\\ 0,1\\ 0,74\\ 0,87\\ 1,0\\ 1,06\\ 1,2\\ 1,24\\ 1,26\\ 1,3\\ 1,45\\ 1,8\\ 1,8\\ 1,8\\ 1,8\\ 1,8\\ 1,8\\ 2,0\\ 2,15\\ 2,2\\ 2,25\\ 2,4\\ 2,73\\ 2,8\\ 3,0\\ 3,2\\ \end{array}$

Данные о яркостной температуре Солнца

С большой осторожностью нужно относиться к тем данным о яркостной температуре солнечного диска, которые получены до 1958—1960 гг. В то время методика абсолютных измерений интенсивности радиоизлучения еще не была достаточно разработана и в первых работах, посвященных таким измерениям, часто допускались неточности при определении параметров антенн и учете атмосферного поглощения. Примером могут служить работы <sup>158, 159, 163</sup>, в которых не учитывалось рассеяние антенн вне главного лепестка и вследствие этого получены заниженные значения яркостных температур Солнца на волнах 4 и 8 мм. Данные работ <sup>158, 163</sup> были затем исправлены <sup>160, 161, 179</sup>. В работе <sup>181</sup> допущена очевидная



Рис. 6. Спектр «спокойного» Солнца в миллиметровом, субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах воли.

ошибка — атмосфера Земли считалась изотермичной, и при этом оказалось заниженным атмосферное поглощение и соответственно получилась чрезмерно низкой яркостная температура Солнца на волне  $\lambda = 6$  *мм*<sup>67</sup>.

График на рис. 6 построен по данным табл. V. Размер точек на графике обратно пропорционален ошибке измерений. В тех случаях, когда ошибка измерений неизвестна, данные наносились на график в виде кружочка. Из рис. 6 видно, что наиболее надежные данные о яркостной температуре Солнца получены в области ИК волн и при  $\lambda = 4$  мм. Хорошо исследовано радиоизлучение Солнца в окрестности  $\lambda = 1$  мм и в интервале волн 8-15 мм.

Радиоизлучение «спокойного» Солнца на миллиметровых и субмиллиметровых волнах генерируется в нижних слоях хромосферы и характеризует распределение температуры в этих слоях, так как является по своей природе тепловым. Пользуясь зависимостью рис. 6, можно узнать температурный режим хромосферы. Однако решение этой задачи связано со значительными трудностями. Во-первых, при этом приходится решать интегральное уравнение вида <sup>162</sup>.

$$T_{\odot}(\lambda) = \int \varkappa_{c}(\lambda, n_{e}(h), t_{e}(h)) t_{e}(h) \exp\left(-\int \varkappa_{c} dh\right) dh, \qquad (7)$$

4\*

где  $\varkappa_c$  — коэффициент поглощения солнечной плазмы,  $t_e$  — электронная температура и h — высота над фотосферой. Решение уравнения (7) сама по себе не простая задача; кроме того, оно осложняется большим разбросом экспериментальных данных  $T_{\odot}(\lambda)$ . В работе <sup>162</sup> предложен приближенный метод решения уравнения (7). Полученная зависимость  $t_e(h^*)$ очень близка к функции  $T_{\odot}(\lambda)$ , если  $h^*$  — высота расположения слоя с оптической толщиной  $\tau_{\lambda} \sim 1$ . Таким образом, с точки зрения работы <sup>162</sup> зависимость  $T_{\odot}(\lambda)$  приближенно соответствует некоторому усредненному распределению электронной температуры в нижней хромосфере. Во-вторых, не ясно, каким образом турбулентности в солнечной атмосфере сказываются на величине яркостной температуры Солнца в миллиметровом диапазоне волн. Как показано в работе <sup>164</sup>, в спектре «спокойного» Солнца могут возникать особенности, обусловленные рассеянием радиоволн на плазменных турбулентностях. Ясность в этот вопрос могли бы внести исследования распределений радиояркости по диску Солнца на различных волнах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.

Вернемся к графику рис. 6. Зависимость  $T_{\odot}(\lambda)$  имеет, по-видимому, два минимума — один в окрестности  $\lambda = 100-200$  мкм и второй — вблизи  $\lambda \sim 6$  мм. На существование первого минимума \*) указывают данные работы <sup>168</sup> (вместо с другими данными о радиоизлучении Солнца), в которой приводятся результаты экспериментальных исследований солнечного излучения на субмиллиметровых волнах с помощью аппаратуры, установленной на баллоне \*\*). «Длинноволновый» минимум обнаружен в работах <sup>67, 181</sup>. Новейшие данные <sup>156</sup> показывают, что яркостная температура Солнца минимальна при  $\lambda = 5,6$  мм. Однако значительный разброс данных о яркостной температуре Солнца в окрестности  $\lambda \approx 6$  мм делает необходимыми тщательные измерения солнечного спектра в этой области.

Если зависимость T<sub>☉</sub> (λ) действительно отражает ход усредненной электронной температуры в атмосфере Солнца с высотой, то это должно сказаться на виде распределений радиояркости солнечного диска <sup>162</sup>. В области волн λ > 6 мм должно наблюдаться «уярчение на краю», в интервале 4 мм  $< \lambda < 6$  мм — «потемнение к краю». При 0,2 мм  $< \lambda <$ < 4 мм распределение яркости снова будет иметь два максимума вблизи солнечного лимба («уярчение на краю»). Экспериментальные данные о распределениях яркости по солнечному диску пока немногочисленны. Несколько исследований <sup>187-191</sup> показывают, что на волне  $\lambda = 8$  мм существует уярчение на краю. Наблюдения Солнца во время затмений на волне λ = 4,3 мм позволили установить существование уярчения и на этой волне <sup>190, 163</sup>. Различные попытки обнаружить уярчение на краю при  $\lambda =$ = 3,2 мм дали разные результаты: в некоторых — отрицательные 157, а в других уярчение было обнаружено 190, 156. Наконец, имеются данные о том, что таков же характер распределения яркости по диску Солнца на волне 1,2 мм <sup>192</sup>. Уярчение на краю при  $\lambda = 1,2$  мм не противоречит общему характеру зависимости  $T_{\odot}(\lambda)$  (рис. 7). На ИК волнах, судя по этому графику, должно быть потемнение к краю. Данные работы 192 подтверждают этот вывод: на волне  $\lambda = 24,3$  *мкм* обнаружено потемнение к краю Солнца.

К сожалению, в интервале волн 6-7 мм, очень интересном для исследований распределения яркости, таких наблюдений не проводилось.

<sup>\*)</sup> О существовании минимума электронной температуры на высоте 470— 650 км над фотосферой говорят также результаты исследований структуры оптических линий кальция <sup>168</sup>.

<sup>\*\*)</sup> Заметим, что в работе <sup>168</sup> получен только спектр Солнца, а абсолютные значения его яркостной температуры рассчитаны по данным его наблюдений на ИК волнах.



Рпс. 7. Радиопзображения Солнца, полученные одновременно на волнах: a) λ = 2,25 м.м и б) λ == 8 м.м<sup>203</sup>.

Если «провал» в спектре Солнца около  $\lambda = 6$  мм обусловлен рассеянием радиоволи на плазменной турбулентности, то должно наблюдаться потемнение солнечного диска к краю во всей области «провала». Другим экспериментом, который мог бы выявить отражающий слой в солнечной атмосфере, является радиолокация Солнца на миллиметровых волнах.

Необходимо отметить, что данные табл. V получены различными наблюдателями в самые разные фазы 11-летнего солнечного цикла. Поэтому относить их к «спокойному» Солнцу можно весьма условно. Как станет ясно из содержания следующего раздела, интегральное радиоизлучение Солнца может изменяться в значительных пределах в зависимости от количества активных центров на диске.

В заключение несколько слов о возможной интерпретации спектра солнечного радиоизлучения на миллиметровых волнах. Существование хотя бы одного минимума электронной температуры в атмосфере Солнца не вызывает сомнений <sup>153</sup>. Можно предположить, что максимум яркостной температуры в окрестности λ = 4 мм обусловлен каким-либо механизмом поглощения резонансного характера в более высоких, чем слой с  $\tau_{\lambda=4}$  мм  $\approx$  $\approx 1$ солнечной атмосферы. Один из возможных механизмов поглощения — диэлектронная рекомбинация многократно ионизированных атомов в солнечной короне <sup>193</sup>. Наиболее интенсивные линии диэлектронной рекомбинации лежат в области 1-10 мм. В случае, если повышение яркостной температуры в окрестности  $\lambda = 4$  мм действительно обусловлено излучением оптически тонкого слоя в солнечной короне, то распределение яркости по диску Солнца во всей области максимума должно иметь уярчение на краю (имеющиеся данные о распределении яркости на λ = = 4,3 мм <sup>156, 190</sup> этому не противоречат), и, кроме того, это должно отразиться на радиоразмере Солнца, который может оказаться бо́льшим, чем на λ == 6 мм. Для получения надежных данных о спектре «спокойного» Солнца (не исключено, что максимум в окрестности  $\lambda = 4$  мм является «случайным» следствием вариаций солнечного радиоизлучения) необходимо проводить абсолютные измерения его радиоизлучения методом «искусственной Луны»<sup>146, 147</sup> или путем сравнения Солнца и Луны<sup>178</sup> в периоды минимума солнечной активности.

#### 2. Вариации солнечного радиоизлучения

До недавнего времени считалось, что медленная компонента спорадического радиоизлучения Солнца в области  $\lambda \leq 4$  мм дает вклад в интегральное радиоизлучение порядка долей процента <sup>3</sup>. Это мнение основывалось как на некоторых теоретических предпосылках (см., например, работы <sup>194, 195</sup>), так и на имевшихся к тому времени экспериментальных данных <sup>196, 200</sup>. Результаты исследований *s*-компоненты радиоизлучения Солнца, выполненных недавно на антеннах с высокой разрешающей способностью <sup>157, 160, 161, 190, 201-205</sup>, показывают, что медленные вариации интегральной плотности потока солнечного радиоизлучения могут быть порядка 10%. Об этом же говорят данные сравнения яркостных температур Солнца и Луны в интервале волн 3,6-4 мм <sup>178</sup>.

На основе экспериментальных данных о медленной компоненте радиоизлучения Солнца в миллиметровом диапазоне волн (в субмиллиметровом она пока не исследована) можно сделать следующие выводы о характеристиках излучения активных областей в диапазоне 2—16 мм:

 спектры интенсивностей радиоизлучения активных областей довольно разнообразны. Области, отождествляемые с биполярными или мультиполюсными группами пятен, имеют спектр примерно λ<sup>-2</sup> в интервале волн 2—4 мм. При 6 мм  $< \lambda < 16$  мм интенсивности излучения этих областей примерно постоянны. Радиоисточники над флоккулами имеют в интервале волн 2—8 мм спектр, близкий к  $\lambda^{-2}$ <sup>203</sup>.

2) Размеры активных областей примерно совпадают с размерами соответствующих оптических образований на диске Солнца (групп пятен и кальциевых флоккулов). С уменьшением длины волны размер излучающей области увеличивается <sup>203</sup>.

3) Направленность излучения отсутствует.

Данные о поляризации радиоизлучения активных областей в миллиметровом диапазоне волн пока очень немногочисленны. Обнаружена частичная круговая поляризация излучения активных областей над группами пятен <sup>205</sup>. Степень поляризации составляла 0,5—2%.

При переходе от сантиметровых волн к миллиметровым происходит характерное изменение распределений яркости по активным областям. На волне 8 мм, как и в сантиметровом диапазоне, это распределение имеет центральное яркое ядро и более протяженный, но менее яркий орео.1<sup>160, 205</sup>. В области  $\lambda < 8$  мм ядро исчезает и распределение яркости становится близким гауссову <sup>203</sup>.

Второе любопытное явление — это существование на Солнце районов пониженной (по сравнению с уровнем «спокойного» Солнца) радиояркости, обнаруженное впервые на волне  $\lambda = 8 \, \text{мм}^{205}$ . Области пониженной радиояркости отождествляются с темными волокнами (протуберанцами). Контрастность холодных областей падает с уменьшением  $\lambda^{203}$  (см. также рис. 7). Отмечалось также, что области пониженной радиояркости коррелируют с районами, где магнитное поле мало́ или отсутствует <sup>176</sup>.

Экспериментальные данные о спектре медленной компоненты указывают на то, что он имеет максимум в окрестности  $\lambda = 10$  см <sup>3</sup>, <sup>195</sup>; с уменьшением λ происходит падение плотности потока s-компоненты. В области λ = 8-30 *мм* плотность потока *s*-компоненты примерно постоянна <sup>160</sup>, а затем начинает расти с уменьшением λ. Известные модели <sup>3, 194</sup>, 195, 206 не дают полного описания сцектра медленной компоненты. В миллиметровом диапазоне волн источники повышенного радиоизлучения на Солнце являются оптически толстыми и их излучение должно быть тормозным. В работе 176 обнаружена корреляция областей повышенной радпояркости с районами сильных магнитных полей. Однако чтобы магнитотормозное излучение в миллиметровом диапазоне волн было существенным, требуются слишком большие магнитные поля <sup>194</sup>. Обнаруженная частичная поляризация радиоизлучения активных областей на Солнце при λ = 8 мм свидетельствует о том, что на этой волне еще заметен вклад магнитотормозной компоненты. Возможно, что магнитотормозное излучение исходит из центрального ядра источника.

Заметим, что результаты расчетов спектра медленной компоненты обычно сравниваются (по необходимости) со средними данными об интенсивностях излучения различных активных областей на Солнце<sup>3, 195</sup>, в то время как правильнее было бы сравнивать спектр модели со спектром одного и того же источника. В настоящее время проводятся исследования *s*-компоненты одновременно на нескольких волнах миллиметрового диаиазона <sup>160, 161, 190, 202, 203</sup>, и такая возможность скоро появится.

Интересные результаты должны дать исследования радиоизлучения групп пятен с помощью радиотелескопа с высокой (~1") разрешающей способностью. Такие наблюдения позволили бы ответить на вопрос разрешаются ли отдельные пятна в радиодиапазоне? Необходимы поляризационные измерения яркостных температур областей повышенного радиоизлучения, а также измерения высот расположения активных областей над фотосферой.

В заключение этого раздела рассмотрим имеющиеся данные, пока немногочисленные, о наблюдениях солнечных вспышек на миллиметровых волнах. В первых наблюдениях отмечался сам факт существования кратковременных увеличений радиоизлучения Солнца, коррелировавших с оптическими вспышками и всплесками радиоизлучения на более длинных волнах <sup>207-209</sup>. Уверенно локализовать вспышки удалось только с введением в строй радиотелескопов высокой разрешающей силы <sup>210</sup>. Как показано в работе <sup>211</sup>, на волне  $\lambda = 8$  *мм* наблюдаются всплески радиоизлучения всех трех типов: А, В и С. Все отмеченные всплески отождествляются с хромосферными вспышками. Спектры всплесков радиоизлучения на миллиметровых волнах почти не изучались. Известно, что максимумы этих спектров лежат в сантиметровом диапазоне волн <sup>212, 213</sup>. Некоторые данные о спектре всплеска типа А в интервале волн 2-8 мм имеются в работе <sup>203</sup>. Заметим, что наблюдения всплесков радиоизлучения, обычно жестко локализованных, с помощью остронаправленных антени - дело не простое и требует применения специальной методики<sup>214</sup>.

Весьма необычное явление при наблюдениях Солнца на волне  $\lambda = 1,2$  мм отмечено в работе <sup>214</sup>. В этой работе обнаружены быстрые (с периодами ~1 мин) изменения яркостных температур активных областей. Однако в работе <sup>214</sup> нет сведений о каком-либо контрольном эксперименте, который позволил бы авторам убедиться в том, что флуктуации атмосферного поглощения не могли быть причиной наблюдавшегося явления. Широкополосные тепловые приемники особенно чувствительны к изменениям содержания паров воды в атмосфере, так как в их рабочую полосу частот могут попасть резонансные линии H<sub>2</sub>O.

Выше уже упоминались некоторые задачи в исследованиях радиоизлучения Солнца в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. Здесь мы хотели бы их несколько дополнить.

Как видно из рис. 6, в интервале волн 0,1—0,7 мм данные о радиоизлучении Солнца отсутствуют. Наблюдения Солнца на этих волнах проводились <sup>215–217</sup>, однако яркостная температура его не измерялась. Между тем это необходимо для получения более детальных сведений о распределении температуры над фотосферой и, в частности, для уточнения положения первого минимума в спектре яркостной температуры Солнца. Интересными были бы и наблюдения спорадического радиоизлучения Солнца в субмиллиметровом диапазоне волн.

Интереснейшая задача возникает при наблюдениях солнечного радиоизлучения в миллиметровом диапазоне волн. Здесь расположены линии диэлектронной рекомбинации, а также линии вращательных спектров многих молекул, содержащихся в солнечной атмосфере. Должны наблюдаться, в частности, радиолинии окиси углерода, присутствие которой в атмосфере Солнца обнаруживается оптическими методами<sup>218</sup>, а также линии других молекул<sup>219</sup>.

# V. ИССЛЕДОВАНИЯ ЛУНЫ И ПЛАНЕТ

Как в отечественной, так и в зарубежной литературе периодически появляются монографии <sup>3, 4, 7</sup> и обзоры <sup>220–223</sup>, в которых рассматриваются результаты радиоастрономических наблюдений Луны и планет. Ниже мы будем уделять основное внимание задачам, специфическим для интересующих нас диапазонов волн, а также направлению дальнейших исследований.

# 1. Луна

Яркостная температура элемента поверхности Луны в зависимости от фазы меняется по закону <sup>226-227</sup>

$$T_{.t}(\varphi, \psi, t) = [1 - R(\varphi, \psi)] \{T_0(\psi) - \frac{1}{2} - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{\alpha_n} \frac{T_n(\psi) \cos(n\Phi - n\varphi - \varphi_n - \xi_n(\varphi, \psi))}{\sqrt{1 + 2\delta_n \cos r' + 2\delta_n^2 \cos^2 r'}}, \qquad (8)$$

где t — время,  $\varphi$  п  $\psi$  — селенографические долгота и широта;  $R(\varphi, \psi)$  — коэффициент отражения вещества Луны;  $T_0(\psi) = T_{\rm H} + 0,387$  ( $T_{\rm R} - T_{\rm H}$ ) > × (соѕ  $\psi$ )<sup>1/2</sup>, где  $T_{\rm H}$  п  $T_{\rm R}$  — ночная и дневная температуры на поверхности Луны;  $T_n(\psi) = T_n \cos^{i(n)} \psi$ , где величины  $T_n$  и i(n) определяются зависимостью поверхностной температуры от широты <sup>227</sup>;  $\alpha_n = (n-1) \times (n-2)/2$ ;  $\Phi = \Omega t$ , где  $\Omega$  — частота лунаций;  $\varphi_n$  — сдвиг по фазе для *n*-й гармоники поверхностной температуры по отношению к инсоляции. Величина  $\delta_n = l_J/l_{\rm H, T}$  — отношение глубин проникания электрической и тепловой волн в вещество Луны; при этом  $l_{\rm H, T} = (2a/n\Omega)^{1/2}$ , где  $a = k_{,J}/\rho_{,J}c (k_{\rm R} - \kappa оэффициент теплопроводности, <math>\rho_{\rm R} -$ потность и c — теплоемкость лунного вещества). Множитель соз  $r' = (\varepsilon - \sin^2 r)^{1/2/\varepsilon^{1/2}}$  связан с преломлением на границе Луна — вакуум ( $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость вещества, r — угол между лучом зрения на элемент и нормалью к поверхности в точке ( $\varphi$ ,  $\psi$ )). Сдвиг фазы  $\xi_n(\varphi, \psi) =$ астот [ $\delta_n \cos r'/(1 + \delta_n \cos r')$ ] определяет запаздывание максимума радиоизлучения по отношению к максимуму поверхностной температуры элемента ( $\varphi, \psi$ ).

Соотношение (8) получено в предположении, что поверхностный слой Луны однороден и физические параметры его не зависят от температуры. Из (8) видно, что зависимость яркостной температуры элемента поверхности Луны от времени довольно сложна. Антенна радиотелескопа воспринимает излучение некоторой части лунного диска, имеющей яркостную температуру  $\overline{T}_{n}$ , и при этом происходит усреднение яркостных температур отдельных элементов. Как показано в работе <sup>228</sup>, усреднение приводит к уменьшению относительного веса высших гармонических составляющих в зависимости  $\overline{T}_{n}(t)$  и при исследованиях радиоизлучения Луны на радиотелескопах с небольшой направленностью ( $\Delta \phi \ge 30'$ ) зависимость  $\overline{T}_{n}(t)$  близка к синусоидальной. Если  $l_{3} \gg l_{n}$ , то очевидно, что при таком соотношении глубин проникновения электрической и тепловой волн (обычном для сантиметрового диапазона волн) вклад высших гармоник в (1) существенно меньше, чем при  $l_{3} \ll l_{n}$ . т. Эксперимент показывает <sup>52, 54, 147, 172, 175, 229</sup>, что в миллиметровом

Эксперимент показывает <sup>52</sup>, <sup>54</sup>, <sup>147</sup>, <sup>172</sup>, <sup>175</sup>, <sup>229</sup>, что в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн  $\delta_1/\lambda \sim 1$  (если  $\lambda$  в сантиметрах), т. е.  $\delta_1 \ll 1$ \*). Таким образом, радиоизлучение Луны на этих волнах исходит из поверхностного слоя, толщина которого существенно меньше глубины проникновения первой гармоники тепловой волны. Характер изменения яркостной температуры Луны на миллиметровых волнах во время лунаций подобен фазовой зависимости поверхностной температуры. Примером может служить график на рис. 8, где представлен фазовый ход радиоизлучения центральной части лунного диска, измеренный на  $\lambda = 2,25$  мм<sup>175</sup>. В миллиметровом п субмиллиметровом диапазонах волн имеется возможность анализировать не только первую, но и высшие

\*) При λ ≤ 4 *мм*.

гармонические составляющие фазового хода, если наблюдения выполнены на антенне с достаточно высокой разрешающей способностью <sup>54, 224, 225</sup>. Первое же детальное исследование второй гармоники фазового хода радиоизлучения Луны на волне  $\lambda = 8 \text{ мм}^{232}$  позволило определить широтное распределение температуры по ее диску. Близкие результаты получены на основании данных о фазовом ходе радиоизлучения Луны на волне  $\lambda = 4,1 \text{ мм}$  в работе <sup>225</sup>, где также исследовалось широтное распределение поверхностной температуры, оказавшееся близким закону (cos  $\psi$ )<sup>1/2</sup>. Отношение  $l_0/l_{п.т}$  можно определить для различных гармоник <sup>54</sup>, <sup>175</sup>



Рис. 8. Зависимость яркостной температуры центральной части лунного диска на  $\lambda = 2,25$  мм от фазы <sup>175</sup>.

и тем самым узнать электрические и тепловые параметры вещества Луны в различных слоях. Однако имеющиеся экспериментальные данные о высших гармониках фазового хода радиоизлучения Луны пока недостаточно надежны.

Более определенные сведения о характере изменения физических свойств в верхнем слое лунного вещества можно получить, исследуя зависимость  $\delta_1/\lambda$  от  $\lambda$ . Как показано в работе<sup>54</sup>, в диапазоне волн 0,87— —1,45 мм наблюдается изменение отношения  $\delta_1/\lambda$ , которое свидетельствует, по-видимому, об увеличении

параметра  $(k_n \rho_n c)^{-1/2}$  до значения  $\sim 10^3$  на волне  $\lambda = 0.87 \, \text{мm}$ \*). Независимые данные о таком же характере изменения физических свойств лунного вещества дают наблюдения радиозатмений Луны на миллиметровых волнах<sup>230</sup>, а также наблюдения изменений ее поверхностной температуры во время затмений<sup>231</sup>. Тепловая волна, возникающая при затмении Луны, проникает на глубину в 6—8 раз меньшую, чем первая гармоника тепловой волны при лунациях. Поэтому данные наблюдений радиозатмений (проявляющихся достаточно сильно только на волнах  $\lambda \leq 1 \, cm$ ) характеризуют свойства слоя лунного покрова толщиной несколько сантиметров.

Таким образом, наблюдения затмений и лунаций позволили сравнить свойства лунного вещества в слоях, отличающихся по толщине почти на порядок. Тепловой параметр  $(k_n \rho_n c)^{-1/2}$  изменился при этом примерно вдвое, что говорит о существовании слабой неоднородности лунного покрова <sup>220</sup>.

Поскольку слой лунной коры, ответственный за радиоизлучение на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, довольно тонок, в нем происходят значительные изменения температуры во время лунаций и при этом оказывается существенной зависимость теплопроводности вещества Луны от температуры <sup>233–235</sup>. Эффект зависимости теплопроводности от температуры приводит к возникновению градиента температуры в слое лунной коры толщиной порядка  $l_{\rm T}$ <sup>234</sup>. По величине градиента можно оценить степень зависимости  $k_{\rm R}$  (T), а также получить сведения о микроструктуре лунного вещества, так как зависимость теплопроводности от температуры обусловлена радиационным переносом излучения <sup>233</sup>. Установлено, что  $k_{\rm R}$  (T) =  $k_{\rm A0}$  ( $1 + 4 \cdot 10^{-6} T^2$ ), где  $k_{\rm A0}$  — некоторая константа <sup>220</sup>.

Высокая разрешающая сила радиотелесконов миллиметрового и субмиллиметрового дианазонов волн позволяет исследовать тепловые и элек-

<sup>\*)</sup> Данные о радиоизлучении Луны на сантиметровых и миллиметровых волнах соответствуют  $(k_{\pi}\rho_{\pi}c)^{-1/2} = 600$  (в системе CGS) <sup>220</sup>.

трические параметры отдельных участков лунной поверхности. По наблюдениям фазового хода радиоизлучения Луны на волнах 3,2, 4 и 8 мм с высоким угловым разрешением <sup>236–240</sup> установлены незначительные (порядка 25% по параметру  $(k_{\pi}\rho_{\pi}c)^{-1/2}$ ) различия физических свойств «материковых» и «морских» районов.

Наблюдения радиального распределения поляризованного излучения по диску Луны на волне 8 мм позволили определить диэлектрическую проницаемость лунного покрова и степень его шероховатости <sup>238</sup>. Максимальное значение поляризации составило 4%, что существенно меньше, чем на сантиметровых волнах. Это объясняется шероховатостью лунной поверхности. Крупномасштабные неровности имеют, по данным радиометрических наблюдений Луны, эффективный угол наклона около 15°. Учет диффузного рассеяния радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях лунной поверхности позволил определить диэлектрическую проницаемость вещества Луны  $\varepsilon = 2,3 \pm 0,5^{238}$ , что хорошо согласуется с радиолокационными определениями этой величины на волне  $\lambda =$ = 8,6 мм <sup>327</sup>.

Физические параметры верхнего слоя лунного вещества, найденные на основе детального анализа<sup>220</sup> совокупности наблюдательных данных о радио- и инфракрасном излучении Луны, хорошо согласуются с результатами исследований Луны, выполненных с помощью автоматов «Луна-9», «Луна-13», пяти «Сервейоров», аппаратов «Рейнджер», а также лунных орбитальных станций. Таким образом, Луна стала объектом, на котором, по существу, были проверены (и подтверждены) наземные методы исследования планет, не имеющих достаточно плотной атмосферы. Это дает основания надеяться на успех и при изучении Меркурия и Марса методами радиоастрономии. Физические условия на этих планетах, по-видимому, во многом подобны лунным, о чем свидетельствуют данные оптических наблюдений и радиолокации Меркурия, Марса (а также фотографии «Маринера-4»).

# 2. Меркурий и Марс

Наблюдения Меркурия затруднены его близостью к Солнцу и относительно малыми угловыми размерами этой планеты. Неудивительно, что первые его наблюдения на сантиметровых <sup>241</sup> и миллиметровых <sup>242, 243</sup> волнах не позволили надежно выявить фазовую зависимость радиоизлучения Меркурия, хотя некоторые указания на ее существование были получены <sup>242</sup>.

За последнее время получены надежные данные о фазовом ходе радиоизлучения Меркурия на волнах  $\lambda = 3,4$  мм<sup>244</sup>,  $\lambda = 8$  мм<sup>246</sup> и  $\lambda = 19$  мм<sup>245</sup>. Однако эти данные не удается согласовать <sup>235, 247</sup> между собой в рамках теории радиоизлучения, развитой для однородной модели Луны, тепловые параметры которой не зависят от температуры. Как показано в работах <sup>247, 248</sup>, фазовый эффект Меркурия существенно зависит от положения планеты на орбите (из-за сильного эксцентриситета), и при его расчетах необходимо учитывать зависимость теплопроводности вещества от температуры. Разработка теории радиоизлучения Меркурия осложняется тем, что ночная температура его поверхности неизвестна, имеются только данные о ее верхнем пределе <sup>249</sup>.

В работе <sup>326</sup> сделана попытка интерпретировать имеющиеся данные о радиоизлучении Меркурия с учетом зависимости теплопроводности его вещества от температуры. Оказалось, что параметр  $(\delta/\lambda)_{\rm M}$  заключается в пределах 0,7—1,5 см<sup>-1</sup>, т. е. близок к найденному для Луны. Более адекватным для сравнения различных планет является произведение  $\delta/\lambda$  на квадратный корень из периода инсоляции (величина этого произведения не зависит от физических свойств подложки), которое для Меркурия равно  $(0,7 \pm 0,3) \, cm^{-1} \, c\partial^{1/2} \, ^{326}$ , а для Луны составляет  $0,9 \, cm^{-1} \, c\partial^{1/2} \, ^{235}, \, ^{239}$ . Эти выводы о близости физических свойств поверхностного слоя вещества Луны и Меркурия основаны на данных наблюдений планеты в сантиметровом диапазоне волн. Наблюдения на миллиметровых волнах дают существенно иные результаты (на волне  $\lambda = 8 \, \text{мm} \, (\delta/\lambda)_{\rm M} = 0,1 \, cm^{-1} \, ^{246}$  или же на волне  $\lambda = 3,4 \, \text{мm} \, (\delta/\lambda)_{\rm M} = 3,3 \, cm^{-1} \, ^{326}$ ), однако последние данные нуждаются в уточнении. По спектру средней яркостной температуры Меркурия можно определить параметр, характеризующий зависимость теплопроводности его вещества от температуры, но точность имеющихся экспериментальных данных не позволяет сделать это достаточно надежно. Это — задача будущего.

Таблица VI

λ, м.н	Яркостная тем- пература, °К	Литература	λ, млі	Яркостная тем- пература, °К	Литература
$\begin{array}{c} 0,008 - 0,014 \\ 0,012 \\ 0,012 \\ 1,2 \\ 3,2 \\ 3,4 \\ 3,4 \end{array}$	$\begin{array}{r} 300\pm5\\ 242\\ 235\pm13\\ 169\pm17\\ 240-72\\ 48\\ 167\pm20\\ 190\pm40\\ \end{array}$	251 252 259 91 253 254 255	8,0 8,6 9,55 31,4 37,5	$\begin{array}{c} 225 \pm 10 \\ 230 \pm 42 \\ 235 + 40 \\ -35 \\ 170 \pm 30 \\ 211 \pm 20 \\ 190 \pm 12 \end{array}$	256 253 280 254 274 257

Яркостная температура Марса

Радиоизлучение Марса также определяется в основном тепловым излучением его поверхности. Теория радиоизлучения Луны может быть использована для определения физических свойств вещества этой планеты 250. Однако Марс постоянно обращен к Земле освещенной стороной (лишь около 15% площади видимого диска бывает в тени). Поэтому наземные наблюдения могут дать лишь спектр яркостной температуры освещенной Солнцем стороны Марса. Как показано в работе 250, наиболее информативным участком спектра радиоизлучения Марса является диапазон волн 0,1 <  $\lambda$  < 3 см. Имеющиеся данные о яркостной температуре этой планеты (табл. VI) пока недостаточно точны, чтобы определить по ним параметры марсианского вещества с достаточной надежностью. В работе 250 показано, что по спектру радиоизлучения Марса можно найти параметр  $m = c_{\rm M} (k_{\rm M} \rho_{\rm M} c_{\rm M})^{-1/2}/2b (\varepsilon_{\rm M} \pi t_0)^{1/2}$ , где b — удельный тангенс угла потерь,  $\varepsilon_{\rm M}$  — диэлектрическая постоянная, а  $t_0$  — период инсоляции. Имеющиеся экспериментальные данные о яркостной температуре Марса соответствуют  $b = (1,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$ , если полагать  $(k_{\rm M} \rho_{\rm M} c_{\rm M})^{-1/2} = 170 \pm 10^{-1}$ ± 80 на основании результатов наблюдений Марса в диапазоне ИК волн<sup>252</sup> и  $\varepsilon_{\rm M} = 2.6 \pm 0.8$  по данным радиолокации Марса. Наиболее вероятно, что поверхность Марса образуют основные и средние породы. Необходимы дальнейшие наблюдения планеты в диапазоне волн 0,1-3 см.

Изучение поверхности Марса может быть весьма эффективно выполнено с помощью радиотелескопов, установленных на искусственном спутнике этой планеты. Полученное при облете Марса распределение яркостной температуры при переходе через терминатор может быть использовано для определения тепловых и электрических параметров вещества планеты.

## 3. Венера

Подробный обзор результатов радиоастрономических исследований Венеры опубликован сравнительно недавно <sup>7</sup>. Поэтому здесь мы очень бегло рассмотрим некоторые вопросы радиоастрономических исследований Венеры на миллиметровых волнах.

Радиоастрономические данные о поляризации радиоизлучения Венеры на  $\lambda = 10 \, cm$  позволяют сделать вывод о том, что поверхность планеты имеет температуру около 700° К<sup>7</sup>.

В последние годы успешно начато изучение этой планеты с помощью автоматических межпланетных станций («Венера-4, -5, -6» и «Маринер-2, -5»). Теперь можно считать неопровержимо доказанным, что в нижней атмосфере Венеры также существует слой с чрезвычайно высокой температурой (по данным «Венеры-5, -6» эта температура составляет 400--530° С <sup>260</sup>). Однако механизм разогрева поверхности Венеры пока не ясен. Возможно, что это следствие парникового эффекта <sup>261</sup> или мощной атмосферной циркуляции <sup>262</sup>, или же каких-то процессов на самой поверхности планеты <sup>268</sup>.

Аркостная температура Венеры на миллиметровых волнах примерно вдвое меньше, чем температура поверхности, что объясняется поглощением этих радиоволн сравнительно холодной атмосферой планеты. Таким образом, радиоизлучение Венеры на миллиметровых и субмиллиметровых волнах характеризует распределение температуры в ее атмосфере. Исследование фазовой зависимости радиоизлучения Венеры на миллиметровых волнах дает информацию об изменениях температуры на соответствующих уровнях над поверхностью планеты при изменении инсоляции и полезно для выяснения механизма разогрева. На инфракрасных волнах фазовая зависимости видежно не обнаруживается  $^{263}$  \*). Наиболее полные данные о зависимости яркостной температуры Венеры  $T_{\odot}$  от фазового угла *i* получены на волнах 3,4; 8.6 и 31,5 *мм*  $^{265-267, 269}$ :

$$T_{\varphi} (\lambda = 3, 4 \ \text{MM}) = [(296 \pm 1) - (11 \pm 2) \cos(i - 1^{\circ} \pm 5^{\circ})]^{\circ} \mathrm{K}, T_{\varphi} (\lambda = 8, 6 \ \text{MM}) = [(425 \pm 2) + (10 \pm 4) \cos(i - 12^{\circ} \pm 11^{\circ})]^{\circ} \mathrm{K}, T_{\varphi} (\lambda = 31, 5 \ \text{MM}) = [(621 \pm 5) + (73 \pm 6) \cos(i - 11^{\circ}, 7 \pm 22^{\circ})]^{\circ} \mathrm{K}.$$
(9)

Как показано в работе <sup>270</sup>, эти данные удается согласовать между собой в предположении, что атмосфера Венеры содержит аэрозоль, количество которого на дневной стороне планеты на 40% больше, чем на ночной (соответствующие эффективные высоты распределения частиц аэрозоля равны  $12 \pm 2 \ \kappa m$  и  $8 \pm 1 \ \kappa m$ ). Температуры на дневной и ночной сторонах планеты должны быть равны  $820 \pm 10^{\circ}$  К и  $620 \pm 10^{\circ}$  К соответственно. Вариации температуры на поверхности объясняют «положительный» фазовый ход  $T_{\varphi}(i)$  на волне  $\lambda = 8-31,5 \ mm$ , в то время как изменения прозрачности атмосферы допускаются для интерпретации «антифазового» хода на волне  $\lambda = 3,4 \ mm$ .

Заметим, что в литературе имеются указания на существование «положительного» фазового эффекта на волнах  $\lambda = 4,1$  мм<sup>16</sup> и  $\lambda = 2,25$  мм<sup>271</sup>. Сообщалось также о «положительном» фазовом ходе яркостной температуры Венеры на волне  $\lambda = 3,2$  мм и  $\lambda = 4,3$  мм<sup>273</sup>. Трудно сказать, противоречат ли эти результаты данным работы <sup>265</sup>, так как избирательный характер поглощения в надоблачном слое атмосферы Венеры может приводить к фазовым эффектам различного знака <sup>272</sup>. Яркостная температура ночной стороны Венеры на  $\lambda = 2,25$  мм близка к температуре

<sup>\*)</sup> Замечено слабое превышение яркостной температуры неосвещенной части над освещенной (в диапазоне 8-14 мкм<sup>264</sup>).

ее облачного слоя <sup>18</sup>; следовательно, эти волны поглощаются облаками Венеры и только излучение надоблачного слоя и изменения температуры самих облаков могут дать фазовый эффект. Нужны спектральные исследования зависимости  $T_{\heartsuit}(i)$  как на миллиметровых волнах, так и в диапазоне ИК волн для того, чтобы стали более ясными как происхождение фазового эффекта, так и природа облачного слоя Венеры.

# 4. Планеты-гиганты

Наиболее исследовано радиоизлучение Юпитера и Сатурна. Характерной особенностью излучения этих планет в миллиметровом диапазоне является превышение яркостных температур над равновесными <sup>4</sup>. Вклад нетеплового радиоизлучения достаточно мал, по-видимому, уже на волне  $\lambda \leqslant 3$  см <sup>3</sup>, поэтому разницу яркостных и равновесных температур в миллиметровом диапазоне волн приходится объяснять градиентами температуры в атмосферах Юпитера и Сатурна. Правда, точность имеющихся данных о радиоизлучении этих планет на миллиметровых волнах (табл. VII) пока еще недостаточна для уверенного определения величины градиента и зависимости его от длины волны.

Таблица VII

	Яркостны турь	е темпера- 1, °К	Литера-	2	Яркостны турь	е темпера- 1, °К	Литера-
λ, ΜΜ	Юпитер	Сатурн	тура	Λ, ΜΜ	Юпитер	Юпитер Сатурн	
0,008-0,014 1,2 2,11 8,2 3,4 3,4 3,87*) 4,3 8,0 8,35 8,6	$\begin{array}{c} 130\\ 155\pm 15\\ 170\pm 80\\ 111+22\\ 111-11\\ 145\pm 23\\ 140\pm 16\\ 140\pm 33\\ 140\pm 16\\ 140\pm 42\\ -33\\ 105\pm 12\\ -12\\ -1\\ 144\pm 23\\ 142\pm 14\\ 142\pm 14\\ 142\pm 10\end{array}$	$\begin{array}{c} 93 \pm 3 \\ 140 \pm 15 \\ - \\ 97 \pm 52 \\ -42 \\ - \\ 130 \pm 15 \\ - \\ 103 \pm 64 \\ 132 \pm 9 \\ - \\ - \\ - \end{array}$	275 91 175 253 281 254 58 254 253 256 287 280	8,6 9,55 11,8 12,8 13,5 14,3 15,3 15,3 15,3 15,3 15,8 19,0 31,2 31,5 33 34,5	$ \begin{array}{c} 113 \pm 11 \\ 149 \pm 15 \\ - \\ 123 \pm 11 \\ 116 \pm 10 \\ 98 \pm 10 \\ 106 \pm 11 \\ - \\ 150 * *) \\ 105 \pm 21 \\ 180 \pm 27 \\ - \\ 145 \\ 193 \\ - \\ \end{array} $	$\begin{array}{c} 116 \pm 30 \\ 96 \pm 20 \\ 118 \pm 20 \\ - \\ - \\ - \\ 146 \pm 23 \\ 141 \pm 15 \\ - \\ 200 \pm 30 \\ 123 \pm 16 \\ - \\ 106 \pm 21 \end{array}$	253 278 254 279 279 279 279 276 282 279 283 284 277 286 285

Яркостные температуры Юпптера и Сатурна

Аналогичное явление обнаружено при наблюдениях Урана и Нептуна на волне  $\lambda = 19$  мм<sup>288</sup>; яркостные температуры этих планет оказались равными соответственно  $220 \pm 35$  и  $180 \pm 40^{\circ}$  K, что существенно больше их равновесных температур (60 и  $40^{\circ}$  K соответственно). Излучение Урана на волне  $\lambda = 20$  мкм исследовалось в <sup>283</sup>, яркостная температура его на этой волне равна  $55 \pm 3^{\circ}$  K.

Юпитер — чрезвычайно удобный объект для определения по его излучению параметров антенн крупных радиотелескопов. Размеры Юпитера довольно велики и изменяются в сравнительно небольших пределах. Недавно появились указания о существовании переменности излучения этой планеты на волне  $\lambda \approx 1.35$  см<sup>289</sup>. Не исключено, что и в миллиметровом диапазоне волн яркостная температура Юпитера испытывает колебания (оптическая картина его довольно изменчива). Этот вопрос требует тщательной экспериментальной проверки.

В заключение этой главы заметим, что одной из основных задач радиоастрономических исследований планет в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн является радиоспектроскопия их атмосфер. Наблюдения вращательных линий газов, составляющих эти атмосферы, могут дать информацию о количестве того или иного газа, а также о физических условиях в области формирования линии <sup>93</sup>.

# VI. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ И РАСПРЕДЕЛЕННОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

## 1. Дискретные источники излучения

Значительная часть известных источников имеет отрицательный спектральный индекс в сантиметровом диапазоне волн, т. е. плотности потоков их радиоизлучения уменьшаются с ростом частоты f по закону  $f^{\alpha}$ , где  $\alpha < 0$ . Как уже упоминалось в п. 1 гл. I, возможности исследования таких объектов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн существенно скромнее, чем в сантиметровом. С развитием наблюдений на коротких сантиметровых и миллиметровых волнах были обнаружены источники с  $\alpha \ge 0$ . Табл. VIII, в которой суммируются данные о дискретных источниках радиоизлучения на миллиметровых волнах, дает представление о количестве таких объектов. В табл. VIII не включены данные об источниках Телец-А, Стрелец-А и ЗС 273, результаты исследований которых обсуждаются отдельно и иллюстрируются графиками на рис. 9—11.

Таблица VIII

	λ_3,4	мм	λ	=8,2 MM		λ.	-9,55 .n.n	
Источник	S, ед. по- тока	лите- ратура	S, ед. по- тока	размер, угл. мин.	лите- ратура	S, ед. 110- тока	размер, угл. мин.	лите- ратура
Орпон-А Кассионея-А Цева-А DR 21 W 40	$585 \pm 200$ $5\pm 2$ $21\pm 4$ $54 \pm 11$	309 291 290 293	$250 \pm 30$	$4'.2 \times \times 4',8$	309	$\begin{vmatrix} 194 \pm 39 \\ 171 \pm 33 \\ 20 \pm 5 \\ 19 \end{vmatrix}$	$2',2 \times \times 2',9 \ 4' \times 4' \ 1'  imes 1',5$	60 60 60 298
3C 400	34 <u>+</u> 11	200				$55\pm 12$	$1^{\prime},4 imes$ $ imes 1^{\prime},6$	60 9.97
NGC 7027 NGC 1068	$10\pm3$	296				$6,7\pm0,9$		297
Лебедь-А 3С 84 3С 120	$ \begin{array}{c} 14\pm6\\ 23\pm3\\ 13\pm4 \end{array} $	291 291 291	26 <u>++</u> 7		295	$\begin{bmatrix} 55\pm12\\ 29\pm5 \end{bmatrix}$	2'*)	60 60
3C 279 3C 345 3C 446	$\begin{array}{c c} 13\pm 3\\ 11\pm 3\\ 6\pm 4 \end{array}$	294 291 291	$15 \pm 1$		299	18±4		60
3C 454.3 4C 39,25	$\begin{vmatrix} 0 \pm 4 \\ 15 \pm 3 \\ 8 \pm 2 \end{vmatrix}$	291 291				14 <u>+</u> 3		60
NRAO 150 214506			$9,6\pm1$		299	$\begin{vmatrix} 10\pm 3\\ 4\pm 1\end{vmatrix}$		60 294
*) Два точе	ечных ист	очника	на расст	оянии 2'	, 			

Дискретные источники радпоизлучения

Бо́льшая часть источников, сведения о которых приводятся в табл. VIII, имеют плоский спектр или даже положительный спектральный индекс. Это естественно, так как объекты с  $\alpha \ge 0$  легче обнаружить в миллиметровом диапазоне волн.

Первые же наблюдения наиболее мощного квазара — ЗС 273 в миллиметровом диапазоне волн <sup>91, 292</sup> позволили выявить значительные



Рис. 9. Спектр радиоизлучения квазара ЗС 273 (по данным 284, 301, 302, 305).

колебания интенсивности его излучения. Если в сантиметровом диапазоне наблюдались изменения плотности потока от ЗС 273 на десятки процентов <sup>301, 302</sup>, то на волне  $\lambda = 3,4$  мм — в 2—3 раза. Обнаружена некоторая



Рис. 10. Спектр электромагнитного излучения Крабовидной туманности. График заимствован из работы <sup>845</sup> и дополнен данными <sup>53</sup>, <sup>56</sup>, <sup>309–311</sup> (черные кружки) и <sup>824</sup> (черный квадратик). Величина I дана в ед. *өт/м<sup>2</sup>/гц*.



График заимствован из работы <sup>315</sup> и дополнен данными работ <sup>53</sup>, <sup>309</sup>. Штриховая кривая соответствует излучению черного тела стемпературой 20° К, а штрих-пунктирная — 30° К. Крестиком обозначены данные <sup>309</sup>, а квадратиком — <sup>58</sup>.

корреляция изменений плотности потока радиоизлучения 3С 273 на волне  $\lambda = 3.4$  *мм* с колебаниями блеска квазизвездного объекта, отождествляемого с этим источником <sup>291</sup>. Поскольку изменения интенсивности радиоизлучения источников позволяют оценивать их размеры и расстояния до них (см., например, 302), это обстоятельство делает особенно привлекательными наблюдения квазаров на миллиметровых волнах, где переменность проявляется сильнее, чем на сантиметровых волнах. Однако в данных различных авторов о вариациях мощности потока радиоизлучения ЗС 273 на миллиметровых волнах, полученных в один и тот же период времени (см., например, данные наблюдений на волне  $\lambda = 3,4$  мм<sup>291</sup>  $\lambda = 8,2$  мм<sup>299, 303</sup>), имеются значительные расхождения. Измерения интенсивности внеземного излучения на миллиметровых волнах, как это уже отмечалось в гл. II, сильно затруднены поглощением радиоволн в атмосфере, а также флуктуациями радиоизлучения атмосферы. Другим источником ошибок являются неконтролируемые изменения параметров антенн. В работе 291 описывается контрольный эксперимент (наблюдения Сатурна), поставленный для проверки правильности метода определения интенсивности радиоизлучения 3C 273 на волне  $\lambda = 3.4$  *мм*. При этом были обнаружены колебания температуры антенны от Сатурна, отвечающие измерениям его потока на  $\pm 20$  ед. \*). Такого же порядка переменность 3С 273, отмеченная в работе 291.

Наблюдения 3С 273 на волне  $\lambda = 8$  мм, выполненные различными авторами <sup>299, 303</sup>, дают разные значения его потока, хотя метод измерения одинаков — сравнение 3С 273 с Юпитером. Все это заставляет с осторожноностью относиться к имеющимся данным о переменности излучения 3С 273 на миллиметровых волнах.

На рис. 9 приводится спектр ЗС 273, построенный по данным работ 294, 304, 305. При построении этого спектра использовались максимальные наблюдавшиеся значения плотностей потока. Результаты наблюдений 3С 273 на волнах  $\lambda = 2,16$  мм и  $\lambda = 8,15$  мм <sup>305</sup> свидетельствуют о росте его потока с уменьшением λ от 3 до 2 мм, однако это не согласуется, по-видимому, с данными измерений на волне  $\lambda = 3,4$  мм <sup>291</sup>, которые указывают на обратный ход спектра в интервале волн 8-3,4 мм. На графике рис. 9 не представлены результаты наблюдений ЗС 273 на волне  $\lambda = 1,2$  мм <sup>91</sup>, при которых были отмечены изменения потока этого источника более чем на порядок. Эти изменения не коррелируют с вариациями радиоизлучения 3C 273 на других волнах миллиметрового диапазона <sup>56</sup> и являются, по-видимому, продуктом некорректного учета атмосферного поглощения (отмеченное изменение наблюдалось за период от января до июня 1965 г., в то же время произопло сезонное изменение оптической толщины атмосферы на волне  $\hat{\lambda} = 1,2$  мм из-за увеличения влажности воздуха).

Спектр источника определяется, как известно <sup>306</sup>, энергетическим спектром релятивистских электронов, ответственных за излучение, их распределением в пространстве, а также распределением и величиной магнитного поля в области генерации. Таким образом, данные о спектрах дискретных источников дают информацию о физических условиях в области генерации. Оптически тонкий источник должен, вообще говоря \*\*), обладать постоянным спектральным индексом. Изменения спектрального индекса объясняется различными факторами: обратным комптон-эффектом, синхротронными потерями и самопоглощением. Плоский спектр, подобный обнаруженному у ЗС 273, не может быть описан степенным законом, поэтому такие источники приходится представлять суперпозицией нескольких оптически плотных компонентов с различным обрезанием спектров с низкочастотной стороны, обусловленным синхротронным

<sup>\*) 1</sup> ед. потока = 10<sup>-26</sup> вт/м<sup>2</sup> гц.

<sup>\*\*)</sup> При степенном энергетическом спектре электронов.

самопоглощением (см., например, работу <sup>294</sup>). Источниками этой же группы являются 3С 84, 3С 454,3, 3С 279, 4С 39,25 и NRAO 150. Радиоинтерферометрические наблюдения с высоким разрешением также обнаруживают многокомпонентную структуру источников с плоскими спектрами <sup>307</sup>.

Пользуясь теорией синхротронного излучения, можно определить поверхностную яркость источника из соотношения <sup>294</sup>,

$$f_0 \sim 34 \left( S_{\max} / \theta_0^2 \right)^{2/5} B^{1/5} M e y$$
,

где  $S_{\text{max}}$  (в ед. потока) — максимальное значение потока компонента с размером  $\theta_0$  (в угл. *сек*); B — магнитное поле в *гс* и  $f_0$  — частота, при которой поток компонента максимален. Нетрудно убедиться, что компоненты, для которых  $f_0$  лежит в миллиметровом диапазоне волн, дают максимальные значения поверхностной яркости (~10<sup>6</sup> и более — 3C 84 и 3C 273 при  $B \sim 10^{-4}$  *гс*). Эта оценка является иллюстрацией того, насколько интересны псследования спектров дискретных источников на миллиметровых волнах. Теория синхротронного излучения объектов с такой больщой поверхностной яркостью встречает значительные трудности <sup>302</sup>, <sup>308</sup>.

Источники, обладающие плоскими спектрами, отождествляются с такими внегалактическими объектами, как квазары (3С 273, 3С 279, 3С 345, 3С 446, 3С 454,3, 4С 30,25), с ядрами галактик (3С 84) или компактными галактиками (3С 120, NGC 1068). Схожесть спектров радиоизлучения и огромная поверхностная яркость позволяют предполагать, что квазары и сейфертовы галактики отражают различные этапы в эволюции одних и тех же объектов <sup>308</sup>. Источник 3С 84 занимает, по-видимому, в этой эволюционной лестнице промежуточную ступень <sup>308</sup>.

Из галактических объектов наиболее интенсивно исследовались Телец-А (ЗС 144, отождествлен с Крабовидной туманностью) и Стрелец-А (центр Галактики). Крабовидная туманность, являющаяся остатком сверхновой 1054 г., оказалась самым мощным из известных дискретных источников радиоизлучения в миллиметровом диапазоне'\* волн (ср. табл. VIII с рис. 10). Однако сведения об интенсивности его излучения в диапазоне волн 1,2-8 мм довольно противоречивы. Группа работ 53, 58, 309-311, 324 указывает на существование роста плотности потока радиоизлучения при уменьшении длины волны от 8 до 1,2 мм, в то время как другие работы 123, 126 говорят о том, что этот источник обладает отрицательным спектральным индексом ( $\alpha = -0.26^{123}$ ) вплоть до  $\lambda = 3.2$  мм. Большая часть исследований Крабовидной туманности выполнена на инструментах с высокой разрешающей способностью, однако размеры ее недостаточно точно известны, и это служит основной причиной большого разброса данных измерений интенсивности ее излучения. В работе 123 принято, например, что размеры 3С 144 составляют  $(2', 7 \pm 0', 5) \times$  $\times$  (3',0  $\pm$  0',5) и получено значение плотности потока радиоизлучения Крабовидной туманности на волне  $\lambda = 4,3$  мм  $S_{144} = (281 \pm 73)$  ед. потока. Результаты работы <sup>312</sup> дают размеры 3С 144 на волне  $\lambda = 8,6$  мм существенно бо́льшие: 3',5 × 4',55. Близкие результаты получены в работах <sup>299, 313</sup> при исследованиях распределения яркости Крабовидной туманности на волне  $\lambda = 8$  мм. Если руководствоваться данными работ <sup>299</sup>, <sup>312, 313</sup>, а также учесть, что яркостная температура Юпитера составляет около 145° К, то по данным работы <sup>123</sup> можно получить для 3C 144  $S_{144} =$ = (580 ± 150) ед. потока (в пределах ошибки совпадает с данными работы <sup>310</sup>, где получено  $S_{144} = (750 \pm 200)$  ед. потока на волне  $\lambda = 4,3$  мм) \*).

<sup>\*)</sup> Заметим, что в работе <sup>123</sup> яркостная температура Юпптера была принята равной 120 ± 20° С, в то время как данные наблюдений этой планеты на миллиметровых волнах (см. табл. VII) ближе к 140—150° К.

Распределение радиояркости Крабовидной туманности недостаточно хорошо известно, и это также вносит значительную неопределенность в данные о ее потоке. Обычно оно принимается гауссовым <sup>123, 126</sup>, но если считать его равномерным, это приведет к увеличению  $S_{144}$  примерно на 20%. Все сказанное свидетельствует об актуальности тщательных измерений распределения радиояркости и размеров источника 3С 144 на коротких миллиметровых волнах.

Спектр Крабовидной туманности (см. рис. 10) хорошо объясняется синхротронным излучением релятивистских электронов <sup>6</sup>. Подъем интенсивности ее излучения в области 1,2—8 *мм* также можно объяснить в рамках этой теории <sup>6</sup>, <sup>314</sup>.

Центр Галактики является, пожалуй, единственным дискретным источником, который наблюдался на субмиллиметровых волнах ( $\lambda =$ = 0,1 мм; см. работу <sup>315</sup>). Эти наблюдения дали поразительный результат: плотность потока его радиоизлучения составляет  $(1.8 \pm 0.8) \times$ × 10<sup>-19</sup> ст/м<sup>2</sup> ги! Спектр радиоисточника Стрелец-А в диапазоне волн 2-75 см удовлетворительно объясняется комбинацией синхротронного излучения релятивистских электронов в магнитном поле и теплового излучения горячего ионизированного газа <sup>316</sup> (см. рис. 11). Результаты наблюдений на ИК волнах (1,6-3,4 мкм) <sup>317</sup> интерпретируются как длинноволновая ветвь суммарного излучения звезд с температурой ~4000 К, образующих галактическое ядро. Ни один из перечисленных механизмов не может дать эффекта, наблюдавшегося на  $\lambda = 0.1$  *мм*, который превышает на 3-5 порядков предсказываемую ими интенсивность (см. рис. 11). Возможно, что излучение центра Галактики на субмиллиметровых волнах обусловлено облаками пыли (и при этом объяснении ожидаемый эффект примерно в 30 раз слабее обнаруженного), имеющими температуру 20-30° К. Интересно, что данные наблюдений центра Галактики на волнах 8 мм <sup>309</sup> и 2,11 мм <sup>53</sup> примерно согласуются с результатами работы <sup>315</sup> (см. рис. 11, точки для  $\lambda = 8$  мм п  $\lambda = 2.11$  мм попадают на рэлей-джинсовскую ветвь излучения черного тела с температурой  $20-30^{\circ}$  K). Правда, такое сравнение не совсем корректно, так как данные наблюдений на миллиметровых волнах относятся к сравнительно компактному источнику с размерами порядка нескольких угловых минут, в то время как на волне  $\lambda = 0.1$  мм обнаружен протяженный объект (размер его вдоль галактической плоскости составляет около  $6^{\circ}$ , 5). Необходимы детальные исследования области галактического центра, подобные выполненным на сантиметровых волнах <sup>318</sup>.

Из других объектов, исследовавшихся на миллиметровых волнах, чрезвычайно интересными являются туманность в Орионе (NGC 1275), компактная HII область W 49 (результаты их наблюдений более подробно будут обсуждены ниже в п. 3), а также планетарные туманности IC 418 и NGC 7027. Последние объекты имеют типичные тепловые радиоспектры (электронные температуры в них составляют порядка  $10^{4\circ}$  K <sup>297</sup>). Туманность NGC 7027 излучает на ИК волнах примерно на порядок интенсивнее, чем на волне  $\lambda = 9,55$  мм, поэтому наблюдения ее в диапазоне волн 0,03-9 мм должны быть интересными.

## 2. Распределенное космическое излучение

Нетепловое радиоизлучение галактического фона в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн, по-видимому, настолько слабо (эффективная температура его меняется пропорционально  $\lambda^{3\ 306}$ ), что величина его лежит заведомо ниже порога чувствительности радиотелескопов. Можно ожидать, что на миллиметровых и субмиллиметровых волнах должно существовать заметное излучение скоплений вещества, в изобилии имеющихся в галактической плоскости. Это излучение должно быть по своему характеру подобно обнаруженному недавно на волне  $\lambda = 0.1$  мм излучению центра Галактики <sup>315</sup>.

В миллиметровом диапазоне волн находится максимум так называемого «реликтового» космического излучения, спектр которого соответствует, по-видимому, спектру черного тела с температурой около 2,7° К \*).

«Реликтовое» излучение чрезвычайно интересно с точки зрения космологии <sup>41</sup>. В последней работе подробно обсуждаются экспериментальные данные измерений «чернотельного» излучения, большое внимание этому вопросу уделено также в обзоре<sup>1</sup>, поэтому здесь мы ограничимся замечанием, что все выполненные до сих пор измерения яркости «реликтового» фона укладываются в модель «чернотельного» излучения. Наиболее определенное свидетельство этому получено при измерениях на волнах  $\lambda = 3.3 \text{ мм}$ <sup>9</sup> и  $\lambda = 3.58 \text{ мм}$ <sup>150</sup>.

# 3. Монохроматическое излучение Галактики

миллиметровом диапазоне волн наблюдалась пока только  $\mathbf{R}$ одна линия — рекомбинационная линия водорода Н56а (частота ее 36466,32 Мец) <sup>319</sup>. Линия обнаружена в излучении туманности Омега. Температура антенны (наблюдения проводились на РТ-22 Окской радиоастрономической станции ФИАН СССР) в центре линии составляла  $(0,31\pm0,03)$  °K. Ширина контура оказалась равной  $(3,8\pm0,3)$  Мец, а допплеровское смещение центральной частоты отвечает скорости движения излучающей области (16,1 ± 1,2) км/сек. Электронная температура туманности Омега по данным наблюдений на волне  $\lambda = 8.2$  мм оказалась равной  $T_e = (9250 \pm 1100)$  °K и существенно выше значения  $T_e = 6000$  °K, найденного по наблюдениям в сантиметровом диапазоне волн <sup>320</sup>. Возможно <sup>319</sup>, что эта разница температур T<sub>e</sub> обусловлена отклонениями от термодинамического равновесия. Таким образом, наблюдения рекомбинационных линий водорода на сантиметровых и миллиметровых волнах позволяют решить фундаментальную проблему газовых туманностей — получить распределение атомов водорода по энергетическим уровням. Как известно, с инверсией заселенности уровней связано возникновение мазерных эффектов.

Недавно обнаружено интенсивное излучение источников Стрелец-В2, Орион-А и W 49 в линии  $\lambda = 13,5$  мм паров воды <sup>321</sup>. Последние два объекта излучают особенно интенсивно, соответствующие температуры антенны \*\*) составляют 14 и 55° К. Пока не выяснено, является ли это излучение тепловой радиацией паров H<sub>2</sub>O, находящихся при высокой температуре (электронная температура в туманности Орион составляет около 8000 °K <sup>322</sup>), или же это мазерный эффект, аналогичный обнаруженному в линии гидроксила. Измерения размеров источников в линии H<sub>2</sub>O  $\lambda = 13,5$  мм, а также наблюдения других линий паров воды, находящихся в миллиметровом и субмиллиметровом диацазонах волн, позволят ответить на этот вопрос.

Большое будущее, по-видимому, имеют наблюдения линий аммиака и формальдегида, присутствие которых в межзвездном пространстве также недавно обнаружено (аммиак в центре Галактики на  $\lambda =$ = 12,652 мм<sup>57</sup>, а формальдегид в сантиметровом диапазоне волн в целом

<sup>\*)</sup> Поэтому «реликтовое» излучение называют также «чернотельным».

<sup>\*\*)</sup> Использовалась 6-метровая антенна Калифорнийского университета в Беркли (США).

ряде источников <sup>323</sup>). Эти газы имеют богатые вращательные спектры на миллиметровых и субмиллиметровых волнах.

Обращает на себя внимание следующий факт: интенсивное монохроматическое излучение паров воды, аммиака обнаруживается в областях, которые являются сильными ОН-источниками (таковы, например, W 49, центр Галактики и источник в Орионе). Таким образом, появляется совершенно новая возможность исследования химической эволюции межавездного вещества.

# **VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Результаты наблюдений Солнца, планет, дискретных источников и распределенного космического радиоизлучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах воли дают чрезвычайно важный и интересный материал для астрофизики. К настоящему времени основная масса этого материала получена с помощью наземных инструментов. По-видимому, и в будущем радиоастрономические исследования на миллиметровых волнах будут вестись (за исключением некоторых специальных случаев например, спектроскопии очень слабых космических объектов) с Земли. Субмиллиметровые волны настолько сильно поглощаются в земной атмосфере, что исследования в этом диапазоне можно эффективно вести лишь с помощью внеатмосферных инструментов <sup>1</sup>. Правда, как показывают оценки в п. 1 гл. III, радиотелескоп субмиллиметрового диапазона, расположенный на высоте h = 3,5-4 км над уровнем моря, можно с успехом использовать для наблюдений на волнах до 0,4-0,5 мм, а если высоту расположения инструмента увеличить до 7-8 км, то это позволит вести наблюдения практически во всем субмиллиметровом дианазоне волн.

Хотелось бы отметить некоторые задачи экспериментальной радиоастрономии на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Это в первую очередь спектральные исследования Солнца, планет, дискретных источников и распределенного космического излучения. Обнаружение и изучение различных линий поглощения (или излучения) вещества является, на наш взгляд, наиболее информативным методом исследования физических условий в космических объектах. В этой области сделаны, как было показано в п. 3 гл. VI, лишь первые шаги, но и они дали весьма неожиданные результаты и открывают совершенно новую возможность исследования химической эволюции Галактики. Для большинства космологических теорий имеет важное значение вопрос о существовании облаков холодного газа в межгалактическом пространстве. Необходим поиск линий поглощения в спектрах внегалактических объектов, который наиболее успешно может быть осуществлен на миллиметровых и субмиллиметровых волнах.

Прогресс в строительстве крупных антенн и совершенствование ириемной аппаратуры позволят в ближайшие годы осуществить прием радиоизлучения ближайших звезд. Скорее всего, это также будет сделано с помощью инструмента, работающего на коротких сантиметровых и миллиметровых волнах.

Выше не рассматривались задачи радиолокационной астрономии на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. К настоящему времени осуществлена только радиолокация Луны на миллиметровых волнах ( $\lambda = 8,6$  мм<sup>327</sup>). Ряд задач радиолокационной астрономии на миллиметровых волнах рассмотрен в обзоре<sup>328</sup>. Здесь мы отметим, что радиолокация Венеры может быть осуществлена на волне  $\lambda \sim 1$  мм с помощью сравнительно небольшой антенны ( $D \approx 5$  м) и маломощного передатчика (мощностью около 5—10 квт). Этот эксперимент позволил бы определить высоту облачного слоя над поверхностью планеты и получить информацию о составе облаков и их движениях в атмосфере Венеры. Весьма привлекательной задачей является исследование спектра отражательной способности Солнца в миллиметровом диапазоне волн (поиск гипотетического отражающего слоя). Оценки показывают, что в будущем может стать реальной радиолокация ближайщих звезд. Это было бы крайне интересно для определения точного положения Солнечной системы и ее движения в Галактике. Интересные результаты может дать также поиск отражающих объектов за пределами Солнечной системы, которые не обнаруживаются в собственном излучении.

Задачи радиоастрономических исследований в миллиметровом и суб-

миллиметровом днапазонах волн рассматриваются также в обзоре<sup>1</sup>. Автор искренне признателен В. В. Железнякову, А. Е. Саломоновичу и В. С. Троицкому, высказавщим ряд ценных замечаний при просмотре рукописи настоящей статьи.

Научно-исследовательский раднофизический институт при Горьковском государственном университете им. Н. И. Лобачевского

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- А. Е. Саломонович, УФН 99, 427 (1969).
   J. F. Moser, H. Steffen, F. K. Kneubühl, Helv. Phys. Acta 41, 607 (1968) (см. перевод: УФН 99, 469 (1969)).
   В. В. Железияков, Радпоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964.
- 4. В. И. Мороз, Физика планет, М., «Наука», 1967.
- 5. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, Межзвездная среда, М., Физматгиз, 1963. 6. И. С. Шкловский, Сверхновые звезды, М., «Наука», 1966.
- 7. А. Д. Кузьмин, Радиофизические исследования Венеры. Итоги науки, сер. «Физика», М., Изд. ВИНИТИ, 1967. 8. S. Y. Chang, J. D. Lester, Proc. IEEE 54, 459 (1966). 9. P. E. Boynton, R. A. Stokes, D. T. Wilkinson, Phys. Rev. Lett. 21,
- 462 (1968)
- 10. J. R u s e, Proc. IEEE 54, 633 (1966).
- 11. П. Д. Калачев, А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника 6, 422 (1961); Тр. ФИАН СССР 28 (1964).
- 12. П. Д. Калачев, Тр. ФИАН СССР 28, 51 (1965); 38, 60, 72 (1967).
- 13. А. Е. Саломонович, Радиотехника и электроника 4, 2092 (1959); А. М. Карачун, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Радиотехника и электро-ника 6, 430 (1961).
- 14. В. Н. Иванов, Ю. Г. Монин, И. Г. Моисеев, Изв. КрАО АН СССР 38, 141 (1968).
- National Radio Astronomy Obs. Report, Astron. J. 71, 799 (1966).
   А. Г. Кисляков, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 573 (1961): Астрон. ж. 39, 410 (1962).
- 17. Phys. Today 18 (1), 80 (1965).
  18. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов, Астрон. ж. 46, 147 (1969).
  19. Е. F. McClain, Sky and Telescope 32, 4 (1966).
  20. W. J. Welch, D. D. Thornton, R. Lohman, Astrophys. J. 146, 799 (1966).

- 21. Science J. 1 (1), 25 (1965). 22. R. C. Fisher, H. C. Hoard, F. A. O'Nians, J. Spacecraft and Rockets 3, 71 (1966).
- 23. B. Gary, J. Stacey, F. D. Drake, J. NBS 12, Suppl. No. 108, 239 (1965). 24. F. Low, Lowell Observ. Bull. 6, 184 (1965).
- 25. Electronics 37 (30), 26 (1964).
- 25. Бисстопися 37 (30), 20 (1904).
  26. Ј. В. В гајп t о п. Місточачев 5 (12), 10 (1966).
  27. С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайданов с кий, Радноастрономия (Парижский сим-позпум 1958 г.), М., ИЛ, 1961, стр. 165; С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайданов-ский, Н. А. Е сепкина, О. Н. Шиврис, Изв. ГАО АН СССР 21, 3 (1959).
  28. Ј. D. Кгаиs, Sky and Telescope 12, 157 (1953); 26, 12 (1963).
  29. А. Војschot, Nucleus 7, 319 (1966).

- С. Э. Хайкин, Н. Л. Кайдановский, Ю. Н. Парийский, О. Н. Шиврис, Г. Б. Гельфрейх, А. А. Стоцкий, ДАН СССР 185, № 4, 775 (1969).
- 31. В. Н. Глазман, А. Г. Кисляков, И. В. Мосалов, Изв. вузов (Радио-физика) 13 (1970).

- 22. Сб. «Современные проблемы антенно-волноводной техники», М., «Наука». 1967. 33. W. N. Christiansen, J. Instr. Telecommun. Engrs. 12 (4), 146 (1966). 34. V. L. Lynn, M. L. Mecks, M. D. Sochigan, Astron. J. 69 (1), 65 (1964). 35. D. H. Staelin, A. H. Barrett, Astrophys. J. 144, (1), 352 (1966). 36. W. J. Welch, D. D. Thornton, S. Winter, J. Geophys. Res. 70, (12), 2793 (1965).
- 37. J. E. G i b s o n, Astrophys. J. 137 (2), 611 (1963). 38. F. D. D r a k e, Journ. of NBS 69D (12), 1577 (1965).

- F. D. Drake, Journ. of NBS 69D (12), 1577 (1965).
   39. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, Nature 204 (No. 4965), 1242 (1964).
   (0. Е. Е. р stein J. M. Stacey, Astron. J. 69 (8), 541 (1964).
   41. Я. Б. Зельдович, УФН 89, 647 (1966).
   42. J. M. Moran, B. F. Burke, A. H. Barrett, O. E. H. R ydbeck, B. Hanson, A. E. Rogers, J. A. Ball, D. D. Cudaback, Astron. J. 73 (5), 109 (1968).
- 43. A. Boischot, Progr. Radio Sci. 1963-1966, pt. 2, S. L. Intern. Scient. Radio Union, 1967, crp. 1205.
- 44. L. D. Braun, J. L. Yeu, Astrophys. J. 153 (2), L127 (1968).

- 45. А. F. Кау, Рюс. IEEE 54 (4), 641 (1966). 46. Ю. Л. Шахбазян, Изв. ГАО АН СССР № 172, 169 (1964); № 184, 126 (1968). 47. П. Д. Калачев, В. П. Назаров, А. А. Парщиков, В. Я. Чашин-
- н. д. н. алачев, в. п. п. азаров, н. н. арциков, в. н. чашин-ков, Тр. ФИАН СССР 47 (1969).
  48. J. W. F indlav, Astronaut. and Aeronaut. 4 (10), 12 (1966).
  49. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, L. C. Krause, IEEE Trans. on Antennas and Propagation AP-13, 225 (1965).
- 50. H. E. K in g, E. Jacobs, J. M. Stacey, IEEE Trans. on Antennas and Propagation AP-14, 82 (1966).
  51. Astron. J. 72 (1), 3 (1967).
- 52. А. Г. Кисляков, Изв. вузов (Раднофизика) 4, 433 (1961).
- 53. Л. Г. Кисляков, А. И. Наумов, Астрон. ж. 44, 1324 (1967). 54. Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко, Л. М. Кукин, Изв. вузов (Раднофизика)
- 11, 807 (1968).
- 55. P. M. Kalaghan, K. N. Wulfsberg, L. E. Telford, Astron. J. 73 (10), 969 (1968).
- 56. W. J. Welch, Wescon. Techn. Papers, No. 1, 1213 (1966).
  57. A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, D. D. Thornton, W. J. Welch, Phys. Rev. Lett. 21, 1701 (1968).
- 58. А. Г. Кисляков, Ю. В. Лебский, Астрон. ж. 44, 697 (1967). 59. Р. М. Каlaghan, К. N. Wulfsberg, Astron. J. 72, 1051 (1967). 60. R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santini, Astrophys. J. 152, 43 (1968).
- 61. В. С. Троицкий, ЖТФ 21, 994 (1951).
- 62. Г. П. Апушкинский, Изв. ГАО АН СССР 21 (№ 164), 153 (1960). 63. А. Г. Кисляков, Изв. вузов (Радиофизика) 1, 81 (1958). 64. F. Low, Proc. IEEE 54 (4), 477 (1966).

- 65. R. J. Harrison, J. Zucker, Proc. IEEE 54 (4), 588 (1966). 66. E. H. Putley, Proc. IEEE 51, 1412 (1965).

- 67. А. Г. Кисляков, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 760 (1961). 68. Ю. А. Дрягин, Л. П. Федосеев, Изв. вузов (Радиофизика) 12 (6), 813 (1969).
- 69. Е. П. Риtley, J. Sci. Instr. 43, 857 (1966). 70. А. Н. Выставкин, В. В. Мигулин, Радиотехника и электроника 12, 1989 (1967).
- 71. F. R. Агатs, B. J. Рауtоп, Proc. IEEE 53, 12 (1965). 72. В. И. Загатин, Г. С. Мисежников, В. Б. Штейншлейгер, Радиолехника и электроника 12, 539 (1967).
- 73. А. С. Берлин, А. А. Визель, А. Н. Выставкин, Е. И. Иопов, Ю. Л. Хотунцев, В. Д. Штыков, Радиотехника и электроника 10, 1907 (1965); С. М. Клич, В. Д. Прокофьев, Радиотехника и электроника 12, 12 (1967).

- Гасциян.
   Гастония 41 (18), 149 (1968).
   Гастония 5, 15 (1966); К. Е. Јоћпзоп, Space Aeronautics 44, 62 (1965).
   В. И. Загатин, Г. С. Мисежников, В. А. Пузанов, А. Е. Саломонович, Р. Л. Сороченко, В. Б. Штейншлейгер, ПТЭ, № 5, 118 (1968).
- 77. B. C. De Loach., Proc. IEEE 51, 1156 (1963).

- 78. W. E. Hughes, C. R. Kremenek, Proc. 1EEE 54 (1966).
- 79. R. Meredith, F. L. Warner, IEEE Trans. on MTT 11, 397 (1963). 80. С. F. Krumm, G. Y. Haddad, Proc. IEEE 54 (1966). 81. В. С. Троицкий, ЖТФ 25, 1426 (1955). 82. Н. В. Карлов, Радиотехника и электроника 1, 852 (1956).

- 83. М. Соhn, J. B. Newman, IRE Nat. Convent. Rec. 7, Pt. 3, 169 (1959). 84. М. Соhn, F. L. Wentworth, J. C. Wiltse, Proc. IEEE 51, 1227 (1963). 85. А. Г. Кисляков, Ю. В. Лебский, А. И. Наумов, Изв. вузов (Радио-
- физика) 11, 1791 (1968).
- 86. R. F. Packard, IEEE Microwaye Theory and Techniques Symp. Dig., 1965. стр. 211. 87. F. Low, J. Opt. Soc. Am. 51, 1300 (1961); Proc. IEEE 53, 516 (1965).
- 88. Е. И. Попов, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 862 (1965). 89. Е. К. Карлова, Н. В. Карлов, ПТЭ, № 2, 191 (1966).
- 90. Т. М. Лифшиц, Ш. М. Коѓан, А. Н. Выставкин, П. Г. Мельник, жэтФ 42, 959 (1962). 91. <u>F</u>. Low, A. W. Day i dson, Astrophys. J. 142, 1278 (1965).
- 92. F. Low, J. Appl. Phys. 142, 1287 (1965).
- 93. A. H. Barrett, La Physique des planetes (Université de Liege) 24, 197 (1962).
- 94. А. П. Наумов, И. П. Хижнякова, Астрон. ж. 42, 629 (1965). 95. М. Б. Каневский, А. П. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1058 (1967)
- 96. А. Г. Кисляков, А. И. Наумов, Доклад на VII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн (Ашхабад, 1967); Изв. АН СССР, сер. «Физика атмосферы и океана» 6 (3), 239 (1970).
- 97. F. R. Arams, C. Allen, B. Payton, E. Sard, Proc. IEEE 54, 612 (1966). 98. H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, E. H. Putley, N. Show, Nature 214 (No. 5084), 165 (1967).
- 99. M. A. K i'n c h, Appl. Phys. Lett. 12 (3), 78 (1968).
- 100. М. Е. Жаботинский, Н. В. Карлов, В. Б. Штейншлейгер, Радиотехника и электроника 12, 2032 (1967).
- 101. C. C. Grimes, P. L. Richards, S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 17, 431 (1966).
- 102. L. O. Hocker, D. R. Sokoloff, V. Daneu, A. Szoke, A. Javan, Appl. Phys. Lett. 12, 401 (1968).
- 103. И. Я. Краснопо́лин, М. С. Хайкин, Письма ЖЭТФ 6, 633 (1967). 104. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, Н. Г. Птицына, С. Л. Орлова, ΦTT 13, 123 (1967).
- 105. А. С. Тагер, Письма ЖЭТФ 3, 369 (1966).
- 106. А. М. Белянцев, В. Н. Генкин, Изв. вузов (Раднофизика) 12 (5), 763 (1970).
- 107. Ch. A. Burrus, Proc. IEEE 54 (4), 575 (1966).
- 108. B. Senitzky, H. Liebe, Microwave J. 10 (12), 51 (1967); Electronic News, No. 548, 4 (1966).
- 109. Н. В. Карлов, Б. М. Чихачев, Радиотехника и электроника 4, 1047 (1959); Н. В. Карлов, А. М. Прохоров, Радиотехника и электроника 7, 328 (1962); 9, 2088 (1964).
- 110. К. С. Станкевич, Изв. вузов (Радиофизика) 3, 969 (1960); К. С. Станкевич, Л. Н. Бондарь, Изв. вузов (Радиофизика) 6, 669 (1963).
- 111. А. С. Гурвич, Радиотехника и электроника 13, 1923 (1968).
- 112. К. С. Станкевич, Радиотехника и электроника 13, 1570 (1968).
- 113. Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский, Изв. вузов (Раднофизика) 11, 1773 (1968).
- 114. W. A. Johnson, IEEE Trans, Microwave Theory and Techn. 16, 621 (1968).

- 115. А. Г. Кисляков, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 187 (1959); 5, 945 (1962). 116. W. H. Caton, W. J. Welch, S. Silver, J. Geophys. Res. 72, 6137 (1967). 117. У. В. Хангильдин, Радиотехника и электроника 4, 1945 (1959). 118. У. В. Хангильдин, Чжен Цзю-лян, Бюлл. «Солнечные данные», 7. (1959). № 7 (1958).
- 119. R. Новь's, Astrophys. J. 153, 1001 (1968).
   120. А. Н. Выставкин, В. Н. Листвин, В. В. Мигулин, Шестая всесоюзная конференция по радиоастрономии. Тезисы докладов, Изд. «Зинантне», Phra, 1968, ctp. 90. 121. S. Y. Chang, J. D. Lester, IEEE Trans. Antennas and Propagation 16, 588
- (1968)
- 122. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, Astron. J. 70, 177 (1965).
- 123. R. W. Hobbs, H. H. Corbett, N. J. Santini, Astrophys. J. 155, 287 (1969).
- 124. C. R. Grant, H. H. Corbett, J. E. Gibson, Astrophys. J. 137, 620 (1963).

- 125. В. А. Пузанов, Препринт ИРЭ АН СССР (1968). 126. J. P. Oliver, E. E. Epstein, R. A. Schorn, S. L. Soter, Astron. J. 72, 314 (1967).
- 127. А. Е. Башаринов, Б. Г. Кутуза, Тр. 3-го Всесоюзного совещания по радполокационной метеорологии, М., Гидрометеопздат 96, 1213 (1968): Б. Г. Кутуза, Тр. ГГО, вып. 222, 111 (1968).
  128. С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. вузов (Радпофизика) 10, 1213 (1967).
- 129. А. Г. Кисляков, К. С. Станкевич, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1244 (1967).
- 130. С. А. Жевакин, А. П. Паумов, Радиотехника и электроника 10, 987 (1965).
- 131. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника 4, 21 (1959).
- 132. С. А. Жевакин, А. П. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 433 (1966). 133. А. Г. Кисляков, Изв. вузов (Радиофизика) 9, 451 (1966).
- 134. А. Г. Кисляков, В. Н. Никонов, К. М. Стрежнева, Изв. АН СССР, сер. «Физика атмосферы и океана» 4, 321 (1968).
- 135. Л. М. Кукин, Л. В. Лубяко, Л. И. Федосеев. Изв. вузов (Радпофизика) 10, 747 (1967).
- 136. Н. В. Васильченко, Н. С. Кардашев, В. И. Мороз, И. К. Морозов, А. II. Реппн, Г. С. Хромов, Астрон. ж. 44, 897 (1967). 137. А. Е. Саломонович, О. М. Атаев, Изв. вузов (Радиофизика) 3, 606
- (1960).
- 138. В. К. Железняков, Изв. вузов (Радпофизика) 9, 1057 (1966). 139. С. А. Жевакин, В. С. Тропцкий, Н. М. Цейтлин, Изв. вузов (Радио-
- физика) 1, 19 (1958). 140. Ĥ. И. Ананов, А. Е. Башаринов, К. П. Кирдяшев, Б. Г. Ку-
- т у з а. Радиотехника и электроника 10, 1941 (1965).

- 141. В. А. Разин, Н. М. Цейтлин, Изв. вузов (Радиофизика) 5, 21 (1962). 142. Ј. W. M. B a ar s, Nature 212 (No. 5061), 494 (1966). 143. Н. М. Цейтлин, Применение методов радпоастрономии в антенной технике, М., «Сов. радио», 1966.
- 144. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, Радиоастрономические методы измерений параметров антенн, М., «Сов. радио», 1964. 145. В. С. Тронцкий, Н. М. Цейтлин, Изв. вузов (Радиофизика). 4, 393
- (1961).
- 146. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 1004 (1961). 147. А. Г. Кисляков, В. М. Шлечков, Изв. вузов (Радиофизика), 7–46 (1964).
- 148. Н. М. Цейтлин, Изв. вузов (Радиофизика) 7, 571 (1964); Н. М. Цейт-
- лин, Д. А. Дмитренко, Изв. вузов (Раднофизика) 12, 639 (1969). 149. А. Г. Кисляков, Радиотехника п электроника 13, 1161 (1968). 150. А. Г. Кисляков, В. И. Чернышев, Ю. В. Лебскии, В. А. Маль-
- цев. И. В. Серов, Астрон. ж. 47 (1970).
- 151. В. А. II узанов, А. Е. Саломоновпч, К. С. Станкевич, Астрон.
- 151. В. А. Пузанов, А. В. Салоноповиц, А. С. Станкова, ..., ..., ж. 4 (6), 1128 (1967).
  152. К. С. Станкевич, В. П. Ласточкин, В. А. Торхов, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1758 (1968).
  153. Дж. Л. Поуси, С. Ф. Смерд, Солнечная система. т. Ј. Солнце, под ред. Коипера, М., ИЛ, 1957, стр. 378.
  154. В. В. Жаталияков, УФН 64, 113 (1958).
- 154. В. В. Железняков, УФН 64, 113 (1958).

- 155. Е. А. Макарова, А. В. Харитонов, Астрон. ж. 45, 752 (1968). 156. Г. І. Shimabukuro, J. М. Stacey, Astrophys. J. 152, 777 (1968). 157. М. Simon, Astrophys. J. 141, 1513 (1965). 158. А. Е. Саломонович, В. Н. Кощенко, Р. И. Носкова, Бюлл. «Солнечные данные» № 9, 83 (1959).
- 159. J. P. Hagen, Astrophys. J. 113, 547 (1951).
- 160. А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 39, 260 (1962). 161. А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 40, 229 (1963).
- 162. В. В. Железняков, Астрон. ж. 41, 1021 (1964). 163. В. J. Coates, Astron. J. 62, 90 (1957).

- 164. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрон. ж. 44, 1036 (1967). 165. F. H. Murcray, D. C. Murcray, W. J. Williams, J. Appl. Opt. 3, 1373 (1964).
- 166. F. Sáiedy, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 121, 488 (1960). 167. F. Saiedy, R. M. Goody, Mon. Not. Roy. Astron. Soc 119, 213 (1959).
- 168. R. B e e r, Nature 209 (No. 5029), 1226 (1966).
- 169. Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко, Л. М. Кукин, Астрон. ж. 44, 1191 (1967).

- 170. J. A. Bastin, A. E. Geav, G. O. Jones, H. J. Smith, P. J. Wright, Proc. Roy. Soc. A278, 543 (1964).
- 171. Н. А. Горохов, Ю. А. Дрягин, Л. И. Федосеев, Изв. вузов (Радиофизика) 5, 413 (1962).

- 172. А. И. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 6, 849 (1963). 173. D. J. H. Wort, Nature 195, 1288 (1962). 174. С. W. Tolbert, A. W. Straiton, Astrophys. J. 134, 91 (1961).
- 175. А.И.Наумов, А.Г.Кисляков, В.Н.Воронов, Симпозиум по физике Луны и планет, Тезисы докладов, Изд. ГАО АН СССР, Киев, 1968, стр. 20.
- 176. M. Simon, Astrophys. J., 141, 1513 (1965). 177. W. V. Rusch, S. D. Slobin, C. T. Stelzried, Final Report, USCEE 183, Univ. of Southern California, 1966, crp. 21.
- 178. А. Г. Кисляков, Э. П. Кукина, Изв. вузов (Радиофизика) 11, 1431 (1968). 179. R. J. Coates, Proc. IRE 46, 122 (1958). 180. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, T. A. Walker, Rept. 6-45, Univ.
- Texas, Electr. Engr. Res. Lab., 1962. 181. R. N. Whitehurst, J. Copeland, F. H. Mitchell, J. Appl. Phys.
- 28, 295 (1957). 182. R. N. Whitehurst, F. H. Mitchell, Proc. IRE 44, 1879 (1956)
- 183. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Изв. КрАО АН СССР 34, 53 (1965).

- 184. K. N. Wulfsberg, J. A. Short, Rept. AFCRL 65-75 (1965).
  185. D. H. Staelin, A. H. Barrett, B. R. Kusse, Astron. J. 69, 69 (1964).
  186. D. H. Staelin, N. Gant, S. Law, W. T. Sullivan, Rept. QPR 84, M.I.T. Res. Lab. for Electr., 1967.
- 187. J. P. H a g e n, Suppl. J. Atmos. and Terr. Phys. 6, 253 (1956).
- 188. R. J. C o a t e s, J. E. G i b s o n, J. P. H a g e n, Astrophys. J. 128, 406 (1958).
  189. P. M. K a l a g h a n, Nerem. Rec., 1966 (New York), IEEE 8, 140 (1966).
  190. K. T a k a h a s h i, J. Radio Res. Labs 13 (70), 235 (1966).

- 191. А. Е. Саломонович, Ю. Н. Парийский, У. В. Хангильдин,
- Астрон. ж. 35, 659 (1958). 192. R. W. Noves, J. M. Bechers, F. J. Low, A. W. Davidson, Astron. J. 71, 866 (1966); R. A. Newstead, Solar. Phys. 6 (1), 56 (1969).
- 193. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев, УФП 95 (2) 267 (1968).
- 194. В. В. Железняков, Астрон. ж. 39, 5 (1962)
- 195. G. J. Newkirk, Astrophys. J. 133, 983 (1961).
- 196. R. G. Conway, Observatory 76, 106 (1956).
  197. F. Low, C. Jilispy, Sci. News 94, 182 (1968).
  198. J. Linsky, Sci. News 94, 182 (1968).
- 199. А. Г. Кисляков, В. Н. Никонов, В. М. Плечков, Научная конференция по радиоастрономии, Аннотации докладов, Изд. АН СССР, Горький, 1963, стр. 25.
- 200. S. E d e l s o n, G. G r a n t, Astron. J. 65, 488 (1960).
- 201. E. B. Moyfield, C. C. Samson, J. Higman, Astron. J. 73, 71 (1968).
- 202. Г. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов, Бюлл. «Солнечные данные» № 10, 81 (1967)
- 203. V. À. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov, Solar Phys. 8, 331 (1969). 204. C. D. Clark, W. M. Park, Nature 219 (No. 5157), 924 (1968).

- 205. У. В. Хангпльдин, Астрон. ж. 41, 302 (1964). 206. Е. Я. Злотник, Астрон. ж. 45, 310, 585 (1968).
- 207. R. J. Coates, A. E. Covington, S. Edelson, Astron. J. 64, 326 (1959). 208. S. Edelson, G. Grant, Astron. J. 65, 488 (1960). 209. J. P. Hagen, Nature 170, 244 (1952).

- 210. А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 37, 969 (1960).

- 211. И. Г. Монсеев, В. А. Ефанов, Изв. КрАО АН СССР 37, 128 (1967). 212. Y. Shiomi, Solar Phys. 6, 276 (1969). 213. J. P. Castelli, J. Aarons, G. A. Michael, Astrophys. J. 153, 267 (1968).

- 214. В. А. Ефанов, И. Г. Монсеев, Изв. КрАО АН СССР 38, 149 (1968). 215. Н. А. Gebbie, W. J. Виггоидhs, Nature 217, 1241 (1968). 216. Н. А. Gebbie, Phys. Rev. 97, 1174 (1957). 217. Н. А. Gebbie, J. Chamberlain, W. J. Виггоидhs, Nature 220, 893 (1968).
- 218. М. А. Лифшиц, В. В. Полонский, Астрон. ж. 44, 1206 (1967)
- 219. Г. Герцберг, Спектры и строение двухатонных молекул, М., ИЛ, 1949. 220. В. С. Троицкий, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1266 (1967). 221. V. S. Troitsky, J. Res. NBS 69D, 1585 (1965). 222. К. Саган, У. Кэллог, УФН 83, 259 (1965). 223. А. Д. Кузьмин, УФН 90, 303 (1966).

- 224. Н. А. Аменицкий, Р. И. Носкова, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 37, 185 (1960). 225. А. Г. Кисляков. А. Е. Саломонович, Изв. вузов (Раднофизика) 6,
- 431 (1963).
- 226. В. С. Троицкий. Астрон. ж. 31, 51 (1954). 227. В. Д. Кротпков, В. С. Тропцкий, УФН 81. 589 (1963).

- 228. В. Д. Кротиков, О. Б. Щуко, Астрон. ж. 42, 145 (1965). 229. Л. И. Федосеев, Изв. вузов (Раднофизика) 6, 655 (1963). 230. С. А. Каменская, А. Г. Кисляков, В. Д. Кротиков, А. И. Наумов, В. Н. Никонов, В. А. Порфирьев, В. М. Плечков, К. М. Стрежнева, В. С. Троицкий, Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко. Э. П. Сорокина. Изв. вузов (Радпофизика) 8, 219 (1965). 231. В. С. Троицкий, Астрон. ж. 52, 1296 (1965). 232. А. Е. Саломонович, Б. Я. Лосовский, Астрон. ж. 39, 1074 (1962).
- 233. J. L. Linsky, Icarus 5, 606 (1966); В. С. Тропцкий, Nature 213. 688 (1967);
- Изв. вузов (Гаднофизика) 10, 1051 (1967). 234. V. S. Troitsky, A. B. Burov, T. N. Aleshina, Icarus 8, 423 (1968). 235. B. Gary, Astrophys. J. 149, 141 (1967).
- 236. А. Г. Кисляков, Б. Я. Лосовский. А. Е. Саломонович, Изв. вузов (Раднофизика) 6, 192 (1963). 237. Б. Я. Лосовский, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 42. 390 (1965). 238. Б. Я. Лосовский, Астрон. вестник 2, 129 (1968).

- 239. D. E. Clardy, A. W. Straiton, Astrophys. J. 154, 775 (1968).
- 240. B. Gary, Astrophys. J. 147, 245 (1967). 241. W. E. Howard, A. H. Barrett, F. T. Haddok, Astron. J. 66, 287 (1961).
- 242. Б. Г. Кутуза, Б. Я. Лосовский, А. Е. Саломонович, Астрон. цирк., № 327 (1965). 243. Е. Е. Ерstein, Astron. J. 71, 161 (1966); Science 151, 445 (1966); Astrophys. J. 143, 597 (1966).
- 244. E. E. E pstein, S. L. Soter, J. P. Oliver, R. A. Shorn, W. J. Wilкоп, Science 157, 1550 (1967). 245. М. А. Каftan - Каssim, К. I. Кеllerman, Nature 213, 272 (1967). 246. Б. Я. Лосовский, В. К. Головков, Астрон. ж. 45 (2), 378 (1968). 247. Ю. Н. Ветухповская, А. Д. Кузьмин, Астрон. вестн. 2 (2), 65 (1968).

- 248. D. Morrison, C. Sagan, Astrophys. J. 150, 1105 (1967).
- 249. B. Murray, Trans. Amer. Geophys. Union 48, 148 (1967); S. L. Soter. Science 153, 1112 (1966).
- 250. В. С. Тронцкий, Астрон. ж. 47, 384 (1970).
- 251. D. Morrison, Astron. J. 73, 109 (1968).
- 252. В. М. Синтон, в сб. «Планеты и спутники», М., ИЛ. 1963, стр. 380.
- 253. C. W. Tolbert, Astron. J. 71, 30 (1966).

- 253. С. W. 1 ответт, Aston. 5. 71, 50 (1960).
  254. Е. Е. р в t е і п. Astrophys. J. (Letters) 151, 149 (1968).
  255. Е. Е. Е р s t е і п. Astrophys. J. 143, 597 (1966).
  256. А. Е. Саломонович, J. NBS 690, 1756 (1965).
  257. W. A. D е n t, M. J. K l е і п. Н. D. A l l е г. Astrophys. J. 142, 1685 (1965).
  258. Б. Г. Кутуза, Б. Я. Посовский, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 43, 236 (1966).
  250. И. Ц. в р. с. Р. (. Куркисса, Астрон. 26, 126 (1966).
- 259. В. И. Мороз, В. Д. Давыдов, В. С. Жигулев, Астрон. ж. 46, 136 (1969). 260. «Правда» № 55 от 4 июня 1969 г.
- 261. Сб. «Новое о Марсе и Венере», М., «Мпр», 1968; А. Г. П а в ельев, Г. М. Стрелков, Космич. исследования 5, 265 (1967).
- 262. R. M. Goody, A. R. Robinson, Astrophys. J. 146, 339 (1966); G. Schubert, J. A. Whitehead. Science 163, 71 (1969).
- 263. B. Murray, R. Wildey, J. Westphal, J. Geoph. Res. 68, 4813 (1963); S. C. Chase, L. D. Laplan, G. Neugebauer, J. Geophys, Res. 68, 6157 (1963). 264. J. Westphal. R. Wildey, B. Murray, Astrophys. J. 142, 799 (1965).
- 265. E. E. E pstein, J. P. Oliver, S. L. Soter, R. A. Shorn, W. J. Wil-205. Е. Е. Брятеги, э. Г. Отгуст, с. н. сетет, п. п. с. г. с. son, Astron. J. 73, 271 (1968). 266. Р. М. Каlaghan, К. N. Wulfsberg, L. E. Telford (в печати). 267. С. Н. Маyer, Т. Р. МсСиllough, R. M. Sloanaker, Mem. Soc. Roy.
- Sci. Liege 7, 357 (1969).
- 268. J. E. Hausen, Astron. J. 72. 302 (1967). 269. А. Е. Башаринов, Ю. Н. Ветухновская, А. Д. Кузьмин, Б. Г. Кутуза, А. Е. Саломонович, Астрон. ж. 41, 707 (1964).
- 270. Р. М. Каlaghan, Astron. J. 74, 70 (1969).
  271. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Монсеев. А. И. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 13, № 2, 219 (1970).
- 272. F. Bartco, R. A. Hanel, Astrophys. J. 151, 365 (1968).

- 273. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, Nature 204, 1242 (1964). 274. C. H. Mayer, The Solar System, pt. 3, Planets and Satellites, 1961, crp. 442.
- 275. F. J. L o w, Astron. J. 69, 550 (1964).
- 276. W. J. Welch, D. D. Thornton, Astron. J. 70, 149 (1965). 277. C. H. Mayer, T. P. McCullough, R. M. Sloanaker, Proc. IRE 46 260 (1958).
- 278. L. D. Braun, J. L. Yen, Astron. J. 73, 168 (1968).
- 279. D. H. Staelin, R. W. Neal, Astron. J. 71, 872 (1966).
- 280. P. M. Kalaghan, K. N. Wulfsberg, Astrophys. J. 154, 771 (1968).
  281. E. E. Epstein, Science 151, 445 (1966).
  282. W. J. Welch, D. D. Thornton, R. Lohman, Astrophys. J. 146, 799
- (1966).
- 283. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, Astrophys. J. 145, 954 (1966)
- 284. G. L. Berge, R. B. Read, Astrophys. J. 152, 755 (1968).
- 285. J. J. Cook, L. G. Gross, M. E. Bair, C. B. Arnold, Nature 188, 393 (1960).
- 286. В. П. Бибинова, А. Д. Кузьмин, А. Е. Сапомонович, И. В. Шав-ловский, Астрон. ж. 39, 1083 (1962). 287. D. D. Thornton, W. J. Welch, Icarus 2, 228 (1963).
- 288. F. J. L o w, Astrophys. J. 146, 326 (1966).
- 289. Ю. Н. Ветухновская, А. Д. Кузьмин, Б. Г. Кутуза, А. Н. Ма-каров, Л. М. Митник, Шестая всесоюзная конференция по радиоастро-номии, Тезисы докладов, Изд. «Зинантне», Рига, 1968, стр. 63.
- 290. K. W. Riegel, E. E. E pstein, Astrophys. J. 151, L33 (1968).
  291. R. A. Schorn, E. E. E pstein, J. P. Oliver, S. L. Soter, W. J. Wilson, Astrophys. J. 151, L27 (1968).
  292. E. E. Epstein, Astrophys. J. 142, 1285 (1965).
  293. K. W. Riegel, E. E. Epstein, Astrophys. J. 149, L55 (1967).
  294. K. I. Kellermann, I.I.K. Pauliny-Toth. Astrophys. J. 155, L71 (1969).

- (1969)
- 295. В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, Астрон. ж 43, 280 (1966). 296. Е. Е. E. p. stein, W. G. Fogarty, Proc. of the Conf. on Seyfert Galaxies ane Related Objects (Steward Obs. Univ. of Arisona, Febr. 14—16 1968).
- 297. Y. Terzian, Astrophys. Lett. 3, 87 (1969). 298. P. G. Mezger, W. Altenhoff, J. Schraml, в. F. Burke, E. C. Reinfenstein, T. L. Wilson, Astrophys. J. 150, L157 (1967).
- 299. М. И. Григорьева, В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, Препринт ФИАН № 67 (1969).
- 300. В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, Астрон. ж. 45, 1181 (1968)
- 301. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny Toth, Astrophys. J. 152, 639 (1968).
- 302. W. A. Stein, Astrophys. J. 148, 689 (1967).
- 303. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Изв. КрАО АН СССР 40 (1970). 304. R. J. Allen, А. Н. Barrett, Р. Р. Growther, Astrophys. J. 151, 43 (1968).
- 305. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, И. Г. Моисеев, А. И. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 13 (2), 219 (1970).
- 306. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей, М., Изд-во АН СССР, 1963.
- 307. В. G. Clark, K. I. Kellermann, C. C. Bare, M. H. Cohen, D. L. Jan-nay, Astrophys. J. 153. 705 (1968): Astrophys. J. Lett. 153, 267 (1968). 308. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 42, 443 (1965).

- 309. С. W. Тоlbert, А. W. Straiton, Astron. J. 70, 177 (1965). 310. С. W. Tolbert, Nature 206, 1304 (1965). 311. В. А. Ефанов, А. Г. Кисляков, В. И. Костенко, Л. И. Матвеенко, Й. Г. Монсеев, А. И. Наумов, Изв. вузов (Радиофизика) 12 (6), 803 (1969).
- L. D. Braun, J. L. Yen, Astrophys. J. 153, L123 (1968).
   А. Х. Барретт, Б. Г. Кутуза, Л. И. Матвеенко, А. Е. Саломо-нович, Астрон. ж. 42, 527 (1965); Л. И. Матвеенко, А. В. Павлов, Астрон. ж. 44, 381 (1967).
- 314. И. С. Шкловский, Астрон. ж. 43, 10 (1966). 315. W. F. Hoffmann, C. L. Frederick, Astrophys. J. 115, L9 (1969).
- 316. B. F. B u r k e, Ann. Rev. Astr. and Astrophys. 3, 275 (1965).
- 317. E. E. Becklin, G. Neugebauer, Astrophys. J. 151, 145 (1968). 318. J. Lequeux, I. A. U. Symp. No. 31, ch. III, 1967, crp. 393.
- R. L. Sorochenko, V. A. Ризапоч, А. Е. Salomon V. B. Shteinshleger, Astrophys. J. 3, 7 (1969).
   320. В. М. Гуднов, Р. Л. Сороченко, Астрон. ж. 44, 1001 (1967). Salomonovich,

- 321. A. C. Cheung, D. M. Rank, C. H. Townes, D. D. Thornton, W. J. Welch, Nature 221, 626 (1969).
  322. B. Y. Mills, P. A. Shaver, Austr. J. Phys. 21, 95 (1968).
  323. L. E. Snyder, D. Bubl, B. Zuckermann, P. Palmer, Phys. Rev. Lett. 22, 679 (1969).
  324. J. E. Beckman, J. A. Bastin, P. E. Clegg, Nature 221 (No. 5184), 944 (1969).
  325. F. P. New W. A. Stain, Astrophys. J. 459, 101 (1999).

- 325. E. P. Ney, W. A. Stein, Astrophys. J. 152, L21 (1968). 326. D. Morrison, Smithsonian Astrophys. Obs. Sp. Rept. 292 (1969). 327. V. L. Lynn, M. D. Sohigian, E. A. Crocker, J. Geophys. Res. 69, 781 (1964).
- 328. Дж. У. Мейер, Тр. Ин-та инженеров по электротехнике п радиоэлектронике 54 (4), 45 (1966) (перев. с англ.).