

06
7/8

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

ВЫПУСК 222

ПЕРЕНОС МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук
К. С. ШИФРИНА

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1968

115, 124.6 4551, 5, 101 2

УДК 551.521

В сборнике содержатся результаты как теоретических, так и экспериментальных исследований теплового излучения атмосферы и подстилающей поверхности в сантиметровой и миллиметровой областях спектра. Изучен перенос микроволнового излучения в безоблачной атмосфере, в облаках и осадках, исследовано отражение и излучение волнующейся поверхности моря, ледяного покрова, оценены контрасты радиоярких температур ледяных полей, зон облачности, осадков, областей повышенной влажности. Оценена возможность использования радиоизлучения с точки зрения решения обратных задач — зондирования атмосферы и подстилающей поверхности с летательных аппаратов.

Сборник рассчитан на научных работников, инженеров, аспирантов и студентов, занимающихся вопросами физики атмосферы, радиофизики, радиотехники.

СОДЕРЖАНИЕ

К. С. Шифрин, Ю. И. Рабинович, Г. Г. Шукин. Исследование поля микроволнового излучения в атмосфере	5
А. М. Шутко. Экспериментальные исследования характеристик теплового радиоизлучения морской поверхности	19
К. С. Шифрин, С. Н. Ионина. Тепловое излучение и отражение от волнующейся поверхности моря в микроволновой области	22
Ю. И. Рабинович, Г. Г. Шукин, В. В. Мелентьев. Определение температуры водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне	49
А. А. Курская, Л. В. Федорова, Г. Д. Яковлева. Тепловое излучение льда в сантиметровом и дециметровом диапазонах	54
Ю. И. Рабинович, Г. Г. Шукин. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения	62
К. С. Шифрин, М. М. Черняк. Поглощение и рассеяние микрорadioволн в осадках	74
Б. А. Волчок, М. М. Черняк. Перенос микроволнового излучения в облаках и осадках	83
А. Е. Башаринов, Б. Г. Кутуза. Исследование радиоизлучения и поглощения облачной атмосферы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн	100
Б. Г. Кутуза. Экспериментальные исследования ослабления и радиоизлучения дождя в СВЧ-диапазоне	111
В. Д. Степаненко. Контрасты радиоярких температур при наблюдении облаков и осадков	121
В. Д. Степаненко. Некоторые геометрические характеристики облаков и осадков по радиолокационным наблюдениям	132
Ж. Д. Алибегова. К вопросу о структуре поля осадков на Украине	135
Ю. И. Рабинович, Г. Г. Шукин, В. Г. Волков. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения	138
Ю. И. Рабинович, Г. Г. Шукин, М. М. Черняк. Радиоизлучение облаков и осадков	149
А. Е. Башаринов, С. Т. Егоров, М. А. Колосов, Б. Г. Кутуза. Особенности метода сверхвысокочастотного радиометрического зондирования атмосферы с летательных аппаратов	153
Л. Т. Тучков, А. Е. Башаринов, М. А. Колосов, А. А. Курская. Тепловое радиоизлучение ледяного покрова в СВЧ-диапазоне	159

ОТ РЕДАКТОРА

Предлагаемый вниманию читателей сборник содержит работы сотрудников Главной геофизической обсерватории имени А. И. Воейкова, Главного управления гидрометслужбы, Института радиотехники и электроники АН СССР, Ленинградской военной инженерной академии имени А. Ф. Можайского, посвященные собственному тепловому излучению атмосферы и земной поверхности в сантиметровой и миллиметровой областях спектра. Хотя энергия этого излучения очень мала, например, для $\lambda=1$ см она примерно в 10^8 раз меньше, чем для $\lambda=1$ мкм, современные микроволновые радиометры обладают столь большой чувствительностью, что легко позволяют ее измерять.

Публикуемые ниже работы, выполненные в период 1964—1967 гг., показывают, что собственное радиоизлучение содержит важную информацию о температуре земной поверхности, ледяных полях на море, влажности атмосферы, зонах облачности и осадков. Более тонкий анализ этого излучения позволит определить вертикальные профили температуры, давления, влажности, изучать характеристики волнения, толщины ледяного покрова и др.

Использование громадного радиоокна в земной атмосфере для сбора метеорологической информации представляется весьма перспективным. В ближайшем будущем микроволновый радиометр, помещенный на искусственном спутнике Земли, будет оперативно снабжать прогнозиста важнейшими данными и, надо надеяться, позволит существенно улучшить качество прогнозов. Этой конечной цели и посвящены работы, отчеты о которых читатель найдет на страницах настоящего сборника.

К. С. ШИФРИН, Ю. И. РАБИНОВИЧ, Г. Г. ШУКИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Введение

Использование искусственных спутников Земли (ИСЗ) для метеорологических исследований изменило содержание и значительно увеличило объем информации о состоянии атмосферы и земной поверхности, которой располагают исследователи. Длительно существующий спутник возможен только на больших высотах, там, где с точки зрения погодных процессов физические свойства окружающей атмосферы несущественны. Поэтому метеорологические измерения в обычном смысле слова на метеорологическом ИСЗ не имеют смысла. Непосредственно на таком спутнике измеряются характеристики электромагнитного поля — его угловая и спектральная структура, а также поляризационные свойства. Задача состоит в том, чтобы исследовать, какая информация о нижних слоях атмосферы и земной поверхности содержится в этих характеристиках, и указать методы ее получения.

С этой точки зрения в ряде работ были рассмотрены «традиционные» для атмосферной оптики видимый и инфракрасный участки спектра. Однако большие возможности заложены и в более длинных волнах — миллиметровых и сантиметровых.

Вообще говоря, земная атмосфера имеет три «окна» прозрачности для электромагнитной радиации:

- 1) видимое и близкое ИК-окно (оптическое) ($0,3 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1 \text{ мкм}$),
- 2) ИК-окно ($8 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 12 \text{ мкм}$),
- 3) радиоокно ($2,5 \text{ м} \leq \lambda \leq 20 \text{ м}$).

На рис. 1 дано схематическое изображение этих «окон» в спектре.

Коротковолновая граница радиоокна определяется поглощением в H_2O и O_2 (вращательно-колебательные полосы), длинноволновая граница — пропусканием ионосферы. Радиоокно обладает замечательной особенностью — излучение с $\lambda \geq 3 \text{ см}$ практически свободно проходит через облачный покров Земли. Так как облака в среднем закрывают 55% земной поверхности, то это окно представляет нам единственную возможность заглянуть под облака и фиксировать процессы, происходящие между облаком и Землей. В частности, мы получаем здесь возможность различить дождящие облака от недождящих и даже измерить интенсивность осадков из облаков. Микроволновую радиацию целесообразно также использовать и для исследования некоторых других вопросов.

В принципе применение микроволнового излучения для задач зондирования может идти по двум путям: а) использование активного локатора на борту ИСЗ, б) использование собственного теплового излучения атмосферы. Первый путь подробно обсуждается в метеорологической литературе уже ряд лет. Так, в 1960 г. Кайглером и Кравитцом [1] был описан радиолокатор специальной конструкции, приспособленный к работе с борта ИСЗ. Вес локатора (без антенны) 20 кг, средняя потребляемая мощность 36 вт. Подробные данные о возможности активной радиолокации с борта ИСЗ (методах радиолокационного обзора, потребной разрешающей способности и т. д.) приведены в монографии [2] (глава 7). Основная трудность при активной локации состоит в обеспечении подходящего источника питания и его стабилизации.

Мы обратимся ко второму пути — использованию теплового радиоизлучения.

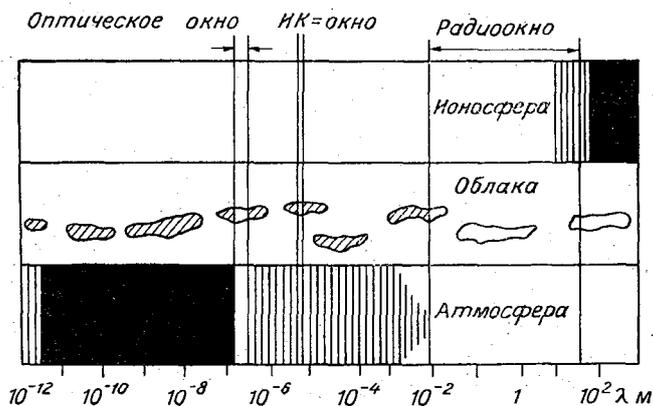


Рис. 1.

В настоящей статье рассмотрим возможности микроволнового диапазона для решения задач зондирования атмосферы. Оценим его достоинства и недостатки по сравнению с видимой и ИК-радиацией, опишем методику и предварительные результаты самолетных измерений.

Измерение теплового излучения небесных тел в радиообласти составляет основное содержание радиоастрономии. С этой точки зрения рассматриваемая нами задача сводится к разработке методов радиоастрономического исследования планеты Земля с борта ИСЗ. Добавим, что при наблюдениях с Земли собственное микроволновое излучение земной атмосферы, гидрометеоров, находящихся в ней, и элементов земного ландшафта уже некоторое время тому назад стало объектом исследований радиоастрономов. Это излучение является для радиоастрономов помехой, которую нужно знать, чтобы уметь правильно исключить из наблюдаемого сигнала. Для метеоролога, однако, именно эта «помеха» и является объектом исследования.

1. Вопросы методики

Энергетическая разрешающая способность и постоянная времени

На первый взгляд возможность измерять тепловое излучение атмосферы и земного ландшафта в микроволновой области может показаться удивительной. В самом деле, в этой области спектральная яркость абсо-

лютно черного тела B описывается формулой Релея—Джинса (длинно-волновое приближение формулы Планка)

$$B = \frac{2\nu^2}{c^2} kT = \frac{2kT}{\lambda^2} = 2,76 \cdot 10^{-23} \frac{T}{\lambda^2} \text{ вт/стер} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{гц}.$$

Так как излучение черного тела ламбертово, то полная энергия излучения (светимость) F с 1 см^2 будет

$$F = \pi B = 8,67 \cdot 10^{-23} \frac{T}{\lambda^2} \text{ вт/см}^2 \cdot \text{гц}.$$

Из формулы видно, что действительно речь идет об очень слабых излучениях. При переходе, например, от $\lambda = 10 \text{ мкм}$ к $\lambda = 10 \text{ см}$ величины B и F уменьшаются в 10^8 раз.

Есть, однако, одно важное обстоятельство, которое спасает дело. Оно заключается в том, что микроволновые радиометры обладают значительно большей чувствительностью, чем черные приемники радиации. Для радиоприемника минимально обнаруживаемая мощность определяется формулой Найквиста $P_p = kT\Delta f \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ вт}$ (при $T = 300^\circ \text{ К}$, $\Delta f = 1 \text{ гц}$),¹ тогда как для черного ИК-приемника имеем [3] $P_{\text{ИК}} = 4T^{3/2} (2\sigma k A \Delta f)^{1/2} \approx 5,5 \cdot 10^{-12} \text{ вт}$ (при $T = 300^\circ \text{ К}$, $\Delta f = 1 \text{ гц}$, площади ИК-приемника $A = 1 \text{ мм}^2$). Следовательно, $\frac{P_p}{P_{\text{ИК}}} \approx 10^{-9}$.

Таким образом, громадное различие в чувствительности микроволнового радиометра и ИК-приемника перекрывает уменьшение энергии излучения так, что измерения оказываются вполне возможными.

Физически огромное различие в чувствительности связано с тем, что у идеального радиоприемника эффективная ширина полосы пропускания равна его полосе, тогда как у черного приемника она перекрывает всю полосу излучения черного тела. Таким образом, уровень шумов ИК-приемника оказывается значительно выше, чем у микроволнового радиометра.

Если использовать селективный ИК-приемник, эффективная ширина его полосы приема будет уменьшена и соответственно будет уменьшен порог. Так, например, для современных фотозлектрических приемников излучения можно иметь порог порядка 10^{-15} вт или даже 10^{-17} вт для $\lambda = 1 \text{ мкм}$. В результате отношение сигнала к шуму в ИК-приемниках оказывается выше, чем у радиометров. Для повышения его у последних прибегают к эффекту накопления сигнала. При высоком уровне шумов мы должны длительное время проводить наблюдение, чтобы в результате интерференции шумов вырос относительный уровень полезного сигнала. Таким образом, инерция радиометров (постоянная времени) оказывается заметно большей, чем инерция ИК-детекторов.

Вопрос о постоянной времени для нашей задачи очень важен. Ведь каждая секунда — это 8 км пути ИСЗ, и если, например, как это встречается у высокочувствительных астрономических радиометров, постоянная времени будет порядка 100 секунд, то регистрируемый сигнал будет результатом интегрирования поля на пути 800 км. Маловероятно, чтобы в этом случае мы смогли, например, зафиксировать ливневый очаг протяженностью 6—10 км. К счастью, фактически дело обстоит не так плохо. Постоянные времени радиометров, размещенных на летательных аппаратах, могут быть установлены от нескольких секунд до сотых секунды,

¹ Любопытно, что этот порог близок к порогу человеческого глаза (10^{-21} вт) — лучшего приемника излучения, которым мы в настоящее время располагаем.

разумеется, за счет некоторой потери энергетической чувствительности. Эта чувствительность (измеряемая в градусах) оказывается при этом порядка $0,5—5^\circ \text{K}$ в зависимости от длины волны.

Угловая разрешающая способность и рассеяние антенн

Угловая разрешающая способность β всякой оптической системы определяется критерием Релея

$$\beta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}.$$

Он связан с дифракционной картиной возникающего изображения и совпадает с угловым расстоянием первого темного кольца в формуле для венцов.¹ Переход от инфракрасной в сантиметровую область означает увеличение λ в $10^3—10^4$ раз и при неизменном диаметре объектива (антенны) — соответствующее увеличение β .

Здесь возникают большие трудности. Если мы, например, захотим иметь радиотелескоп для $\lambda=1$ см с той же разрешающей способностью, что и у оптического телескопа с диаметром 20 см для $\lambda=0,5$ мкм, то диаметр радиотелескопа надо сделать равным 5 км! В радиоастрономии уменьшения β добиваются как за счет увеличения диаметров антенн, так и с помощью специальных радиоинтерферометрических методов, эффект которых аналогичен действию дифракционных решеток в оптике. Фактически при антеннах диаметром 0,5 м удается иметь для самолетных и спутниковых радиометров $\beta \approx 2 \div 6^\circ$. Для ИСЗ с высоты 500 км это дает пятно диаметром 20—60 км.

Повышение угловой разрешающей способности кажется нам важным для ряда метеорологических приложений радиометрии. Здесь имеются следующие возможности: применение надувных или раскрывающихся антенн, а также использование интерферометрии, связанной с движением носителя.

С низкой разрешающей способностью антенн в микроволновом диапазоне связано еще одно неприятное обстоятельство. Боковые лепестки диаграммы направленности антенны оказываются заметно развернутыми от оси главного лепестка, так что значительный поток излучения приходит на антенну вне главного лепестка. Чтобы характеризовать это свойство антенны, вводят так называемый коэффициент рассеяния. Если мы поместим антенну в изотропное поле излучения, коэффициент рассеяния будет равен доле мощности, приходящей в систему через боковые лепестки. Например, если не принимать специальных мер для подавления боковых лепестков, то коэффициент рассеяния однозеркальной параболической антенны будет около 0,3—0,4. Это означает, что 30—40% мощности изотропного поля будет поступать в антенну с боковых направлений, и, если в боковых направлениях находятся «горячие» тела, их паразитный эффект может вообще сделать невозможным измерения.

Практически в настоящее время можно создать самолетные и спутниковые антенны с коэффициентом рассеяния 0,15—0,20. Все это приводит к необходимости учитывать «рассеяние» при абсолютных измерениях микроволнового излучения.

¹ Например, в [4] (стр. 149) имеем для первого темного кольца $\beta\beta=3,832$, $\beta=$
 $= \frac{3,832}{\pi} \frac{\lambda}{D} = 1,22 \frac{\lambda}{D}$.

2. Особенности распространения в атмосфере и отражения от земной поверхности

Распространение в газах

В радиообласти из-за сравнительно длинных волн существенное значение имеет только поглощение, связанное с дипольными переходами — электрическими и магнитными. Из всех атмосферных газов только у молекул O_2 и H_2O имеются заметные дипольные моменты — магнитный у O_2 и электрический у H_2O . Все остальные молекулы (N_2 , CO_2 , H_2 , A_2 , He , Ne) не имеют ни электрического, ни магнитного момента, и поэтому в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн коэффициент поглощения для них практически будет равен нулю. Мы пренебрегаем при этом переходами, связанными с состояниями более высокой мультипольности, такими, например, как электрические квадрупольные и др.

В том, что это можно делать, легко убедиться, если рассмотреть отношение интенсивности электрического квадрупольного $I_{кв}$ и дипольного I_d переходов

$$\frac{I_{кв}}{I_d} \sim \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 \sim \frac{10^{-16}}{\lambda^2},$$

где a — радиус атома (примерно 10^{-8} см), λ — длина волны в сантиметрах.

В радиообласти эта величина совершенно ничтожна. Тем более несущественны более высокие мультипольные переходы. В оптике это, разумеется, не так. Молекула кислорода в основном состоянии обладает магнитным моментом, связанным с наличием у молекулы спина, равного \hbar .

Структура уровней оказывается довольно сложной и, в частности, приводит к целой системе линий вблизи $\lambda=0,5$ см. Расстояние между центрами линий порядка $0,01-0,02$ см и при нормальном атмосферном давлении близко к их ширине. Поэтому отдельные линии не разрешаются и мы наблюдаем обычно сплошную полосу, несколько искаженную небольшими максимумами и минимумами.

На рис. 2 приведен теоретический профиль полосы для двух значений полуширины линий — $0,02$ см $^{-1}$ (прерывистая кривая) и $0,05$ см $^{-1}$ (сплошная кривая). Точками показаны экспериментальные данные. На оси ординат коэффициент поглощения указан в дб/км.¹

В максимуме полосы (при $\lambda=0,5$ см) $\alpha \approx 15$ дб/км = $3,5 \cdot 10^{-5}$ см $^{-1}$ и интенсивность уменьшается в 10 раз уже на пути в 667 м. Для $\lambda=1$ см $\alpha \approx 0,014$ дб/км и то же ослабление интенсивности будет уже на пути в 700 км.

Кроме полосы $\lambda=0,5$ см, у O_2 наблюдается еще сильная одиночная линия $\lambda=0,25$ см и два окна прозрачности $\lambda=0,315$ см и $\lambda=0,93$ см.

Помимо резонансного поглощения, у молекулы O_2 наблюдается еще

¹ В радиофизике для коэффициента ослабления α используются две единицы: см $^{-1}$ или непер/см и дб/км. При переходе от α в см $^{-1}$ к α в дб/км нужно умножить α на $10^6 \lg e = 0,4343 \cdot 10^6$. Обратный переход от дб/км к см $^{-1}$ осуществляется умножением на $\frac{10^{-6}}{0,4343} = 0,2303 \cdot 10^{-6}$.

Добавим, что изменение интенсивности радиации на пути x можно записать в двух тождественных выражениях:

$$I = I_0 e^{-\alpha (\text{см}^{-1}) x (\text{см})}$$

и

$$I = I_0 \cdot 10^{-0,1\alpha (\text{дб/км}) x (\text{км})}$$

и очень слабое, нерезонансное поглощение, соответствующее дебаевскому поглощению для дипольных молекул. В области $\lambda \approx 2 \div 25$ см это поглощение будет всего около 0,006 дб/км, или 10^{-8} см $^{-1}$, а далее оно резко уменьшается.

Молекула воды обладает в основном состоянии значительным электрическим моментом. В силу специфических правил отбора для молекул типа асимметрического волчка, какой является молекула H_2O , нерезонансное поглощение у нее отсутствует. Что касается резонансных переходов, то они в основном попадают в ИК-область. Только переход, соответствующий длине волны $\lambda = 1,348$ см, попадает в сантиметровую область; далее следуют линии $\lambda = 0,164$ см и $\lambda = 0,09$ см в миллиметровой области и т. д.

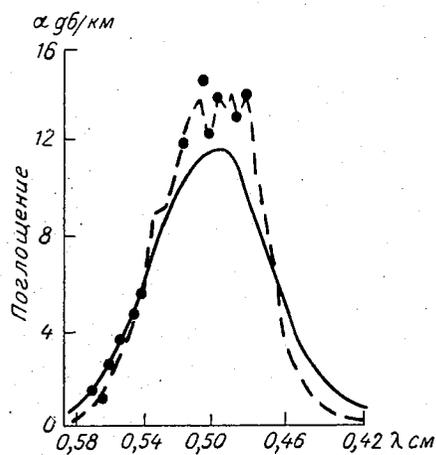


Рис. 2.

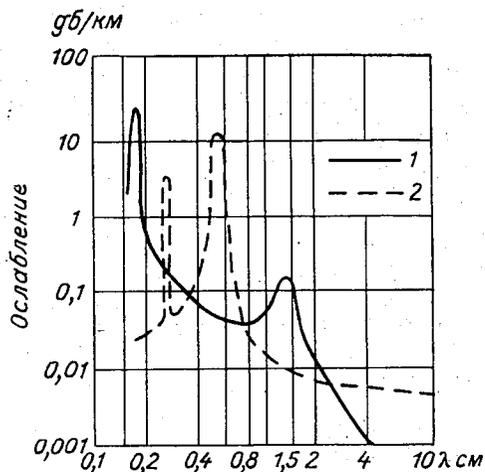


Рис. 3.

На рис. 3 сопоставлены абсолютные значения α для H_2O (1), соответствующие содержанию пара 7,5 г/м 3 , и O_2 (2) при нормальном давлении.

Гидрометеоры

Ослабление радиоизлучения в гидрометеорах определяется величиной параметра $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$. Для аэрозолей и облаков $\rho \ll 1$, и для коэффициента рассеяния k_p и коэффициента ослабления k , отнесенных к одной частице, имеем (см. [4], стр. 86):

$$k_p = 24\pi^3 \frac{v^2}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2,$$

$$k = \frac{36\pi n x}{|m^2 + 2|^2} \frac{v}{\lambda}.$$

Так как $k_p \ll k$, то рассеянием здесь практически можно пренебречь по сравнению с поглощением. Для воды в сантиметровой области (от $\lambda = 0,5$ см до $\lambda = 10$ см) величина

$$\frac{n x}{|m^2 + 2|^2} \approx \frac{1}{\lambda}.$$

Таким образом оказывается, что

$$k \approx \frac{v}{\lambda^2}.$$

При подстановке всех численных констант коэффициент ослабления α будет

$$\alpha = \frac{0,1R}{\lambda^2} \text{ км}^{-1}.$$

Здесь R — в г/м^3 , λ — в сантиметрах. Для $\lambda=1$ см и $R=3$ г/м^3 найдем, следовательно, что $\alpha=0,3$ км^{-1} .

Таким образом, облака сравнительно слабо поглощают сантиметровую радиацию.

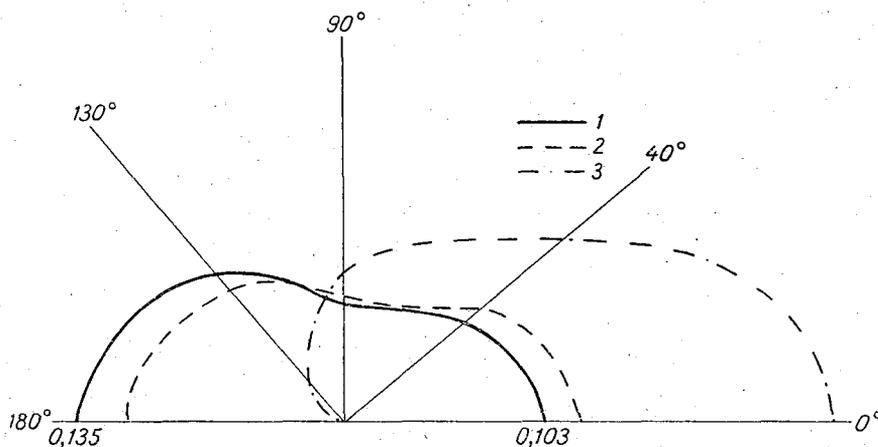


Рис. 4.

Для осадков параметр $r \approx 1$. В табл. 1 приводим значения k_p , k и $\bar{\lambda}$ — вероятности выживания кванта для самых малых и больших частиц осадков.

Таблица 1

D см	$\lambda = 3,2$ см			$\lambda = 10$ см		
	k_p см ²	k см ²	$\bar{\lambda}$	k_p см ²	k см ²	$\bar{\lambda}$
0,05	$4 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-10}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-4}$
0,5	0,06	0,2	0,3	$3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-3}$	0,15

Для частиц с $D=0,5$ см вероятность выживания кванта при одном акте рассеяния значительна. Это означает, что будет иметь место заметное рассеяние, и при большой оптической толщине слоя необходимо учитывать многократность процесса рассеяния. Для расчета яркости слоя при учете рассеяния важно иметь сведения об индикатрисе рассеяния. Расчеты ее были выполнены в [5]. В отличие от сферически симметричного излучения отдельной капли, индикатриса рассеяния капель несимметрична. Для малых частиц она заметно вытянута назад, с увеличением r вступает в игру эффект Ми и она начинает вытягиваться вперед. На рис. 4 изображены для иллюстрации рассматриваемого эффекта индикатрисы для r , равного 0,5 (1), 1,0 (2), 1,7 (3), и $\lambda=1,35$ см.

Отражение от земной поверхности

Имеется небольшое число данных о величинах отражения в сантиметровой области и совсем мало об угловой структуре пучка, отраженного от реальных шероховатых поверхностей. Для характеристики степени шероховатости тела используется критерий Релея

$$h \cos \varphi \ll \frac{\lambda}{16}.$$

Здесь h — высота неровностей, φ — зенитный угол падения лучей. «Гладкость» тела зависит от длины волны. Тело, гладкое для одних длин волн, будет шероховатым для более коротких волн.

Измерения дают примерно следующие значения коэффициентов излучения в нормальном направлении для $\lambda = 3,2$ см (табл. 2).

Таблица 2

Подстилающая поверхность	Коэффициент излучения
Морская вода	40
Лес	98—99
Болото	85
Поле с проталинами	75
Морская пена, буруны	99—100
Земля	50

Самое важное здесь — это значительное отклонение степени черноты воды от единицы. Воду в сантиметровой области скорее следует рассматривать как поверхность, близкую к зеркальной, в отличие от ИК-области, где она близка к черному телу. Это означает, что свойства воды, в частности изменение ее солености, влияют на ее коэффициент излучения.

3. Определение температуры и вида подстилающей поверхности

Существенной особенностью микроволнового диапазона являются значительные вариации степени черноты с изменением характера подстилающей поверхности. В то время как для большинства подстилающих поверхностей в ИК-области коэффициент черноты в нормальном направлении близок к единице и сравнительно мало изменчив, в микроволновой области он заметно изменяется в зависимости от вида подстилающей поверхности. Это обстоятельство, затрудняющее определение температуры по излучению, облегчает задачу определения границ раздела поверхностей различного типа. Для известного вида поверхности излучение однозначно определяется ее температурой.

Рассмотрим возможности определения температуры поверхности.

Точность обращения излучения на температуру

Для нечерного тела связь между излучением B и температурой T определяется формулой

$$B = \varepsilon(\lambda) E(\lambda, T),$$

где E — функция Планка, $\varepsilon(\lambda)$ — степень черноты тела.

При заданной ошибке в определении излучения B ошибка в T на разных участках кривой Планка будет различной. Из соотношения

$$E(\lambda, T) = \frac{B}{\varepsilon(\lambda)} = \tau$$

найдем

$$T = \Phi(\tau),$$

где $\Phi(\tau)$ — функция, обратная $E(T)$.

Пусть $\Delta_1 = \left| \frac{dB}{B} \right|$ и $\Delta_2 = \left| \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right|$ — модули относительных ошибок величин B и ε . Очевидно,

$$dT = \frac{d\Phi}{d\tau} \frac{B}{\varepsilon} \left(\frac{dB}{B} - \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \right),$$

$$\left| \frac{dT}{T} \right| = \left| \frac{\tau d\Phi}{\Phi d\tau} \right| (\Delta_1 + \Delta_2),$$

$$\left| \frac{dT}{T} \right| = |q| (\Delta_1 + \Delta_2).$$

Обозначим

$$q(x) = \frac{\tau d\Phi}{\Phi d\tau} = \frac{\tau dT}{T d\tau} = \frac{E}{T} \frac{dT}{dE} = \frac{1}{\frac{T}{E} \frac{dE}{dT}} = \frac{1}{M(x)}.$$

Величина $M(x)$ была затабулирована в [6] как функция $x = \frac{\lambda}{\lambda_m}$. Значения $q(x)$ приведены в табл. 3.

Таблица 3

x	0	0,1	0,2	0,5	1,0	2	3	∞
$q(x)$	0	0,0201	0,0403	0,101	0,201	0,370	0,488	1,00

В нашем случае $\lambda_m = 10$ мкм. Следовательно, при измерениях в ИК-области ($\lambda = 10$ мкм, $x = 1$) ошибка в определении температуры будет в 5 раз меньше, чем при измерениях той же точности в сантиметровой области ($x = \infty$), т. е. при переходе к микроволновой радиации мы здесь несколько проигрываем.

Влияние атмосферы

Влияние атмосферы, однако, говорит о другом. Если пренебречь эффектом отражения яркости неба от Земли, измеряемая яркость определяется формулой

$$T = (1 - R^2) T_0 e^{-\tau_0 \sec \theta} + \int_0^{\infty} T(z') \alpha(z') \sec \theta dz' e^{-\tau_{z'} \sec \theta}.$$

Первый член описывает излучение Земли, ослабленное атмосферой и достигшее наблюдателя; второй — излучение атмосферы, попавшее в радиометр; величина R^2 — энергетический коэффициент отражения, величины τ_0 , $\tau_{z'}$ — оптическая толщина всей атмосферы и слоя с уровня z' .

Для оценки влияния атмосферы на микроволновое излучение рассмотрим данные расчетов излучения на верхней границе атмосферы.

На рис. 5 даны зависимости радиояростной температуры излучения системы земля—атмосфера от общего влагосодержания для двух длин волн — 3,2 см (1) и 8,5 см (2). Подстилающей поверхностью здесь является морская вода с температурой 298° К. Из графиков видно, что влия-

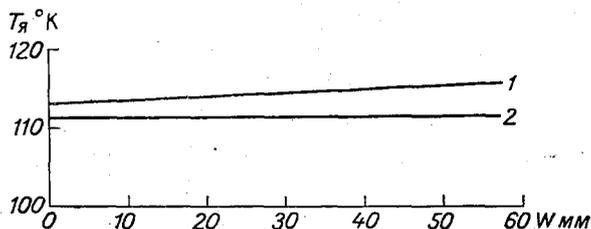


Рис. 5.

ние атмосферы на радиояростную температуру ничтожно во всем диапазоне возможного изменения общего влагосодержания.

Результаты измерений

Некоторые результаты измерения температуры водной поверхности с самолета приведены в настоящем сборнике [7, 8]. В этих же статьях сделаны оценки точности абсолютных измерений, которые показывают,

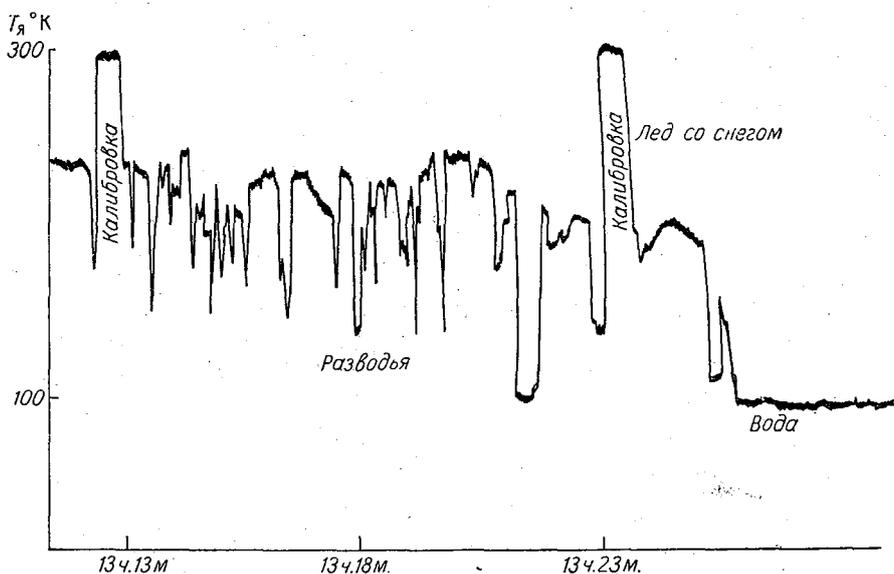


Рис. 6.

что в микроволновой области представляют интерес только измерения температурных контрастов по отношению к поверхности с известной температурой. С точки зрения определения вида подстилающей поверхности можно рассмотреть возможные температурные неоднородности для различных видов поверхности, а также температурные контрасты систем лед—вода и вода—земля.

В табл. 4 приведены температурные неоднородности для различных типов подстилающей поверхности, полученные весной 1966 г. и зимой

1967 г. при самолетных измерениях с радиометрической аппаратурой, работающей на длинах волн 0,8; 1,35; 1,6 и 3,2 см. Эти данные для $\lambda=0,8$ см позволяют, например, сделать важный вывод, что температурные неоднородности для многих видов естественных поверхностей не превышают 10—15°, а часто значительно меньше. Таким образом, не только над водной поверхностью можно проводить измерения при определении метеорологических характеристик облаков и осадков.

В качестве иллюстрации возможного применения радиометрической аппаратуры для определения границ ледяного покрова и береговой черты на рис. 6 представлены образцы записи контрастов радиояркостных температур, полученных по измерениям с самолета на длине волны 3,2 см

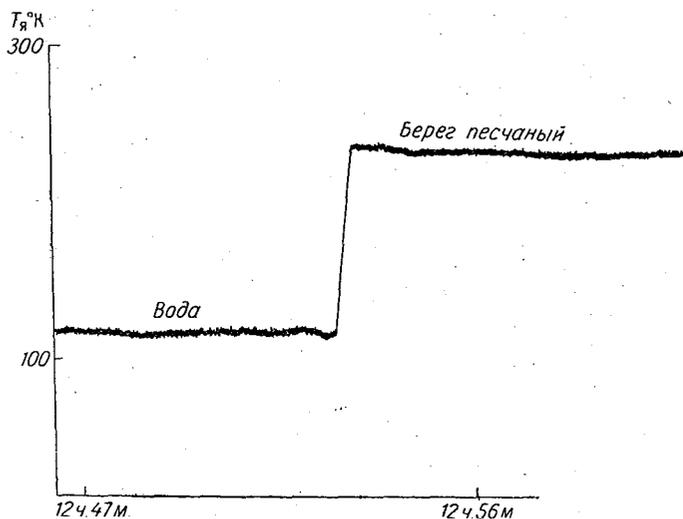


Рис. 7.

в районе Баренцева моря на высоте 8000 м. При наблюдении льда с разводами радиояркая температура колеблется в пределах 110—250° К, причем нижний уровень соответствует радиояркой температуре чистой воды, а верхний — температуре льда и льда со снегом. Такой же большой температурный контраст получается на границе раздела вода—суша, образец записи которого, полученный по измерениям с самолета 8/X 1966 г. на $\lambda=3,2$ см в районе Каспийского моря, представлен на рис. 7. Наблюдения здесь выполнялись сквозь кучевые облака (8—10 баллов Ас).

Таблица 4

Характер подстилающей поверхности	$\lambda = 0,8$ см			$\lambda = 1,35$ см		
	$T_{a\text{мин}}$	$T_{a\text{ср}}$	$T_{a\text{макс}}$	$T_{a\text{мин}}$	$T_{a\text{ср}}$	$T_{a\text{макс}}$
Пустыня	257	257,5	258	268	269	270
Степь, вспаханные поля	262	265	268	267	272	277
Степь, покрытая снегом	250,5	254,5	261,0	249,5	255,5	260,0
Лед, покрытый снегом	245,5	253,0	263,0	233,0	243,0	253,0
Лед	244,5	245,5	246,5	240,0	246,0	254,0
Каспийское море	170,0	170,5	171,0	166,0	167,0	168,0

Характер подстилающей поверхности	$\lambda = 1,60$ см			$\lambda = 3,2$ см		
	$T_{a_{\text{мин}}}$	$T_{a_{\text{ср}}}$	$T_{a_{\text{макс}}}$	$T_{a_{\text{мин}}}$	$T_{a_{\text{ср}}}$	$T_{a_{\text{макс}}}$
Пустыня	251	256	261	245	255	266
Степь, вспаханные поля	255	258	262	257	262	267
Степь, покрытая снегом	246,0	250,5	257,0	240,5	245,5	252,0
Лед, покрытый снегом	246,5	251,0	257,5	230,5	237,0	239,5
Лед	239,0	239,5	240,0	225,0	228,0	231,0
Каспийское море	136,0	137,5	139,0	110,5	111,5	113,0

4. Определение общего влагосодержания, зон облачности и осадков

Как уже указывалось, для определения общего влагосодержания атмосферы можно воспользоваться результатами измерений микроволнового излучения в полосе поглощения водяного пара на $\lambda = 1,35$ см.

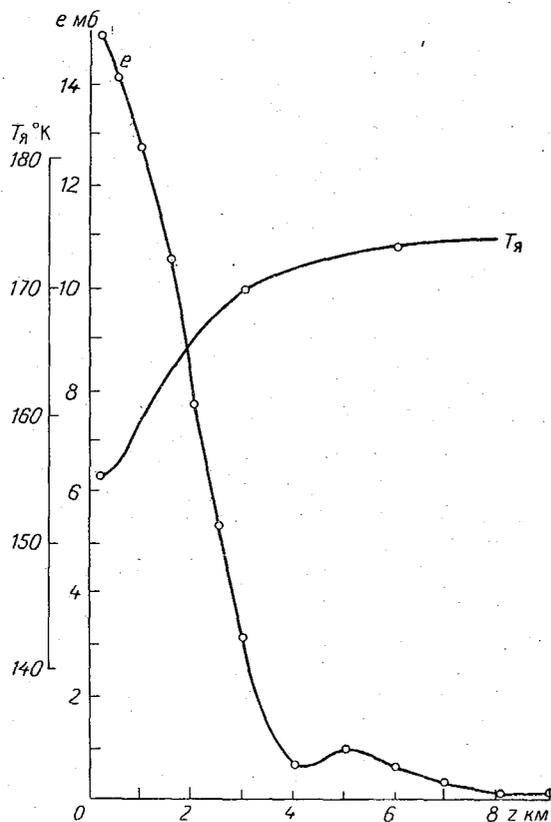


Рис. 8.

На рис. 8 представлен ход радиояростной температуры с высотой, построенный по данным измерений в канале $\lambda = 1,35$ см при вертикальном зондировании атмосферы 3/X 1966 г. в районе Каспийского моря.

Подробные расчеты и экспериментальные данные по определению общего влагосодержания атмосферы описаны в статье [9], публикуемой

в настоящем сборнике. Расчеты показывают, что при измерениях над однородной водной поверхностью зависимость радиояркой температуры от общего влагосодержания почти линейная в интервале 0,5—3,0 см осажженной воды.

Благоприятным обстоятельством является также сравнительно небольшое влияние на радиояркую температуру, измеренную на границе слоя, профиля влажности и температуры внутри этого слоя. Небольшие расхождения между теорией и экспериментом, сильная зависимость радиояркой температуры от влагосодержания в атмосфере дают основание использовать этот метод в спутниковой метеорологии.

При определении облачности и особенно зон осадков наряду с поглощением будет иметь место и рассеяние, причем при интенсивных осадках существенным является учет многократного рассеяния. Подробные расчеты по переносу микроволнового излучения в облаках и осадках выполнены в [10], а в [11] представлены предварительные результаты самолетных измерений облачности и зон осадков над водной поверхностью. Экспериментальные данные в этой работе сопоставляются с результатами расчетов.

Результаты самолетных исследований показывают, что радиояркие контрасты осадков при измерениях над водной поверхностью даже для осадков интенсивностью 2—3 мм/час достигают 90—110° К. Если учесть, что наибольшая температурная неоднородность радиояркой температуры подстилающей поверхности не превышает 20—40°, то, очевидно, обнаружить достаточно интенсивные осадки можно и над пестрой подстилающей поверхностью.

5. Перспективы использования микроволновой техники в метеорологии

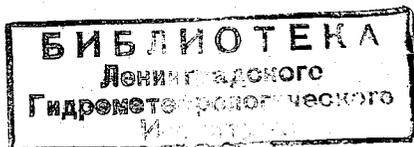
Наибольший интерес для метеорологии представляет использование микроволнового диапазона при решении так называемых обратных задач — определении основных метеоэлементов в атмосфере по измерениям, полученным на верхней границе атмосферы с искусственных спутников Земли. Как известно, такие задачи широко рассматриваются для ИК-диапазона. Однако с не меньшим успехом эти задачи могут решаться и с использованием радиоизлучения. С некоторой точки зрения этот диапазон является более перспективным для подобных исследований.

Во-первых, поглощение водяным паром и кислородом в микроволновой области, как правило, проявляется в виде отдельных линий или полос сравнительно простой структуры. Поэтому расчет функций поглощения, который в ИК-области чрезвычайно сложен, здесь относительно прост.

Во-вторых, разрешающая способность теплорадиолокационной аппаратуры по спектру значительно превосходит разрешающую способность существующей ИК-температуры. Например, ширина линии поглощения водяного пара $\lambda = 1,35$ см составляет около 6000 Мгц, в то время как ширина полосы пропускания радиометра может составлять 20—40 Мгц. Некоторые затруднения представляет создание радиометрической аппаратуры с плавной перестройкой по длине волны, но они, по-видимому, преодолимы.

И, наконец, очень важное достоинство микроволновой радиации — возможность зондирования сквозь облака. Это особенно важно в районах сплошной облачности, недоступных как ИК-аппаратуре, так и аппаратуре видимого диапазона.

Выше мы рассмотрели некоторые возможности метеорологических исследований с помощью микроволновой аппаратуры. Помимо упомянутого, следует отметить еще некоторые перспективы. Это — определение:



- 1) профиля температуры и давления воздуха по поглощению в кислороде;
- 2) профиля влажности по поглощению в водяном паре;
- 3) волнения моря по яркостным и поляризационным характеристикам микроволнового излучения;
- 4) верхней границы облаков и давления на уровне облаков по поглощению в кислороде.

Добавим в заключение, что данные последних лет показали, что облака испускают интенсивное микроволновое излучение, связанное со столкновением заряженных капель и кристаллов льда. Это нетепловое излучение, следовательно, можно использовать для оценки фазового состояния облака и процессов его перестройки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kiegler I. E., Krawitz L. Weather Radar Observations Satellites. J. Geophys. Res. vol. 65, No. 9, 1960.
2. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Гидрометеиздат, 1966.
3. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение инфракрасного излучения. ИЛ, М., 1959.
4. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
5. Шифрин К. С., Черняк М. М. Индикатрисы рассеяния сантиметровой радиации каплями воды. Труды ГГО, № 203, 1967.
6. Шифрин К. С. Перенос тепловой радиации в облаках. Труды ГГО, № 46 (108), 1955.
7. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Мелентьев В. В. Определение температуры водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне. См. настоящий сборник.
8. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Волков В. Г. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения. См. настоящий сборник.
9. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения. См. настоящий сборник.
10. Волчок Б. А., Черняк М. М. Перенос микроволнового излучения в облаках и осадках. См. настоящий сборник.
11. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Черняк М. М. Радиоизлучение облаков и осадков. См. настоящий сборник.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Измерения характеристик радиоизлучения морской поверхности производились с помощью радиометрической аппаратуры, расположенной на берегу. Волнение моря изменялось от 0 до 3—5 баллов. Морской поверхности соответствовал диапазон углов визирования θ_0 от 50—60 до 90° (при отсчете θ_0 от вертикали).

На рис. 1 и 2 приведены расчетные и экспериментальные данные средних значений коэффициентов излучения \bar{e}_v на вертикальной поляризации при различной интенсивности волнения в диапазоне длин волн 3,37 и 0,8 см соответственно. Расчетные значения \bar{e}_v получены для плоской поверхности и статистической модели (двумерной и трехмерной) с распределением углов наклона φ , близким к нормальному [1], и со среднеквадратическим значением $\sigma_\varphi = 10^\circ$. Для трехмерной модели поверхности показатель трехмерности ν принят равным единице (ν характеризует отношение среднеквадратических значений σ_φ в направлении, перпендикулярном направлению распространения волнения, и в направлении волнения соответственно; при таком определении $\nu \leq 1$). Расчеты излучательных способностей выполнены в приближении геометрической оптики по методике [2] с учетом самозатенения элементов поверхности. В этом приближении коэффициент излучения $e_{v,\gamma}$ элементарного участка поверхности определяется исходя из отражательных свойств поверхности по формуле

$$e_{v,\gamma}(\theta, \varphi, \theta_0, \psi) = 1 - r_{v,\gamma}(\theta, \varphi, \theta_0, \psi) \pm [r_v(\theta, \varphi, \theta_0, \psi) - r_\gamma(\theta, \varphi, \theta_0, \psi)] \sin^2 \alpha. \quad (1)$$

Здесь индексы «v» и «γ» обозначают вертикальную и горизонтальную поляризацию соответственно, $r_{v,\gamma}$ — коэффициент отражения Френеля [3] по мощности, θ — угол наклона элемента поверхности к горизонту, φ — азимут нормали к элементу поверхности, θ_0, ψ — угловые координаты направления наблюдения, α — угол деполаризации. Знаки + и — берутся при определении e_v и e_γ соответственно.

В диапазоне волн $\lambda = 0,8$ см учитывалось влияние подсвета, создаваемого атмосферой, для плоскостной модели безоблачной атмосферы, характеризующейся зависимостью яркостной температуры T_γ от зенитного угла z в виде

$$T_\gamma(\gamma, z) = (T_0 - \Delta T)(1 - e^{-\gamma \sec z}). \quad (2)$$

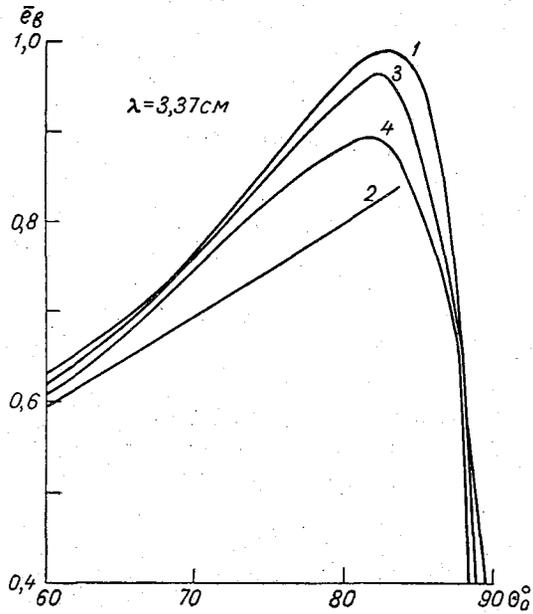


Рис. 1. Угловая зависимость средних значений излучательной способности. Вертикальная поляризация. $\lambda=3,37$ см.

1, 2 — расчетные значения, 3, 4 — экспериментальные данные, волнение 0—3 балла.

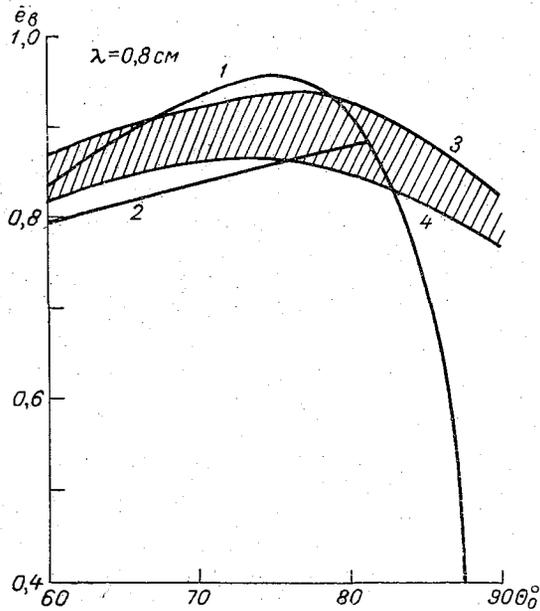


Рис. 2. Угловая зависимость средних значений излучательной способности. Вертикальная поляризация. $\lambda=0,8$ см.

1, 2 — расчетные значения, 3, 4 — экспериментальные данные, волнение 0—4 балла.

Здесь T_0 — термодинамическая температура атмосферы у поверхности земли (моря) в градусах Кельвина, ΔT — поправка на неизотермичность атмосферы, γ — величина поглощения в зените в неперах.

Как показали результаты расчета и экспериментальные данные, влияние подсвета на величину \overline{e}_v на вертикальной поляризации в диапазоне углов $50^\circ < \theta_0 < 90^\circ$ сказывается незначительно. Так, согласно расчетным данным, изменение γ от 0 до 0,2 непера приводит к увеличению \overline{e}_v не более чем на 3—5% в этом диапазоне углов.

Как следует из приводимых данных, в диапазоне волн $\lambda = 3,37$ см наблюдается зависимость величины среднего значения коэффициента излучения \overline{e}_v на вертикальной поляризации от силы волнения, особенно в районе угла Брюстера $\theta_0 = 80^\circ$, что находится в соответствии с модельными представлениями. Увеличение волнения приводит к уменьшению излучательной способности. Зависимость величины \overline{e}_v в диапазоне волн $\lambda = 0,8$ см проявляется слабее и носит всегда однозначный характер. Область между кривыми 3 и 4 на рис. 2 соответствует экспериментальным значениям \overline{e}_v при волнении от 0 до 3 баллов.

Наблюдаемое расхождение между экспериментальными и теоретическими данными, помимо погрешностей калибровки аппаратуры и принятой методики расчета, может быть объяснено, по-видимому, изменением от одного измерения к другому параметров волнения и влиянием на величину \overline{e}_v атмосферного подсвета и высокочастотных составляющих волнения (особенно в диапазоне миллиметровых радиоволн). Согласно [4], например, на морской поверхности практически независимо от силы волнения существуют высокочастотные гравитационные (или капиллярные) волны с крутизной склонов порядка 15 — 30° . Точность экспериментальных данных около 10%.

Автор выражает благодарность А. Е. Башаринову за руководство работой и ценные замечания, а также М. С. Крыловой за участие в обработке экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветровые волны. Сб. под ред. Ю. М. Крылова. ИЛ, 1962.
2. Бреховских Л. М. Дифракция волн на неровной поверхности. ЖЭТФ, т. 23, № 3 (9), 1952.
3. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. Гостехиздат, 1953.
4. Шулейкин В. В. Физика моря. АН СССР, 1953.

К. С. ШИФРИН, С. Н. ИОНИНА

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ОТ ВОЛНУЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ В МИКРОВОЛНОВОЙ ОБЛАСТИ

Введение

При исследовании переноса микроволновой радиации в атмосфере необходимо знать характер излучения и отражения этой радиации от реальных поверхностей.

Морская поверхность является самой распространенной поверхностью земного шара. Она однородна по структуре, и ее форма зависит от небольшого числа параметров (главным образом от скорости и направления ветра). Эти обстоятельства делают ее наиболее важной и пригодной для конкретных расчетов.

Исследованием отражения электромагнитных волн от шероховатых поверхностей занимался ряд авторов. Рассмотрим вкратце некоторые теоретические работы в этом направлении.

Л. М. Бреховских [1] развил метод решения задачи о дифракции волн на поверхности с крупными периодическими неровностями. В окончательную форму для потенциала входят выражения, зависящие от вида поверхности и коэффициента отражения. В конкретных примерах был рассмотрен простейший случай одномерной поверхности с постоянным коэффициентом отражения. Рассматривались синусоидальная поверхность и поверхность, представляющая в сечении ломаную линию.

Результаты Л. М. Бреховских были обобщены Ю. П. Лысановым [2] на случай, когда отражающая поверхность характеризуется конечной проводимостью и комплексной диэлектрической постоянной. Коэффициент отражения тогда будет функцией угла падения. Уравнение поверхности задавалось периодической функцией. Рассматривалась синусоидальная поверхность и поверхность, имеющая трохоидаальный профиль.

М. А. Исакович [3] рассматривал рассеяние волн от статистически неровной поверхности с шероховатостями, большими по сравнению с длиной волны. Задача решалась в кирхгофовом приближении. Коэффициент отражения здесь также принимался равным единице.

Ф. Г. Басс [4] исследовал рассеяние волн на статистически неровной поверхности с шероховатостями, характерные размеры которых существенно меньше длины волны. Задача решалась при помощи теории возмущений. Поле на поверхности разлагалось в ряд по степеням малого отклонения от плоской поверхности, и для определения поля во всей об-

ласти над поверхностью использовалось волновое уравнение в интегральной форме.

И. М. Фуксом [5] решалась задача об отражении от взволнованной поверхности моря для микроволновой радиации. Морская поверхность представлялась в виде мелкой ряби на крупной волне. Метод теории возмущений здесь сочетается с методом Кирхгофа. К сожалению, непосредственное использование результатов как отмеченных, так и других исследований ([11]) для расчетов индикатрисы отражения от моря оказывается невозможным. Здесь ряд причин: далеко идущая идеализация формы поверхности, ограничение теории случаем абсолютного отражения, или отражением назад (задача активной локации), сложность и громоздкость формул.

Расчеты, которые выполнены нами ниже, основаны на физически простой модели. Они, как нам кажется, улучшают расчеты по формулам Френеля для гладкого моря. Оценку области применимости и точности их мы надеемся выполнить далее путем сопоставления с более точными схемами или с экспериментом.

1. Модель моря и метод расчета

Целью нашей работы является расчет отражения сантиметровых волн от поверхности моря. Этот расчет мы будем проводить в приближении геометрической оптики. В качестве морской поверхности примем шероховатую поверхность, состоящую из набора плоских площадок, распределение нормалей к которым описывается формулой, установленной в работе Кокса и Мунка [7]. Ими изучалось распределение яркости солнечного блика на поверхности моря. Средняя яркость морской поверхности в окрестностях какой-либо точки связана с частотой появления площадки, нужной для отражения света к наблюдателю, и искомая функция распределения наклонов находилась по этой частоте. Эта модель ранее использовалась Ю. Мулламаа [6], который занимался отражением света от статистически неровных поверхностей.

Условия применимости нашей модели:

1. Пренебрежение дифракцией на краях площадок. Это можно делать, если длина неровностей на морской поверхности намного больше длины волны излучения. При скорости ветра 10 м/сек. (это средняя величина для Мирового океана) высота ветровых волн порядка 2 м [8]. Известно также из наблюдений, что отношение высоты морских волн H

к их длине L лежит обычно в пределах $\frac{1}{20} \leq \frac{H}{L} \leq \frac{1}{7}$. Это означает, что L лежит в пределах 14—40 м. Таким образом, $L \gg \lambda$ (λ — длина электромагнитной волны). Влиянием ряби мы пренебрегаем, так как И. М. Фуксом [5] было показано, что при углах визирования, близких к вертикальным, интенсивность отраженного сигнала в первом приближении определяется крупномасштабными неровностями.

При измерениях с самолета и с ИСЗ вертикальные направления являются наиболее важными.

Кроме того известно, что приближение к геометрической оптике наступает тем быстрее, чем больше коэффициент отражения. Это непосредственно видно из [9] (табл. 16, 22 и 23), где рассматривается рассеяние электромагнитных волн на шаре. Отношение приближенных значений интенсивности к точным для угла рассеяния 90° для $m=1,33$ будет 0,14; 0,40 и 0,74 соответственно для ρ , равного 10, 30 и 60 ($\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}$), тогда как для $m = \infty$ уже при $\rho = 10$ имеем 0,95.

2. Пригодность функции распределения Кокса — Мунка для всех морей; она была получена для района Гавайских островов. На вид этой функции могут влиять соленость, температура и другие факторы, чем мы также пренебрегаем.

3. Пренебрежение эффектом возникновения пены.

2. Геометрические соотношения и основные расчетные формулы

Рассмотрим основные геометрические соотношения нашей задачи (рис. 1).

Выберем систему прямоугольных координат с центром в точке o , от которой изучается отражение. Плоскость $хоу$ расположена горизонтально, ось y — против направления ветра, ось z направлена вверх. θ_1 и φ_1 — полярный угол и азимут направления наблюдения, θ' и φ' — полярный угол и азимут падающего луча, θ_n и φ_n — полярный угол и азимут нормали к выбранной площадке на морской поверхности, χ — истинный угол падения.

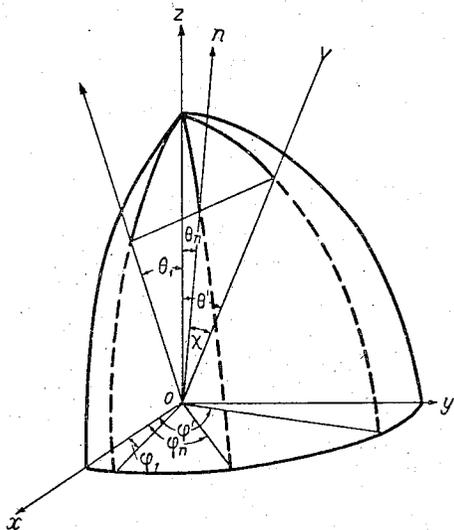


Рис. 1. Ход лучей при отражении (соотношение между углами см. [6]).

Функция распределения имеет вид, отличный от обычного нормального распределения с коэффициентами, зависящими от скорости ветра,

$$P(z_{x'}, z_{y'}) = (2\pi\sigma^2)^{-1} \exp \left\{ -\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2) \right\} \left[1 - \frac{1}{2} c_{12} (\xi^2 - 1) \eta - \frac{1}{6} c_{03} (\eta^3 - 3\eta) + \frac{1}{24} c_{40} (\xi^4 - 6\xi^2 + 3) + \frac{1}{4} c_{22} (\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) + \frac{1}{24} c_{04} (\eta^4 - 6\eta^2 + 3) + \dots \right], \quad (1)$$

где $\xi = \frac{z_{x'}}{\sigma_x}$, $\eta = \frac{z_{y'}}{\sigma_y}$,

$$z_{x'} = \frac{\partial z}{\partial x} = \cos \varphi_n \operatorname{tg} \theta_n,$$

$$z_{y'} = \frac{\partial z}{\partial y} = \sin \varphi_n \operatorname{tg} \theta_n, \quad (2)$$

$$\sigma_x^2 = 0,003 + 1,92 \cdot 10^{-3}v,$$

$$\sigma_y^2 = 0,000 + 3,16 \cdot 10^{-3}v \quad (3)$$

(σ_x и σ_y есть средние квадратические наклоны площадок поверхности),

$$c_{21} = 0,01 - 0,0086v,$$

$$c_{03} = 0,04 - 0,033v,$$

$$c_{40} = 0,40,$$

$$c_{22} = 0,12, c_{04} = 0,23, \quad (4)$$

v — скорость ветра в м/сек.

Так как при наблюдениях с самолета или с ИСЗ не всегда известно направление ветра над морем, то будем считать все направления ветра равновероятными и осредним $P(z_{x'}, z_{y'})$ по направлению ветра. В результате осреднения исчезают нечетные степени η .

Получаем

$$P(z_{x'}, z_{y'}) = (2\pi\sigma^2)^{-1} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2)\right\} \left[1 + \frac{1}{24}c_1(\xi^4 - 6\xi^2 + 3) + \frac{1}{4}c_2(\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) + \frac{1}{24}c_1(\eta^4 - 6\eta^2 + 3) + \dots\right], \quad (5)$$

где $\xi = \frac{z_{x'}}{\sigma}$, $\eta = \frac{z_{y'}}{\sigma}$, $\sigma^2 = \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}{2}$, $\sigma^2 = 0,0015 + 2,54 \cdot 10^{-3} v$,

$c_1 = \frac{c_{40} + c_{04}}{2}$, $c_1 = 0,315$, $c_2 = 0,12$, $c_2 = c_{22}$.

Основная формула для интенсивности отраженной радиации

$$S = \sec \theta_1 \int P(z_{x'}, z_{y'}) \cos \chi \sec^4 \theta_n R(\chi) S' \sin \theta_n d\theta_n d\varphi_n. \quad (6)$$

Энергетические коэффициенты отражения $R(\chi)$ определялись по формуле Френеля. Они зависят от истинного угла падения χ и показателей преломления и поглощения n и κ . S' — интенсивность падающего потока. Далее в расчетах мы будем принимать ее равной единице. Интеграл берется по θ_n и φ_n соответственно в пределах от 0 до $\frac{\pi}{2}$ и от 0 до 2π , но

так, чтобы истинный угол падения χ не превышал $\frac{\pi}{2}$.

Приводим длины волн, для которых производились расчеты, и соответствующие им оптические константы при $t=17^\circ\text{C}$ и солёности 4%:

λ см	0,8	1	1,35	1,6	3	8,5	10
n	5,28	5,86	6,63	7,04	8,3	8,82	8,94
κ	3,14	3,07	2,98	2,84	1,97	0,95	0,95

От температуры и солёности зависят ϵ — диэлектрическая проницаемость и σ — проводимость, а вместе с ними и оптические постоянные n и κ :

$$n^2 = \frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\frac{\epsilon^2}{4} + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2},$$

$$\kappa^2 = -\frac{\epsilon}{2} + \sqrt{\frac{\epsilon^2}{4} + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}. \quad (7)$$

Так, при изменении температуры на 5° κ может измениться на величину порядка 10%, n изменится слабее, примерно на 2%. При этом френелевский коэффициент отражения изменится на 0,7% (для нормального падения).

При изменении солёности от нуля (пресная вода) до 4% κ может изменяться в 2 раза, n — на 10%, френелевский коэффициент отражения —

на 15% (для нормального падения). Поэтому для измерения эффекта, связанного с волнением, необходимы возможно более стабильные значения температуры и солености.

3. Коэффициенты яркости взволнованного моря в микроволновой области

Нами были рассчитаны коэффициенты отражения $r(\theta_1, \theta, \theta', \varphi')$ для углов θ_1 от 0 до 80° и скорости ветра 10 м/сек.

Из таблиц для коэффициентов отражения (см. приложение) видно, что линии равной интенсивности в первом приближении совпадают

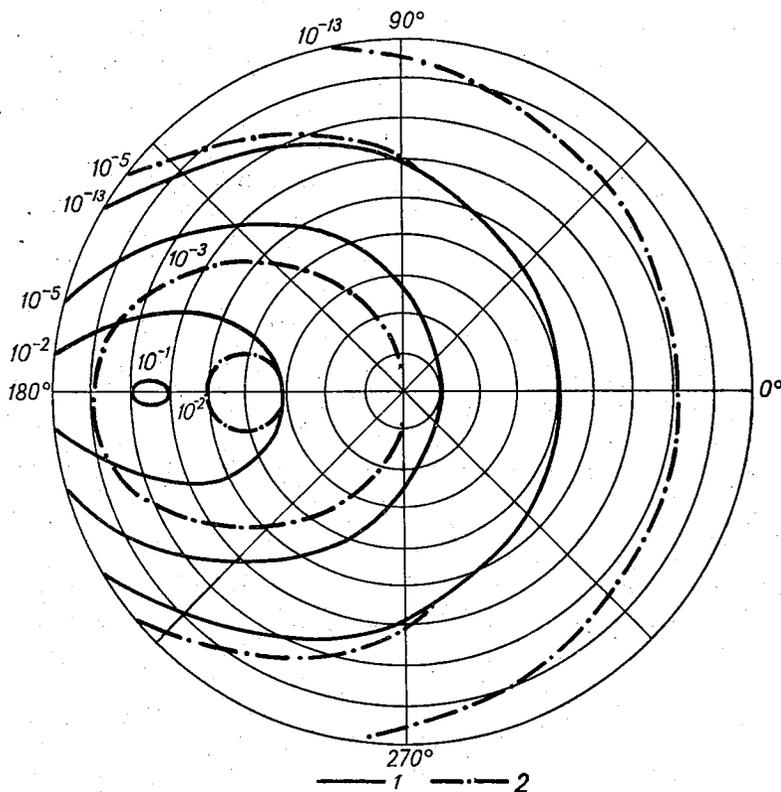


Рис. 2. Изофоты яркости для $v=10$ м/сек., $\theta_1=70^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$ (1) и $v=10$ м/сек., $\theta_1=40^\circ$, $\varphi_1=0^\circ$ (2).

с изолиниями θ_n , φ_n . Из этого ясно, что они зависят сильнее всего от вероятностей наклонов элементов поверхности и слабее зависят от коэффициентов отражения.

Из сравнения рис. 2 (кривые 2) и 3 делаем очевидное заключение, что направленность отражения уменьшается с увеличением скорости ветра. Чем больше скорость ветра, тем шире конус отраженного пучка и тем раньше линии равной интенсивности становятся открытыми. При этом смещается максимум яркости относительно угла зеркального отражения, самым ярким становится горизонт.

С увеличением зенитного расстояния θ_1 угловые размеры изолиний θ_n и φ_n убывают, и это вызывает убывание телесного угла отраженного потока.

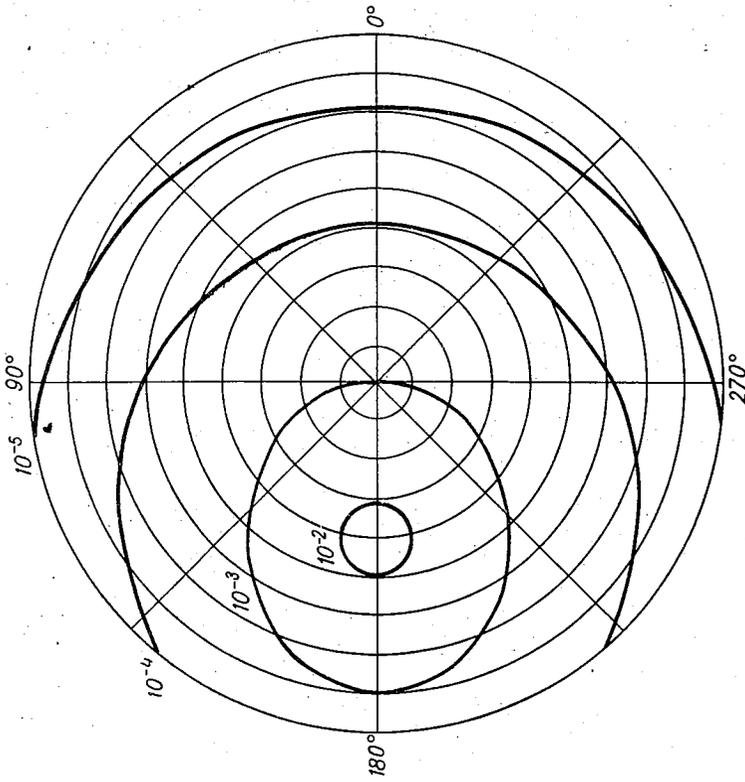


Рис. 3. Изофоты яркости для $v = 30$ м/сек., $\theta_1 = 40^\circ$, $\phi_1 = 0^\circ$.

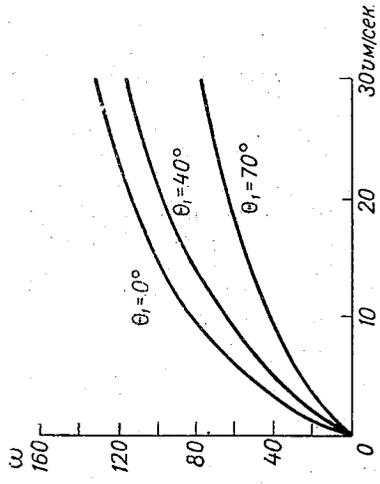


Рис. 4. Зависимость ω от скорости ветра для трёх значений углов визирования.

Из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 2 видно, что при больших углах визирования отражение от волнующейся поверхности является более направленным. Количественно ширину светового конуса ω можно определить как наибольшее угловое расстояние между точками, имеющими азимуты φ' и $360 - \varphi'$ и соответствующими яркости $I=0,1I_0$ (I_0 — яркость в точке, соответствующей зеркальному отражению). Рисунок 4 показывает, как с возрастанием зенитного расстояния θ_1 конус сжимается, а при $\theta_1 = \text{const}$ с возрастанием скорости ветра конус расширяется.

4. Коэффициенты излучения взволнованного моря для сантиметровой радиации

Коэффициенты излучения взволнованного моря рассчитываются по формуле

$$I = 1 - \sec \theta_1 \int P(z_{x'}, z_{y'}) \cos \chi \sec^4 \theta_n R(\chi) \sin \theta_n d\theta_n d\varphi_n. \quad (8)$$

Этот интеграл удобно вычислить методом перевала¹:

$$I = 1 - \frac{\sec \theta_1}{2\pi\sigma^2} \int_0^{2\pi} d\varphi_n \int_0^{\frac{\pi}{2}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{\text{tg}^2 \theta_n}{\sigma^2}\right\} \times \\ \times \left[\frac{1}{24} \frac{c_1}{\sigma^4} \text{tg}^4 \theta_n (\cos^4 \varphi_n + \sin^4 \varphi_n) + \frac{1}{4} \frac{c^2}{\sigma^2} \text{tg}^4 \theta_n \sin^2 \varphi_n \cos^2 \varphi_n - \right. \\ \left. - \frac{1}{4} (c_1 + c_2) \frac{\text{tg}^2 \theta_n}{\sigma} + \frac{1}{4} (c_1 + c_2) + 1 \right] \cos \chi \sec^4 \theta_n R(\chi) \sin \theta_n d\theta_n.$$

Обозначим $y = \text{tg} \theta_n$, $y_1 = \text{tg} \theta_1$, $\frac{1}{\alpha} = 0,0015 + 2,54 \cdot 10^{-3}v$. Тогда

$$I = 1 - \frac{\alpha \sec \theta_1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_n \int_0^{\infty} e^{-\frac{\alpha y^2}{2}} y (\cos \theta_1 + y \sin \theta_1 \cos \varphi_n) \times \\ \times (1,109 - 0,109\alpha y^2 + 0,014\alpha^2 y^4) R(\chi) dy = 1 - \\ - \frac{\alpha}{2\pi} \left(1,109 + 0,218\alpha \frac{d}{dx} + 0,056\alpha^2 \frac{d^2}{dx^2} \right) \int_0^{2\pi} d\varphi_n \int_0^{\infty} e^{-\frac{\alpha y^2}{2}} y (1 + \\ + y y_1 \cos \varphi_n) k dy = 1 - \frac{\alpha}{2\pi} \left(1,109 + 0,218\alpha \frac{d}{dx} + \right. \\ \left. + 0,056\alpha^2 \frac{d^2}{dx^2} \right) \int_0^{\pi} d\varphi_n \int_0^{\infty} e^{-\frac{\alpha y^2}{2}} y \{R(\chi^+) + R(\chi^-) + \\ + [R(\chi^+) - R(\chi^-)] y y_1 \cos \varphi_n\} dy,$$

где χ^+ и χ^- определяются соответственно из

$$\cos \chi^+ = \cos \theta_n \cos \theta_1 + \sin \theta_n \sin \theta_1 \cos \varphi_n, \\ \cos \chi^- = \cos \theta_n \cos \theta_1 - \sin \theta_n \sin \theta_1 \cos \varphi_n$$

(угол φ_1 принят равным нулю).

¹ Мы благодарны Б. А. Волчку, указавшему нам на это обстоятельство.

Так как эффективные значения $\operatorname{tg} \theta_n$ и $\cos \varphi_n$ равны соответственно $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ и $\frac{1}{\sqrt{2}}$, получаем

$$I = 1 - 0,502 \left\{ \left(1 + \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\sqrt{2\alpha}} \right) R \left[\frac{\cos \theta_1 + \sqrt{\frac{1}{2\alpha}} \sin \theta_1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}}} \right] + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\sqrt{2\alpha}} \right) R \left[\frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\frac{1}{2\alpha}} \sin \theta_1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}}} \right] \right\}. \quad (9)$$

Для угла визирования $\theta_1 = 0^\circ$ получаем

$$I = 1 - R \left[\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{\alpha}}} \right], \quad (10)$$

откуда, разлагая в ряд по малой величине $\frac{1}{\alpha}$, получаем линейную зависимость интенсивности отраженной радиации от скорости ветра

$$I = 1 - (R(0) + (0,0015 + 2,54 \cdot 10^{-3}v) R'(0) + \dots).$$

Для скорости ветра $v = 10$ м/сек. получаем

$$I = 1 - 0,502 \left\{ \left(1 + 0,116 \operatorname{tg} \theta_1 \right) R \left[\frac{\cos \theta_1 + 0,116 \sin \theta_1}{1,014} \right] + \right. \\ \left. + \left(1 - 0,116 \operatorname{tg} \theta_1 \right) R \left[\frac{\cos \theta_1 - 0,116 \sin \theta_1}{1,014} \right] \right\}. \quad (11)$$

Сравнение расчетов, выполненных методом перевала и численным интегрированием, дает ошибку метода перевала примерно 1%.

Расчеты выполнены для двух скоростей ветра — 10 и 30 м/сек. Скорости ветра $v = 30$ м/сек. брались для получения асимптотических результатов, так как при такой скорости распределение Кокса—Мунка, вероятно, не имеет места. Результаты расчетов, помещенные в таблице коэффициентов излучения, показывают, что для малых θ_1 с увеличением скорости ветра I_s -составляющая коэффициента излучения уменьшается, а I_p -составляющая увеличивается; зависимость I_s и I_p от скорости ветра линейная, с малыми угловыми коэффициентами. Так, для $v = 10$ м/сек. при $\theta_1 = 0^\circ$ I_s убывает на 1,5%, а I_p возрастает на 1% по сравнению с гладкой поверхностью. В области $\theta_1 = 40^\circ$ I_s и I_p практически не зависят от скорости ветра.

Для больших θ_1 I_s -составляющая увеличивается, а I_p -составляющая уменьшается при возрастании скорости ветра. Для $v = 10$ м/сек. при $\theta_1 = 80^\circ$ I_s возрастает на 37%, а I_p убывает на 10%.

Такой результат физически понятен. При малых θ_1 с появлением волнения в отраженный луч вносят вклад лучи со все большими углами

Таблица коэффициентов излучения

v м/сек.	λ см	$\theta_1 = 0^\circ$		$\theta_1 = 40^\circ$		$\theta_1 = 70^\circ$		$\theta_1 = 80^\circ$	
		I_s	I_p	I_s	I_p	I_s	I_p	I_s	I_p
0	0,8	0,428	0,428	0,339	0,526	0,140	0,825	0,046	0,936
10	0,8	0,421	0,431	0,335	0,529	0,153	0,797	0,086	0,894
30	0,8	0,410	0,440	0,330	0,534	0,176	0,739	0,155	0,836
0	1	0,415	0,415	0,337	0,503	0,168	0,791	0,089	0,935
10	1	0,409	0,416	0,332	0,506	0,177	0,765	0,110	0,826
30	1	0,400	0,425	0,330	0,510	0,198	0,716	0,180	0,801
0	1,35	0,396	0,396	0,321	0,482	0,159	0,773	0,084	0,937
10	1,35	0,390	0,399	0,315	0,485	0,169	0,748	0,103	0,820
30	1,35	0,382	0,405	0,315	0,490	0,188	0,700	0,172	0,750
0	1,6	0,388	0,388	0,314	0,474	0,155	0,765	0,082	0,939
10	1,6	0,381	0,390	0,310	0,476	0,163	0,741	0,110	0,821
30	1,6	0,375	0,399	0,310	0,480	0,184	0,694	0,165	0,764
0	3	0,371	0,371	0,295	0,454	0,147	0,750	0,078	0,950
10	3	0,365	0,372	0,295	0,456	0,155	0,728	0,103	0,824
30	3	0,358	0,380	0,293	0,461	0,174	0,681	0,155	0,745
0	8,5	0,365	0,365	0,294	0,447	0,144	0,743	0,076	0,949
10	8,5	0,358	0,366	0,290	0,449	0,152	0,723	0,100	0,829
30	8,5	0,351	0,374	0,289	0,455	0,171	0,678	0,155	0,738
0	10	0,362	0,362	0,291	0,443	0,143	0,738	0,075	0,922
10	10	0,355	0,363	0,286	0,445	0,150	0,715	0,090	0,817
30	10	0,348	0,370	0,285	0,450	0,169	0,666	0,154	0,729

падения, а при больших θ_1 — малые углы падения. Убывание I_p около угла Брюстера объясняется тем, что вклад и меньших и больших углов падения приводит вблизи этого угла к убыванию I_p .

Таким образом, при возрастании скорости ветра сглаживается различие между малыми и большими углами наблюдения, что и следовало ожидать.

Заключение

Из полученных результатов можно сделать некоторые выводы.

Если необходимо избавиться (в экспериментах) от влияния волнения, можно пользоваться круговой поляризацией с $\theta_1 = 0^\circ$.

Для этих же целей пригоден угол $\theta_1 = 40^\circ$, так как I_s - и I_p -составляющие для $\theta_1 = 40^\circ$ практически не зависят от скорости ветра.

Если, наоборот, требуется определить скорость ветра по характеру излучения, следует пользоваться измерением I_s и I_p при больших θ_1 .

Для $\theta_1 = 0^\circ$ величины I_s и I_p для нулевой скорости ветра (гладкая поверхность) могут быть найдены как $\frac{I_s + I_p}{2}$ для волнующейся поверхности. Зная, что зависимость I_s и I_p от скорости ветра линейна, для $\theta_1 = 0^\circ$ мы можем по экспериментальным значениям I_s и I_p найти скорость ветра, правда, точность таких определений будет очень мала. Для повышения этой точности нужно использовать данные при больших θ_1 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Диффракция волн на неровной поверхности. ЖЭТФ, т. 23, 1952.
2. Лысанов Ю. П. К вопросу о рассеянии электромагнитных волн на неровной поверхности. ДАН СССР, т. 87, № 5, 1952.
3. Исакович М. А. Рассеяние волн от статистически шероховатой поверхности. ЖЭТФ, т. 23, 1952, стр. 305.
4. Басс Ф. Г., Бочаров В. Г. К теории рассеяния электромагнитных волн на статистически неровной поверхности. Радиотехника и электроника, т. 3, 1958, стр. 180.
5. Фукс И. М. К теории рассеяния радиоволн на взволнованной поверхности моря. Радиофизика, т. 9, 1966, стр. 876.
6. Муллама Ю. Диффузное отражение и пропускание света неровной поверхностью раздела двух изотропных сред. Исследования по физике атмосферы, т. 3, 1962, стр. 5.
7. Cox C., Munk W. H. Slopes of the Sea Surface Deduced from Photographs of Sun Glitter. Bull. Scripps. Inst. Oceanogr., vol. 6, 1956, 401.
8. Давидан И. Н. Закономерности многолетнего распределения морских волн и их связь со скоростью ветра. Океанология, 1, 2, 1961.
9. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутных средах. Гостехиздат, М.—Л., 1951.
10. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. АН СССР, М., 1961.
11. Распространение УКВ. Перевод под ред. Б. А. Шиллерова. «Советское радио», 1954.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблицы коэффициентов яркости $r_s \cdot 10^2$, $r_p \cdot 10^2$

$\theta_1 = 0^\circ$

θ'	λ см									
	0,8		1,35		1,6		3,0		8,5	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	1,36	1,35	1,44	1,43	1,45	1,45	1,50	1,50	1,51	1,51
2	1,35	1,34	1,43	1,42	1,45	1,45	1,49	1,49	1,50	1,50
4	1,34	1,34	1,41	1,41	1,43	1,43	1,47	1,47	1,48	1,48
6	1,30	1,29	1,37	1,36	1,38	1,38	1,42	1,42	1,45	1,44
8	1,24	1,24	1,31	1,31	1,33	1,33	1,37	1,36	1,38	1,38
10	1,17	1,16	1,23	1,23	1,25	1,24	1,28	1,28	1,30	1,29
20	0,82	0,81	0,86	0,85	0,88	0,86	0,90	0,89	0,90	0,90
30	0,45	0,43	0,47	0,45	0,47	0,46	0,49	0,47	0,49	0,48
40	0,13	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,14	0,13	0,14	0,13
50	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04
60	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
70	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
80	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

$\theta_1 = 40^\circ$, $\lambda = 0,8$ см

θ'	φ'											
	0		10		20		30		40		50	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,07
20	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00
32											0,01	0,00
34											0,00	0,00

θ'	φ'											
	60		70		80		90		100		110	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,10	0,09	0,11	0,10	0,14	0,13	0,15	0,14	0,17	0,16	0,23	0,21
20	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06	0,06	0,09	0,09	0,11	0,10	0,18	0,16
30	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04	0,07	0,06	0,13	0,11
32	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	0,05	0,05	0,11	0,10
34	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05	0,09	0,08
36	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,04	0,08	0,07
38	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,07	0,06
40			0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05
42					0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04
44					0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,03
46							0,01	0,00	0,01	0,01	0,03	0,02
48							0,00	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02
50									0,01	0,00	0,01	0,01
60									0,00	0,00	0,00	0,00

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,27	0,24	0,32	0,27	0,38	0,31	0,41	0,40	0,46	0,44	0,49	0,46
20	0,28	0,23	0,39	0,35	0,54	0,47	0,85	0,72	1,03	0,75	1,20	0,89
30	0,18	0,16	0,35	0,31	0,59	0,46	1,01	0,80	1,36	1,09	1,81	1,45
32	0,18	0,16	0,33	0,31	0,55	0,46	1,02	0,81	1,50	1,18	1,91	1,50
34	0,17	0,14	0,30	0,25	0,54	0,43	0,98	0,79	1,53	1,18	1,99	1,55
36	0,16	0,13	0,30	0,24	0,49	0,39	0,97	0,76	1,56	1,17	2,07	1,58
38	0,14	0,12	0,27	0,24	0,47	0,37	0,92	0,69	1,52	1,13	2,08	1,58
40	0,13	0,09	0,22	0,18	0,45	0,34	0,87	0,67	1,48	1,10	2,09	1,55
42	0,10	0,08	0,19	0,16	0,42	0,31	0,82	0,56	1,44	1,06	2,11	1,54
44	0,08	0,06	0,18	0,14	0,37	0,29	0,80	0,55	1,42	1,02	2,07	1,49
46	0,06	0,04	0,16	0,12	0,34	0,24	0,70	0,52	1,36	0,96	2,06	1,42
48	0,05	0,04	0,16	0,10	0,30	0,22	0,62	0,46	1,33	0,93	1,96	1,34
50	0,04	0,04	0,11	0,08	0,25	0,17	0,52	0,37	1,13	0,85	1,89	1,32
60	0,01	0,01	0,03	0,03	0,10	0,08	0,29	0,19	0,58	0,33	1,21	0,73
70	0,00	0,00	0,01	0,00	0,03	0,02	0,10	0,05	0,25	0,14	0,54	0,29
80			0,00	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,08	0,03	0,22	0,08
90			0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,01

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,49	0,47	0,50	0,48	0,51	0,48	0,52	0,49	0,52	0,49
20	1,21	0,92	1,23	0,96	1,25	1,01	1,26	1,05	1,27	1,10
30	1,89	1,51	1,96	1,58	2,04	1,63	2,06	1,64	2,07	1,65
32	2,01	1,58	2,11	1,67	2,19	1,72	2,22	1,75	2,23	1,75
34	2,11	1,65	2,22	1,71	2,27	1,77	2,30	1,78	2,31	1,79
36	2,17	1,66	2,27	1,74	2,35	1,81	2,38	1,82	2,39	1,83
38	2,18	1,65	2,28	1,74	2,40	1,79	2,41	1,81	2,42	1,81
40	2,19	1,64	2,29	1,72	2,41	1,79	2,45	1,81	2,45	1,81
42	2,20	1,59	2,32	1,68	2,44	1,77	2,46	1,78	2,47	1,79
44	2,22	1,58	2,34	1,65	2,43	1,72	2,47	1,75	2,48	1,77
46	2,16	1,50	2,34	1,64	2,43	1,70	2,46	1,72	2,47	1,73
48	2,06	1,42	2,19	1,49	2,29	1,57	2,34	1,61	2,36	1,62
50	2,00	1,36	2,09	1,41	2,18	1,48	2,25	1,51	2,27	1,52
60	1,27	0,75	1,35	0,80	1,41	0,81	1,42	0,83	1,43	0,84
70	0,57	0,30	0,59	0,31	0,61	0,31	0,62	0,31	0,63	0,31
80	0,23	0,09	0,24	0,10	0,25	0,10	0,25	0,10	0,26	0,11
90	0,07	0,01	0,07	0,01	0,08	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

$\theta_1 = 40^\circ$, $\lambda = 1,35$ cm

θ'	φ'											
	0		10		20		30		40		50	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,07
20	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00
32											0,01	0,00
34											0,00	0,00

θ'	φ'											
	60		70		80		90		100		110	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,10	0,09	0,11	0,10	0,14	0,13	0,15	0,14	0,17	0,16	0,24	0,21
20	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06	0,06	0,09	0,09	0,11	0,10	0,18	0,16
30	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04	0,07	0,06	0,13	0,11
32	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	0,05	0,05	0,11	0,10
34	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05	0,09	0,08
36	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,04	0,08	0,07
38			0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,07	0,06
40			0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05
42					0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04
44					0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,03
46							0,01	0,00	0,01	0,01	0,03	0,02
48							0,00	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02
50									0,01	0,00	0,01	0,01
60									0,00	0,00	0,00	0,00

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,28	0,24	0,33	0,28	0,40	0,32	0,43	0,42	0,48	0,46	0,52	0,48
20	0,29	0,23	0,40	0,37	0,57	0,49	0,90	0,76	1,09	0,79	1,26	0,94
30	0,18	0,16	0,36	0,32	0,62	0,48	1,07	0,84	1,43	1,15	1,91	1,53
32	0,18	0,16	0,34	0,32	0,58	0,48	1,08	0,85	1,58	1,25	2,01	1,58
34	0,17	0,14	0,31	0,26	0,57	0,46	1,03	0,83	1,61	1,25	2,10	1,64
36	0,16	0,13	0,31	0,25	0,52	0,41	1,02	0,80	1,64	1,24	2,18	1,67
38	0,14	0,12	0,28	0,25	0,49	0,39	0,97	0,73	1,60	1,19	2,19	1,67
40	0,13	0,09	0,23	0,18	0,48	0,35	0,92	0,71	1,56	1,16	2,20	1,64
42	0,10	0,08	0,20	0,16	0,44	0,32	0,87	0,59	1,52	1,12	2,22	1,63
44	0,08	0,06	0,18	0,14	0,39	0,30	0,84	0,58	1,50	1,08	2,18	1,57
46	0,06	0,04	0,16	0,12	0,35	0,25	0,74	0,55	1,43	1,01	2,17	1,50
48	0,05	0,04	0,16	0,10	0,31	0,23	0,66	0,48	1,40	0,98	2,07	1,42
50	0,04	0,04	0,11	0,08	0,26	0,17	0,55	0,39	1,19	0,90	1,99	1,39
60	0,01	0,01	0,03	0,03	0,10	0,08	0,30	0,20	0,61	0,34	1,27	0,77
70	0,00	0,00	0,01	0,00	0,03	0,02	0,10	0,05	0,26	0,14	0,57	0,30
80			0,00	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,08	0,03	0,23	0,08
90					0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,01

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,52	0,49	0,53	0,50	0,54	0,50	0,55	0,51	0,55	0,51
20	1,27	0,97	1,30	1,01	1,32	1,07	1,33	1,11	1,34	1,16
30	1,99	1,60	2,07	1,67	2,15	1,72	2,17	1,73	2,18	1,74
32	2,12	1,67	2,22	1,76	2,31	1,81	2,34	1,85	2,35	1,85
34	2,22	1,74	2,34	1,80	2,39	1,87	2,42	1,88	2,43	1,89
36	2,29	1,75	2,39	1,84	2,48	1,91	2,51	1,92	2,52	1,93
38	2,30	1,74	2,40	1,84	2,53	1,89	2,54	1,91	2,55	1,91
40	2,31	1,73	2,41	1,81	2,54	1,89	2,58	1,91	2,58	1,91
42	2,32	1,68	2,44	1,77	2,57	1,87	2,59	1,88	2,60	1,89

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
44	2,34	1,67	2,47	1,74	2,56	1,81	2,60	1,85	2,61	1,87
46	2,28	1,58	2,47	1,73	2,56	1,79	2,59	1,81	2,60	1,82
48	2,17	1,50	2,31	1,57	2,41	1,66	2,47	1,70	2,49	1,71
50	2,11	1,44	2,20	1,49	2,30	1,56	2,37	1,60	2,39	1,61
60	1,34	0,79	1,43	0,85	1,49	0,86	1,50	0,88	1,51	0,89
70	0,60	0,31	0,62	0,32	0,65	0,32	0,66	0,32	0,67	0,32
80	0,24	0,09	0,25	0,10	0,26	0,10	0,26	0,10	0,27	0,11
90	0,07	0,01	0,07	0,01	0,08	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

$\theta_1 = 40^\circ, \lambda = 1,6 \text{ cm}$

θ'	φ'											
	0		10		20		30		40		50	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,07
20	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00
32											0,01	0,00
34											0,00	0,00

θ'	φ'											
	60		70		80		90		100		110	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,10	0,09	0,11	0,10	0,14	0,13	0,15	0,14	0,17	0,16	0,24	0,21
20	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06	0,06	0,09	0,09	0,11	0,10	0,18	0,16
30	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04	0,07	0,06	0,13	0,11
32	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	0,05	0,05	0,11	0,10
34	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05	0,09	0,08
36	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,04	0,08	0,07
38			0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,07	0,06
40			0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05
42					0,00	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04
44					0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,03
46							0,01	0,00	0,01	0,01	0,03	0,02
48							0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02
50							0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01
60									0,01	0,00	0,00	0,00

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,29	0,24	0,34	0,29	0,41	0,33	0,44	0,43	0,49	0,47	0,53	0,49
20	0,30	0,23	0,42	0,38	0,58	0,50	0,92	0,77	0,11	0,80	1,28	0,95

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
30	0,18	0,16	0,37	0,33	0,63	0,49	1,09	0,86	1,46	1,17	1,94	1,55
32	0,18	0,16	0,35	0,33	0,59	0,49	1,10	0,87	1,61	1,27	2,04	1,61
34	0,17	0,14	0,32	0,26	0,58	0,47	1,05	0,85	1,64	1,27	2,13	1,66
36	0,16	0,13	0,32	0,25	0,53	0,42	1,04	0,81	1,67	1,26	2,21	1,69
38	0,14	0,12	0,29	0,25	0,50	0,40	0,99	0,74	1,63	1,21	2,22	1,69
40	0,13	0,09	0,23	0,18	0,49	0,36	0,94	0,72	1,58	1,18	2,23	1,66
42	0,10	0,08	0,20	0,16	0,45	0,33	0,88	0,60	1,54	1,14	2,25	1,65
44	0,08	0,06	0,18	0,14	0,40	0,31	0,86	0,59	1,52	1,10	2,21	1,60
46	0,06	0,04	0,16	0,12	0,36	0,25	0,75	0,56	1,46	1,03	2,20	1,52
48	0,05	0,04	0,16	0,10	0,32	0,23	0,67	0,49	1,42	0,99	2,10	1,44
50	0,04	0,04	0,11	0,08	0,26	0,17	0,56	0,40	1,21	0,92	2,02	1,41
60	0,01	0,01	0,03	0,03	0,10	0,08	0,31	0,20	0,62	0,35	1,29	0,78
70	0,00	0,00	0,01	0,00	0,03	0,02	0,10	0,05	0,26	0,14	0,58	0,31
80			0,00	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,08	0,03	0,23	0,08
90							0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,01

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19	0,21	0,19
10	0,53	0,50	0,54	0,51	0,55	0,51	0,56	0,52	0,56	0,52
20	1,29	0,99	1,32	1,03	1,34	1,09	1,35	1,13	1,36	1,18
30	2,02	1,62	2,10	1,69	2,18	1,75	2,20	1,76	2,21	1,77
32	2,15	1,69	2,25	1,79	2,34	1,84	2,37	1,88	2,38	1,88
34	2,25	1,77	2,37	1,83	2,43	1,90	2,46	1,91	2,47	1,92
36	2,32	1,78	2,43	1,86	2,51	1,94	2,54	1,95	2,55	1,96
38	2,33	1,77	2,44	1,86	2,56	1,92	2,57	1,94	2,58	1,94
40	2,34	1,76	2,45	1,84	2,57	1,92	2,61	1,94	2,61	1,94
42	2,35	1,70	2,48	1,80	2,61	1,90	2,62	1,91	2,63	1,92
44	2,37	1,69	2,50	1,77	2,60	1,84	2,63	1,88	2,64	1,90
46	2,31	1,61	2,50	1,76	2,60	1,82	2,62	1,84	2,63	1,85
48	2,20	1,52	2,34	1,60	2,45	1,68	2,50	1,73	2,52	1,74
50	2,14	1,46	2,23	1,51	2,33	1,58	2,40	1,62	2,43	1,63
60	1,36	0,80	1,45	0,86	1,51	0,87	1,52	0,89	1,53	0,91
70	0,61	0,32	0,63	0,33	0,66	0,33	0,67	0,33	0,68	0,33
80	0,24	0,09	0,25	0,10	0,27	0,10	0,27	0,10	0,28	0,11
90	0,07	0,01	0,07	0,01	0,08	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

$\theta_1 = 40^\circ$, $\lambda = 3$ cm

θ'	φ'											
	0		10		20		30		40		50	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,07
20	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00
32											0,01	0,00
34											0,00	0,00

θ'	φ'											
	60		70		80		90		100		110	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,10	0,09	0,11	0,10	0,14	0,13	0,15	0,14	0,17	0,16	0,25	0,22
20	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06	0,06	0,09	0,09	0,11	0,10	0,19	0,16
30	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04	0,07	0,06	0,13	0,11
32	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	0,05	0,05	0,11	0,10
34	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05	0,09	0,08
36	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,04	0,08	0,07
38			0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,07	0,06
40			0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05
42					0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04
44					0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,04	0,03
46							0,01	0,00	0,01	0,01	0,03	0,02
48							0,00	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02
50									0,01	0,00	0,01	0,01
60									0,00	0,00	0,00	0,00

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,30	0,25	0,35	0,30	0,42	0,34	0,45	0,44	0,50	0,48	0,54	0,50
20	0,31	0,24	0,43	0,39	0,60	0,51	0,94	0,79	1,14	0,82	1,32	0,98
30	0,19	0,16	0,38	0,34	0,65	0,50	1,11	0,88	1,49	1,19	1,99	1,60
32	0,19	0,16	0,36	0,34	0,61	0,50	1,12	0,89	1,65	1,30	2,10	1,65
34	0,17	0,14	0,33	0,27	0,60	0,48	1,08	0,87	1,69	1,30	2,19	1,71
36	0,16	0,13	0,33	0,26	0,54	0,43	1,07	0,83	1,72	1,29	2,27	1,74
38	0,14	0,12	0,30	0,26	0,51	0,41	1,01	0,76	1,68	1,24	2,28	1,74
40	0,13	0,09	0,24	0,19	0,50	0,37	0,96	0,74	1,63	1,20	2,29	1,71
42	0,10	0,08	0,21	0,16	0,46	0,34	0,90	0,62	1,59	1,17	2,31	1,70
44	0,08	0,06	0,19	0,14	0,41	0,32	0,88	0,61	1,57	1,12	2,27	1,64
46	0,06	0,04	0,16	0,12	0,37	0,26	0,77	0,57	1,49	1,06	2,26	1,57
48	0,05	0,04	0,16	0,10	0,33	0,24	0,68	0,50	1,46	1,03	2,15	1,47
50	0,04	0,04	0,11	0,08	0,27	0,18	0,57	0,41	1,24	0,94	2,07	1,46
60	0,01	0,01	0,03	0,03	0,10	0,08	0,32	0,20	0,64	0,36	1,34	0,80
70	0,00	0,00	0,01	0,00	0,03	0,02	0,10	0,05	0,27	0,15	0,60	0,32
80			0,00	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,08	0,03	0,24	0,08
90							0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,01

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,54	0,51	0,55	0,52	0,56	0,52	0,57	0,53	0,57	0,53
20	1,33	1,01	1,36	1,06	1,38	1,11	1,39	1,16	1,40	1,20
30	2,07	1,66	2,15	1,74	2,24	1,79	2,26	1,80	2,27	1,81
32	2,21	1,74	2,31	1,83	2,40	1,89	2,43	1,92	2,44	1,92
34	2,31	1,81	2,43	1,88	2,48	1,94	2,52	1,95	2,53	1,96

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
36	2,38	1,82	2,48	1,91	2,57	1,99	2,60	2,00	2,61	2,01
38	2,39	1,81	2,49	1,91	2,62	1,97	2,63	1,99	2,64	1,99
40	2,40	1,80	2,50	1,89	2,63	1,97	2,67	1,99	2,67	1,99
42	2,41	1,75	2,54	1,85	2,67	1,94	2,68	1,95	2,69	1,96
44	2,43	1,74	2,56	1,81	2,66	1,89	2,69	1,92	2,70	1,94
46	2,37	1,65	2,56	1,80	2,66	1,87	2,68	1,89	2,69	1,90
48	2,26	1,56	2,40	1,64	2,50	1,73	2,56	1,77	2,58	1,78
50	2,19	1,49	2,29	1,56	2,39	1,63	2,46	1,66	2,48	1,68
60	1,40	0,82	1,48	0,88	1,56	0,89	1,57	0,91	1,58	0,93
70	0,63	0,33	0,65	0,34	0,67	0,34	0,68	0,34	0,69	0,34
80	0,25	0,09	0,26	0,10	0,28	0,10	0,28	0,10	0,29	0,11
90	0,07	0,01	0,07	0,01	0,08	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

$$\theta_1 = 40^\circ, \quad \lambda = 8,5 \text{ cm}$$

θ'	φ'											
	0		10		20		30		40		50	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06	0,07	0,07	0,08	0,07
20	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
30	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00
32											0,01	0,00
34											0,00	0,00

θ'	φ'									
	60		70		80		90		100	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,10	0,09	0,11	0,10	0,14	0,13	0,15	0,14	0,17	0,16
20	0,04	0,04	0,04	0,04	0,06	0,06	0,09	0,09	0,11	0,10
30	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,04	0,04	0,07	0,06
32	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03	0,05	0,05
34	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,05
36	0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02	0,05	0,04
38			0,01	0,00	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02
40					0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02
42			0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,02
44					0,01	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01
46					0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01
48							0,01	0,00	0,01	0,01
50							0,00	0,00	0,01	0,00
60									0,00	0,00

θ'	φ'											
	110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,25	0,22	0,30	0,25	0,35	0,30	0,42	0,34	0,45	0,44	0,51	0,49
20	0,19	0,16	0,31	0,24	0,43	0,39	0,61	0,52	0,95	0,80	1,15	0,83
30	0,13	0,11	0,19	0,16	0,38	0,34	0,66	0,51	1,13	0,89	1,52	1,21
32	0,11	0,10	0,19	0,16	0,36	0,34	0,62	0,51	1,14	0,90	1,68	1,32
34	0,09	0,08	0,17	0,14	0,33	0,27	0,61	0,48	1,09	0,88	1,71	1,32
36	0,08	0,07	0,16	0,13	0,33	0,26	0,55	0,43	1,08	0,84	1,74	1,31
38	0,07	0,06	0,14	0,12	0,30	0,26	0,52	0,41	1,02	0,77	1,70	1,26
40	0,05	0,05	0,13	0,09	0,24	0,19	0,50	0,37	0,97	0,75	1,65	1,22
42	0,04	0,04	0,10	0,08	0,21	0,16	0,46	0,34	0,91	0,63	1,61	1,18
44	0,04	0,03	0,08	0,06	0,19	0,14	0,41	0,32	0,89	0,62	1,59	1,14
46	0,03	0,02	0,06	0,04	0,16	0,12	0,37	0,26	0,78	0,58	1,52	1,07
48	0,02	0,02	0,05	0,04	0,16	0,10	0,33	0,24	0,69	0,51	1,49	1,04
50	0,01	0,01	0,04	0,04	0,11	0,08	0,27	0,18	0,58	0,41	1,26	0,95
60	0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,03	0,10	0,08	0,32	0,20	0,65	0,36
70			0,00	0,00	0,01	0,00	0,03	0,02	0,10	0,05	0,27	0,15
80					0,00	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,08	0,03
90									0,00	0,00	0,00	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20	0,22	0,20
10	0,55	0,51	0,55	0,52	0,56	0,53	0,57	0,53	0,58	0,54	0,58	0,54
20	1,34	0,99	1,35	1,02	1,38	1,07	1,40	1,13	1,41	1,17	1,42	1,22
30	2,02	1,62	2,10	1,69	2,18	1,76	2,27	1,82	2,29	1,83	2,30	1,84
32	2,13	1,68	2,24	1,76	2,35	1,86	2,44	1,91	2,47	1,95	2,48	1,95
34	2,21	1,73	2,35	1,84	2,47	1,90	2,52	1,97	2,55	1,98	2,56	1,99
36	2,30	1,76	2,42	1,85	2,52	1,94	2,61	2,02	2,64	2,03	2,65	2,04
38	2,31	1,76	2,43	1,84	2,53	1,94	2,66	2,00	2,67	2,02	2,68	2,02
40	2,32	1,73	2,44	1,83	2,54	1,91	2,67	2,00	2,72	2,02	2,72	2,02
42	2,35	1,72	2,45	1,77	2,58	1,87	2,71	1,97	2,73	1,98	2,74	1,99
44	2,30	1,66	2,47	1,76	2,60	1,84	2,70	1,91	2,74	1,95	2,75	1,97
46	2,29	1,59	2,41	1,68	2,60	1,83	2,70	1,89	2,73	1,91	2,74	1,92
48	2,18	1,50	2,29	1,59	2,44	1,66	2,54	1,75	2,60	1,79	2,62	1,80
50	2,10	1,48	2,22	1,52	2,32	1,58	2,43	1,65	2,50	1,69	2,52	1,70
60	1,36	0,81	1,42	0,83	1,51	0,89	1,58	0,90	1,59	0,92	1,60	0,94
70	0,61	0,32	0,64	0,33	0,66	0,34	0,68	0,34	0,69	0,34	0,70	0,34
80	0,24	0,08	0,25	0,09	0,26	0,10	0,28	0,10	0,28	0,10	0,29	0,11
90	0,01	0,01	0,07	0,01	0,07	0,01	0,08	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

$\theta_1 = 70^\circ, \lambda = 0,8 \text{ cm}$

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,02	0,03	0,02	0,04	0,03
20			0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,01	0,05	0,03	0,07	0,05	0,10	0,07
30			0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,01	0,07	0,04	0,13	0,08	0,29	0,17

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
40					0,00	0,00	0,02	0,01	0,05	0,03	0,17	0,09	0,52	0,26
50							0,00	0,00	0,02	0,01	0,11	0,05	0,58	0,24
60									0,01	0,00	0,05	0,02	0,38	0,13
62									0,01	0,00	0,04	0,01	0,36	0,12
64									0,00	0,00	0,04	0,01	0,31	0,10
66											0,03	0,01	0,26	0,09
68											0,02	0,01	0,20	0,06
70											0,01	0,00	0,13	0,03
72											0,00	0,00	0,13	0,03
74													0,11	0,02
76													0,09	0,02
78													0,05	0,01
80													0,01	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03
20	0,13	0,08	0,14	0,09	0,14	0,09	0,14	0,09	0,15	0,09	0,15	0,10
30	0,47	0,26	0,51	0,29	0,54	0,31	0,56	0,32	0,58	0,33	0,59	0,34
40	0,98	0,46	1,21	0,59	1,38	0,68	1,54	0,75	1,77	0,81	2,05	0,88
50	1,98	0,77	2,41	0,95	2,92	1,03	3,44	1,39	3,62	1,45	3,83	1,53
60	2,17	0,69	2,80	0,88	3,48	1,04	4,18	1,38	4,81	1,45	5,25	1,60
62	2,30	0,65	3,01	0,88	3,82	1,07	4,80	1,32	5,43	1,48	5,70	1,61
64	2,37	0,62	3,14	0,85	4,02	1,06	5,17	1,32	5,68	1,52	6,00	1,59
66	2,28	0,57	3,24	0,82	4,19	1,03	5,26	1,29	5,91	1,50	6,40	1,55
68	2,21	0,52	3,35	0,78	4,23	0,90	5,35	1,23	6,20	1,40	6,60	1,48
70	2,02	0,44	3,21	0,66	4,26	0,89	5,40	1,14	6,37	1,32	6,70	1,41
72	1,90	0,31	3,19	0,61	4,56	0,87	5,77	1,09	6,94	1,31	7,36	1,38
74	1,72	0,30	3,09	0,56	4,70	0,79	6,01	1,04	7,09	1,21	7,75	1,32
76	1,61	0,27	2,83	0,42	4,61	0,73	6,05	0,95	7,17	1,08	7,96	1,21
78	1,41	0,24	2,32	0,32	4,38	0,59	6,06	0,94	7,40	1,02	7,93	1,06
80	1,13	0,15	1,99	0,27	3,89	0,49	5,60	0,72	7,22	0,92	7,81	0,92
90	0,29	0,03	1,06	0,07	2,15	0,13	3,57	0,23	7,04	0,49	7,60	0,55

$\theta_1 = 70^\circ$, $\lambda = 1,35$ cm

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,02	0,03	0,02	0,04	0,03
20			0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,01	0,05	0,03	0,07	0,06	0,10	0,08
30			0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,01	0,07	0,04	0,13	0,10	0,30	0,23
40					0,00	0,00	0,02	0,01	0,05	0,03	0,17	0,12	0,53	0,32
50							0,00	0,00	0,02	0,01	0,11	0,06	0,60	0,30
60									0,01	0,00	0,05	0,02	0,39	0,17
62									0,01	0,00	0,04	0,01	0,37	0,15
64									0,00	0,00	0,04	0,01	0,32	0,12
66											0,03	0,01	0,27	0,10

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
68											0,02	0,01	0,20	0,07
70											0,01	0,00	0,13	0,05
72											0,00	0,00	0,13	0,04
74													0,11	0,03
76													0,09	0,02
78													0,05	0,01
80													0,01	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03
20	0,13	0,10	0,15	0,11	0,15	0,11	0,15	0,11	0,16	0,11	0,16	0,11
30	0,48	0,32	0,52	0,34	0,55	0,37	0,57	0,38	0,59	0,40	0,60	0,41
40	1,01	0,66	1,26	0,69	1,43	0,84	1,59	0,93	1,83	1,02	2,13	1,09
50	2,06	0,95	2,50	1,16	3,02	1,48	3,56	1,66	3,74	1,82	3,96	1,91
60	2,25	0,85	2,90	1,15	3,60	1,46	4,32	1,67	4,96	1,89	5,41	2,06
62	2,39	0,83	3,12	1,14	3,95	1,39	4,95	1,69	5,60	1,97	5,88	2,08
64	2,46	0,79	3,25	1,12	4,15	1,39	5,33	1,71	5,86	1,97	6,18	2,09
66	2,37	0,73	3,35	1,06	4,33	1,34	5,42	1,67	6,09	1,94	6,57	2,05
68	2,29	0,66	3,46	0,98	4,37	1,29	5,52	1,60	6,37	1,84	6,77	1,96
70	2,10	0,57	3,32	0,89	4,40	1,19	5,57	1,50	6,54	1,79	6,87	1,85
72	1,97	0,51	3,29	0,83	4,71	1,15	5,95	1,47	7,11	1,75	7,53	1,85
74	1,78	0,40	3,19	0,74	4,85	1,06	6,19	1,40	7,26	1,66	7,91	1,76
76	1,67	0,35	2,93	0,62	4,76	0,94	6,23	1,28	7,34	1,56	8,12	1,63
78	1,46	0,27	2,41	0,48	4,52	0,80	6,24	1,15	7,57	1,34	8,09	1,43
80	1,17	0,22	2,07	0,35	4,02	0,68	5,78	0,96	7,89	1,28	7,97	1,23
90	0,30	0,03	1,09	0,07	2,23	0,17	3,69	0,23	7,21	0,57	7,76	0,54

$$\theta_1 = 70^\circ, \quad \lambda = 1,6 \text{ cm}$$

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,02	0,03	0,02	0,04	0,03
20			0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,01	0,05	0,03	0,07	0,06	0,10	0,08
30			0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,01	0,07	0,04	0,13	0,10	0,31	0,23
40					0,00	0,00	0,02	0,01	0,05	0,03	0,17	0,12	0,54	0,32
50							0,00	0,00	0,02	0,01	0,11	0,06	0,61	0,30
60									0,01	0,00	0,05	0,02	0,40	0,17
62									0,01	0,00	0,04	0,01	0,38	0,15
64									0,00	0,00	0,04	0,01	0,33	0,12
66											0,03	0,01	0,28	0,10
68											0,02	0,01	0,20	0,07
70											0,01	0,00	0,13	0,05
72											0,00	0,00	0,13	0,04
74													0,11	0,03
76													0,09	0,02
78													0,05	0,01
80													0,01	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03
20	0,13	0,10	0,15	0,11	0,15	0,11	0,15	0,11	0,16	0,11	0,16	0,11
30	0,49	0,32	0,53	0,36	0,56	0,38	0,58	0,38	0,60	0,39	0,61	0,40
40	1,03	0,66	1,27	0,72	1,45	0,84	1,62	0,92	1,87	0,99	2,16	1,07
50	2,09	0,95	2,53	1,19	3,07	1,48	3,61	1,71	3,79	1,80	4,01	1,89
60	2,29	0,86	2,95	1,18	3,65	1,48	4,37	1,73	5,02	1,93	5,48	2,09
62	2,42	0,85	3,16	1,16	4,00	1,41	5,01	1,74	5,67	2,00	5,94	2,11
64	2,49	0,84	3,30	1,14	4,21	1,41	5,39	1,74	5,92	2,00	6,24	2,12
66	2,40	0,75	3,40	1,09	4,38	1,38	5,49	1,72	6,16	1,99	6,63	2,10
68	2,33	0,68	3,52	1,00	4,43	1,31	5,58	1,66	6,44	1,90	6,82	2,02
70	2,13	0,59	3,37	0,91	4,45	1,22	5,63	1,56	6,60	1,85	6,92	1,94
72	2,00	0,53	3,34	0,86	4,76	1,15	6,01	1,53	7,16	1,83	7,57	1,91
74	1,81	0,41	3,24	0,77	4,91	1,11	6,25	1,46	7,31	1,74	7,95	1,86
76	1,70	0,36	2,98	0,65	4,82	0,98	6,29	1,36	7,38	1,56	8,16	1,69
78	1,48	0,30	2,45	0,52	4,58	0,87	6,30	1,20	7,61	1,41	8,13	1,52
80	1,19	0,23	2,10	0,40	4,07	0,73	5,84	1,02	7,44	1,29	8,01	1,32
90	0,31	0,03	1,11	0,07	2,27	0,17	3,74	0,27	7,26	0,63	7,81	0,54

$\theta_1 = 70^\circ, \lambda = 3 \text{ cm}$

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,02	0,03	0,02	0,04	0,03
20			0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,01	0,05	0,03	0,07	0,06	0,10	0,08
30			0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,01	0,07	0,04	0,14	0,10	0,32	0,24
40					0,00	0,00	0,02	0,01	0,05	0,03	0,18	0,12	0,56	0,32
50							0,00	0,00	0,02	0,01	0,11	0,06	0,63	0,31
60									0,01	0,00	0,05	0,02	0,41	0,18
62									0,01	0,00	0,04	0,01	0,39	0,15
64									0,00	0,00	0,04	0,01	0,34	0,13
66											0,03	0,01	0,29	0,10
68											0,02	0,01	0,21	0,08
70											0,01	0,00	0,14	0,05
72											0,00	0,00	0,14	0,04
74													0,11	0,03
76													0,09	0,02
78													0,05	0,01
80													0,01	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03
20	0,14	0,10	0,15	0,11	0,15	0,11	0,15	0,12	0,16	0,12	0,16	0,12
30	0,51	0,32	0,55	0,36	0,58	0,39	0,60	0,39	0,62	0,41	0,63	0,42
40	1,06	0,66	1,30	0,75	1,47	0,87	1,65	0,95	1,89	1,04	2,19	1,12
50	2,12	1,01	2,57	1,26	3,11	1,56	3,66	1,74	3,85	1,85	4,08	1,99

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	p	r_s	r_p
60	2,31	0,91	2,98	1,23	3,70	1,56	4,44	1,77	5,10	2,03	5,56	2,21
62	2,45	0,91	3,20	1,23	4,06	1,50	5,08	1,79	5,74	2,12	6,02	2,23
64	2,53	0,88	3,35	1,21	4,27	1,50	5,47	1,85	5,99	2,13	6,31	2,25
66	2,43	0,79	3,45	1,15	4,45	1,47	5,57	1,84	6,22	2,10	6,71	2,22
68	2,36	0,72	3,57	1,09	4,49	1,40	5,66	1,76	6,51	2,02	6,90	2,16
70	2,16	0,63	3,42	0,97	4,52	1,30	5,71	1,65	6,67	1,97	6,99	2,05
72	2,02	0,57	3,40	0,93	4,83	1,26	6,08	1,62	7,24	1,94	7,65	2,03
74	1,83	0,46	3,29	0,84	4,98	1,19	6,32	1,56	7,39	1,85	8,03	1,98
76	1,72	0,40	3,02	0,69	4,89	1,05	6,36	1,44	7,46	1,66	8,23	1,81
78	1,51	0,33	2,47	0,53	4,65	0,89	6,37	1,27	7,68	1,52	8,20	1,59
80	1,22	0,24	2,12	0,40	4,14	0,73	5,92	1,06	7,51	1,38	8,08	1,38
90	0,32	0,03	1,13	0,07	2,30	0,17	3,80	0,23	7,34	0,57	7,89	0,44

$\theta_1 = 70^\circ, \lambda = 8,5 \text{ cm}$

θ'	φ'													
	100		110		120		130		140		150		160	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,02	0,03	0,02	0,04	0,03
20			0,01	0,01	0,02	0,01	0,03	0,01	0,05	0,03	0,07	0,06	0,10	0,08
30			0,00	0,00	0,01	0,01	0,03	0,01	0,07	0,04	0,14	0,10	0,32	0,25
40					0,00	0,00	0,02	0,01	0,05	0,03	0,18	0,12	0,57	0,32
50							0,00	0,00	0,02	0,01	0,11	0,06	0,64	0,31
60									0,01	0,00	0,05	0,02	0,41	0,19
62									0,01	0,00	0,04	0,01	0,39	0,16
64									0,00	0,00	0,04	0,01	0,34	0,13
66											0,04	0,01	0,34	0,13
68											0,03	0,01	0,29	0,11
70											0,02	0,01	0,21	0,08
72											0,01	0,00	0,14	0,05
74											0,00	0,00	0,14	0,04
76													0,11	0,03
78													0,09	0,02
80													0,05	0,01
													0,01	0,00

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03	0,04	0,03
20	0,14	0,10	0,15	0,11	0,15	0,11	0,15	0,12	0,16	0,12	0,16	0,12
30	0,52	0,33	0,56	0,36	0,59	0,39	0,61	0,40	0,63	0,41	0,64	0,42
40	1,07	0,68	1,31	0,75	1,49	0,87	1,67	0,97	1,91	1,07	2,21	1,14
50	2,13	1,04	2,59	1,27	3,13	1,59	3,68	1,78	3,87	1,94	4,10	2,04
60	2,33	0,93	3,01	1,25	3,72	1,58	4,46	1,80	5,12	2,07	5,58	2,26
62	2,47	0,93	3,23	1,24	4,08	1,53	5,11	1,83	5,77	2,17	6,05	2,29
64	2,55	0,88	3,37	1,23	4,29	1,53	5,50	1,88	6,04	2,18	6,35	2,31
66	2,45	0,81	3,48	1,20	4,47	1,52	5,60	1,87	6,26	2,17	6,74	2,30

θ'	φ'											
	170		172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
68	2,38	0,74	3,59	1,11	4,51	1,45	5,69	1,82	6,54	2,09	6,93	2,23
70	2,18	0,65	3,44	1,01	4,54	1,33	5,74	1,71	6,71	2,04	7,03	2,13
72	2,04	0,58	3,42	0,96	4,86	1,31	6,11	1,68	7,27	2,00	7,69	2,10
74	1,85	0,50	3,31	0,85	5,00	1,23	6,36	1,60	7,41	1,90	8,06	2,04
76	1,74	0,41	3,04	0,72	4,91	1,08	6,39	1,49	7,50	1,72	8,27	1,87
78	1,52	0,35	2,49	0,55	4,67	0,92	6,40	1,31	7,72	1,57	8,24	1,64
80	1,23	0,24	2,14	0,40	4,16	0,74	5,95	1,10	7,55	1,42	8,11	1,45
90	0,32	0,03	1,15	0,07	2,32	0,17	3,82	0,23	7,37	0,57	7,92	0,44

$$\theta_1 = 80^\circ, \quad \lambda = 0,8 \text{ cm}$$

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,04	0,02	0,05	0,03	0,06	0,03
30			0,00	0,00	0,02	0,01	0,06	0,03	0,16	0,08	0,22	0,11
40					0,02	0,01	0,07	0,03	0,26	0,10	0,73	0,24
50					0,00	0,00	0,05	0,01	0,30	0,10	1,56	0,44
60							0,01	0,00	0,17	0,04	1,67	0,34
70							0,00	0,00	0,04	0,01	1,34	0,16
72									0,00	0,00	1,11	0,10
74											0,89	0,09
76											0,70	0,06
78											0,45	0,04
80											0,29	0,03
82											0,16	0,02
84											0,00	0,00

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,06	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04
30	0,25	0,12	0,27	0,13	0,28	0,13	0,29	0,14	0,30	0,14
40	0,87	0,33	0,96	0,37	1,04	0,40	1,10	0,42	1,14	0,43
50	1,93	0,54	2,24	0,63	2,46	0,71	2,79	0,80	2,99	0,88
60	2,16	0,48	3,77	0,72	5,03	1,00	6,30	1,24	7,36	1,45
70	2,37	0,27	4,40	0,50	6,52	0,75	8,55	0,93	9,45	1,07
72	2,12	0,22	4,08	0,39	6,60	0,63	8,73	0,82	9,75	0,91
74	1,89	0,17	3,67	0,31	6,62	0,55	9,35	0,75	10,45	0,91
76	1,58	0,12	3,37	0,24	6,65	0,48	9,75	0,70	11,30	0,79
78	1,07	0,07	2,68	0,19	6,61	0,45	10,30	0,69	12,30	0,81
80	0,94	0,06	2,50	0,16	6,29	0,42	10,55	0,75	13,35	0,92
82	0,63	0,04	1,88	0,15	5,80	0,41	11,50	0,91	14,9	1,18
84	0,32	0,02	1,24	0,09	5,10	0,35	11,40	0,98	15,3	0,84
86	0,13	0,00	0,64	0,05	4,19	0,29	10,29	1,05	15,7	0,61
88	0,00	0,00	0,32	0,03	2,61	0,18	8,70	1,10	15,0	0,36
90			0,07	0,00	0,89	0,13	6,79	1,15	13,5	0,00

$$\theta_1 = 80^\circ, \quad \lambda = 1,35 \text{ cm}$$

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,04	0,02	0,05	0,03	0,06	0,03
30			0,00	0,00	0,02	0,01	0,06	0,03	0,17	0,09	0,23	0,13
40					0,02	0,01	0,07	0,03	0,27	0,14	0,75	0,41
50					0,00	0,00	0,05	0,01	0,31	0,12	1,61	0,59
60							0,01	0,00	0,18	0,04	1,73	0,46
70							0,00	0,00	0,04	0,01	1,39	0,22
72									0,00	0,00	1,15	0,15
74											0,93	0,09
76											0,73	0,06
78											0,46	0,04
80											0,30	0,02
82											0,16	0,01
84											0,00	0,00

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,06	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04
30	0,26	0,14	0,28	0,15	0,29	0,16	0,30	0,17	0,31	0,18
40	0,90	0,48	0,99	0,53	1,07	0,56	1,14	0,60	1,19	0,62
50	1,99	0,72	2,31	0,85	2,53	0,97	2,87	1,08	3,08	1,16
60	2,23	0,66	3,88	1,00	5,16	1,40	6,46	1,74	7,54	2,04
70	2,44	0,41	4,44	0,73	6,68	1,07	8,73	1,35	9,63	1,55
72	2,18	0,32	4,16	0,56	6,76	0,94	8,92	1,19	9,93	1,41
74	1,95	0,27	3,78	0,48	6,78	0,82	9,53	1,15	10,64	1,29
76	1,63	0,16	3,47	0,37	6,82	0,70	9,93	0,99	11,50	1,02
78	1,11	0,13	2,76	0,27	6,77	0,62	10,49	0,87	12,52	0,99
80	0,97	0,09	2,57	0,20	6,45	0,46	10,74	0,74	13,58	0,90
82	0,65	0,06	1,94	0,14	5,95	0,37	11,71	0,76	15,14	0,95
84	0,33	0,02	1,29	0,09	5,23	0,29	11,60	0,72	15,54	0,71
86	0,13	0,00	0,66	0,05	4,32	0,22	11,50	0,68	15,94	0,48
88			0,33	0,03	2,69	0,15	8,89	0,64	15,24	0,24
90			0,07	0,00	0,93	0,07	6,96	0,60	13,74	0,00

$$\theta_1 = 80^\circ, \quad \lambda = 1,6 \text{ cm}$$

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,04	0,02	0,05	0,03	0,06	0,03
30			0,00	0,00	0,02	0,01	0,06	0,03	0,17	0,09	0,23	0,14
40					0,02	0,01	0,07	0,03	0,27	0,15	0,76	0,42
50						0,00	0,05	0,01	0,31	0,13	1,64	0,60
60							0,01	0,00	0,18	0,04	1,76	0,48

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
70							0,00	0,00	0,04	0,01	1,41	0,24
72									0,00	0,00	1,16	0,16
74											0,94	0,09
76											0,74	0,06
78											0,47	0,03
80											0,30	0,02
82											0,17	0,01
84											0,00	0,00

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,06	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,05
30	0,26	0,15	0,28	0,16	0,29	0,17	0,30	0,18	0,31	0,18
40	0,91	0,48	1,00	0,55	1,09	0,58	1,15	0,62	1,20	0,64
50	2,03	0,75	2,35	0,87	2,58	1,00	2,92	1,11	3,13	1,19
60	2,27	0,68	3,93	1,07	5,23	1,45	6,54	1,80	7,63	2,10
70	2,48	0,43	4,48	0,75	6,76	1,09	8,83	1,41	9,73	1,61
72	2,23	0,34	4,21	0,57	6,84	0,96	9,01	1,29	10,04	1,47
74	1,99	0,28	3,83	0,49	6,86	0,83	9,63	1,16	10,74	1,33
76	1,66	0,16	3,52	0,37	6,89	0,70	10,04	0,99	11,61	1,07
78	1,12	0,13	2,80	0,27	6,85	0,60	10,59	0,89	12,63	1,01
80	0,98	0,09	2,62	0,20	6,53	0,46	10,85	0,74	13,71	0,90
82	0,66	0,06	1,98	0,14	6,02	0,37	11,82	0,76	15,28	0,93
84	0,33	0,02	1,30	0,09	5,30	0,29	11,72	0,71	15,68	0,70
86	0,13	0,00	0,67	0,05	4,37	0,22	11,60	0,66	16,09	0,46
88			0,33	0,03	2,73	0,15	8,98	0,61	15,38	0,23
90			0,07	0,00	0,94	0,07	7,04	0,57	13,87	0,00

$\theta_1 = 80^\circ$, $\lambda = 3$ cm

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,04	0,02	0,05	0,03	0,06	0,03
30			0,00	0,00	0,02	0,01	0,06	0,03	0,17	0,10	0,23	0,15
40					0,02	0,01	0,07	0,03	0,28	0,16	0,77	0,45
50					0,00	0,00	0,05	0,01	0,32	0,13	1,67	0,64
60							0,01	0,00	0,18	0,04	1,78	0,51
70							0,00	0,00	0,04	0,01	1,42	0,25
72									0,00	0,00	1,17	0,17
74											0,95	0,09
76											0,75	0,06
78											0,48	0,03
80											0,31	0,02
82											0,17	0,01
84											0,00	0,00

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,06	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,05
30	0,27	0,16	0,29	0,17	0,30	0,18	0,31	0,19	0,32	0,19
40	0,92	0,51	1,01	0,57	1,10	0,61	1,16	0,65	1,21	0,67
50	2,05	0,79	2,37	0,93	2,61	1,06	2,95	1,18	3,16	1,27
60	2,29	0,73	3,98	1,11	5,28	1,52	6,60	1,91	7,69	2,24
70	2,51	0,46	4,51	0,76	6,82	1,28	8,90	1,44	9,81	1,68
72	2,25	0,35	4,26	0,58	6,90	0,99	9,08	1,32	10,11	1,49
74	2,01	0,29	3,87	0,50	6,92	0,84	9,70	1,17	10,84	1,33
76	1,68	0,16	3,56	0,35	6,96	0,70	10,11	0,98	11,72	1,03
78	1,13	0,13	2,83	0,26	6,92	0,56	10,68	0,83	12,75	0,97
80	0,99	0,09	2,64	0,15	6,59	0,43	10,94	0,64	13,83	0,74
82	0,67	0,06	2,00	0,10	6,08	0,29	11,93	0,54	15,41	0,64
84	0,34	0,02	1,31	0,08	5,36	0,23	11,82	0,49	15,82	0,48
86	0,13	0,00	0,68	0,05	4,42	0,17	11,71	0,43	16,22	0,32
88	0,00	0,00	0,34	0,03	2,76	0,10	9,05	0,37	15,51	0,16
90			0,07	0,00	0,95	0,04	7,10	0,32	13,99	0,00

$$\theta_1 = 80^\circ, \quad \lambda = 8,5 \text{ cm}$$

θ'	φ'											
	120		130		140		150		160		170	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,00	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02	0,01	0,04	0,02	0,05	0,03	0,06	0,03
30			0,00	0,00	0,02	0,01	0,06	0,03	0,17	0,10	0,23	0,15
40					0,02	0,01	0,07	0,03	0,28	0,16	0,78	0,45
50					0,00	0,00	0,05	0,01	0,32	0,14	1,68	0,65
60							0,01	0,00	0,18	0,04	1,80	0,52
70							0,00	0,00	0,04	0,01	1,43	0,26
72									0,00	0,00	1,18	0,18
74											0,95	0,09
76											0,75	0,06
78											0,48	0,03
80											0,31	0,02
82											0,17	0,01
84											0,00	0,00

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00	0,01	0,00
20	0,06	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,04	0,07	0,05
30	0,27	0,16	0,29	0,17	0,30	0,18	0,31	0,19	0,32	0,20

θ'	φ'									
	172		174		176		178		180	
	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p	r_s	r_p
40	0,93	0,52	1,02	0,59	1,11	0,62	1,17	0,66	1,22	0,69
50	2,06	0,81	2,39	0,95	2,62	1,09	2,97	1,21	3,18	1,30
60	2,31	0,79	3,99	1,17	5,31	1,71	6,62	1,97	7,71	2,32
70	2,53	0,47	4,53	0,80	6,85	1,35	8,93	1,46	9,84	1,75
72	2,26	0,36	4,28	0,60	6,93	1,01	9,11	1,34	10,16	1,50
74	2,02	0,30	3,89	0,51	6,95	0,85	9,74	1,18	10,88	1,33
76	1,70	0,16	3,58	0,35	6,98	0,70	10,16	0,98	11,76	1,03
78	1,14	0,13	2,85	0,26	6,94	0,55	10,72	0,83	12,79	0,97
80	1,00	0,09	2,66	0,15	6,61	0,37	10,99	0,64	13,89	0,74
82	0,67	0,06	2,01	0,10	6,11	0,27	11,97	0,49	15,47	0,56
84	0,34	0,02	1,33	0,08	5,39	0,21	11,86	0,43	15,88	0,42
86	0,13	0,00	0,69	0,05	4,44	0,15	11,75	0,37	16,28	0,28
88			0,34	0,03	2,78	0,10	9,08	0,31	15,57	0,15
90			0,07	0,00	0,95	0,04	7,13	0,25	14,04	0,00

Примечания. 1. При вычислении коэффициентов излучения по формуле (8) нужно перейти от углов θ_n и φ_n к углам θ' и φ' . Далее в соответствии с нормировкой в [6] θ' следует брать в градусах, φ' — в радианах.

2. Незаполненные графы таблиц означают нулевые значения коэффициентов яркости.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Определение температуры подстилающей поверхности с летательных аппаратов по ее излучению является важной геофизической задачей. Подобные исследования уже в течение ряда лет осуществляются в инфракрасной области спектра, измерения в которой сильно искажаются влиянием атмосферы. При наличии облачности вообще исключается возможность проведения измерений в ИК-области.

Использование микроволновой области спектра позволяет получить информацию о температуре подстилающей поверхности сквозь облака и осадки, влияние которых уменьшается с увеличением длины волны. Большие инструментальные погрешности микроволновой измерительной аппаратуры могут быть существенно снижены уже в настоящее время за счет усовершенствования аппаратуры и методики ее градуировки.

Как уже отмечалось в [1], учитывая трудности, связанные с абсолютной градуировкой радиометрической аппаратуры, в настоящее время можно осуществлять только относительные измерения, используя для привязки данные наземных измерений температуры воды в отдельных точках маршрута. Второе ограничение связано с переходом от измеряемых радиоярких температур к истинным температурам, для которого необходимо знать коэффициенты излучения поверхности. Как и в инфракрасной области, определение температуры возможно только для ограниченного числа поверхностей и в первую очередь для водной поверхности, коэффициенты излучения которой в зависимости от состояния воды достаточно хорошо исследованы [2].

Для измерений температуры водной поверхности использовалась радиометрическая аппаратура трехсантиметрового диапазона. Прежде всего была произведена оценка возможности применения самолетной аппаратуры для абсолютных измерений температуры водной поверхности. Флуктуационная чувствительность радиометра составляет около $1,5^\circ\text{K}$. Отсюда, если считать, что погрешность измерений обусловлена только чувствительностью аппаратуры, точность в измерении температуры воды будет не выше $3\text{--}4^\circ\text{C}$.

Реальная точность измерений в канале $\lambda=3,2$ см не превосходит 3°C , поскольку существуют погрешности, с одной стороны, за счет аппаратуры — нелинейность тракта и ошибки в определении калибровочного сигнала, а с другой стороны, погрешности в определении коэффициента излучения водной поверхности — влияние температуры и солености.

Кроме того, при измерении в трехсантиметровом диапазоне дополни-

тельные погрешности могут возникать за счет влияния атмосферы, которое можно учесть, используя результаты, полученные в [3] и [4]. Эти данные показывают, что при изменении влагосодержания безоблачной атмосферы от 0 до 60 мм осажденной воды добавка в радиояркостную температуру составляет от 2,5 до 5,5° К. Следовательно, если не имеется данных о влагосодержании атмосферы, ошибка не превысит 1,5° К. При увеличении длины волны до 8—10 см влияние атмосферы на радиояркостную температуру резко падает и составляет при аналогичных условиях несколько десятых градуса.

Измерения температуры водной поверхности производились с помощью радиометрической аппаратуры, установленной на самолете

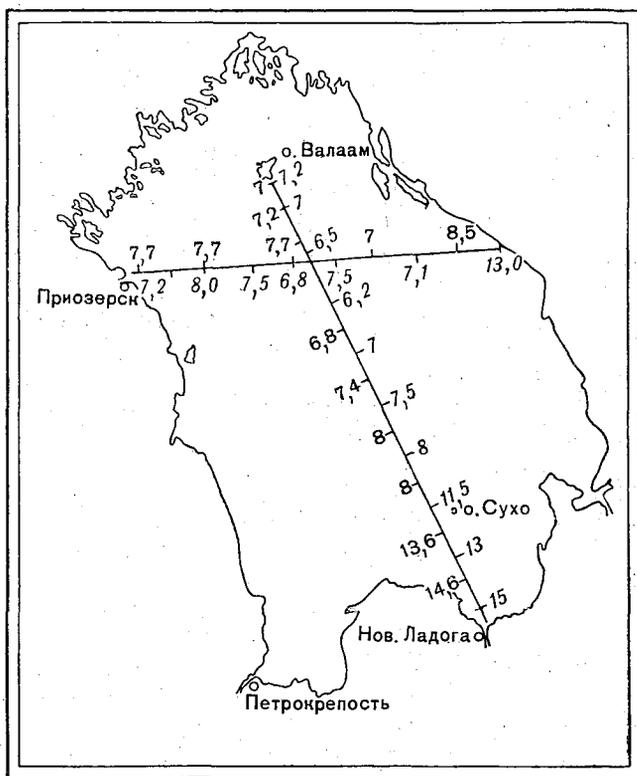


Рис. 1.

ИЛ-18, в районах Каспийского моря и Ладожского озера [5]. Для абсолютизации результатов измерений использовались как данные гидрометеостанций, так и специальные измерения температуры воды с помощью инфракрасного радиационного термометра ГГО, установленного на самолете ИЛ-14. Для сопоставлений на Каспийском море использовались также данные измерений температуры на рейсовых судах морского флота.

На рис. 1 представлена карта Ладожского озера, на которой нанесены температуры воды, полученные по данным измерения ИК-аппаратурой (курсивные цифры) и радиометром (прямые цифры), работающим в трехсантиметровом диапазоне. Перепады температур, измеренные на участке о. Валаам — Новая Ладога двумя приборами, различаются всего на 0,5°. На отдельных участках маршрута расхождение достигают 1°. Эти измерения проводились в ночное время при безоблачном небе.

Аналогичные результаты получены при температурной съемке Ладожского озера, выполненной 10/X в дневное время (рис. 2). Здесь измерения инфракрасным радиационным термометром не проводились и для сопоставления использовались измерения станций на о. Сухо и на о. Валаам.

На рис. 3 представлена карта Каспийского моря, полученная при измерениях за несколько дней осенью 1966 г. На этой карте нанесено четыре маршрута, выполненные в период с 28/IX по 8/X 1966 г. Измерения на маршруте о. Нефтяные Камни — о. Тюлений 8/X сопровождалось одновременными измерениями температуры воды инфракрасным радиационным термометром ГГО с самолета ИЛ-14. Все измерения были выполнены при безоблачной или малооблачной погоде (2—3 балла C_u),

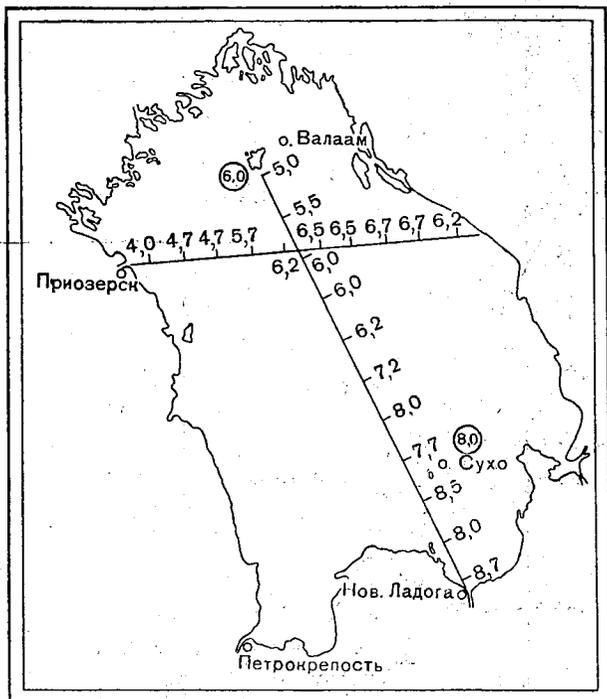


Рис. 2.

за исключением полета 8/X, во время которого на отдельных участках (к северу от траверза Махачкалы) облачность достигала 7—8 баллов.

Для оценки погрешности измерений были выполнены многократные измерения температуры воды на участке с постоянной температурой протяженностью около 30 км в районе о. Нефтяные Камни. Температура воды контролировалась по данным измерений ГМС Нефтяные Камни. В течение часа было выполнено 20 измерений температуры:

Измерение	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Температура, град.	21,6	20,8	20,2	21,3	21,0	21,0	20,8	20,2	20,8	20,5
Измерение	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20 Среднее
Температура, град.	21,0	20,5	20,2	21,6	22,6	21,3	21,0	20,2	22,4	20,5 21,0

Средняя температура, полученная по этим измерениям, практически совпала с фактической температурой воды по данным измерений ГМС

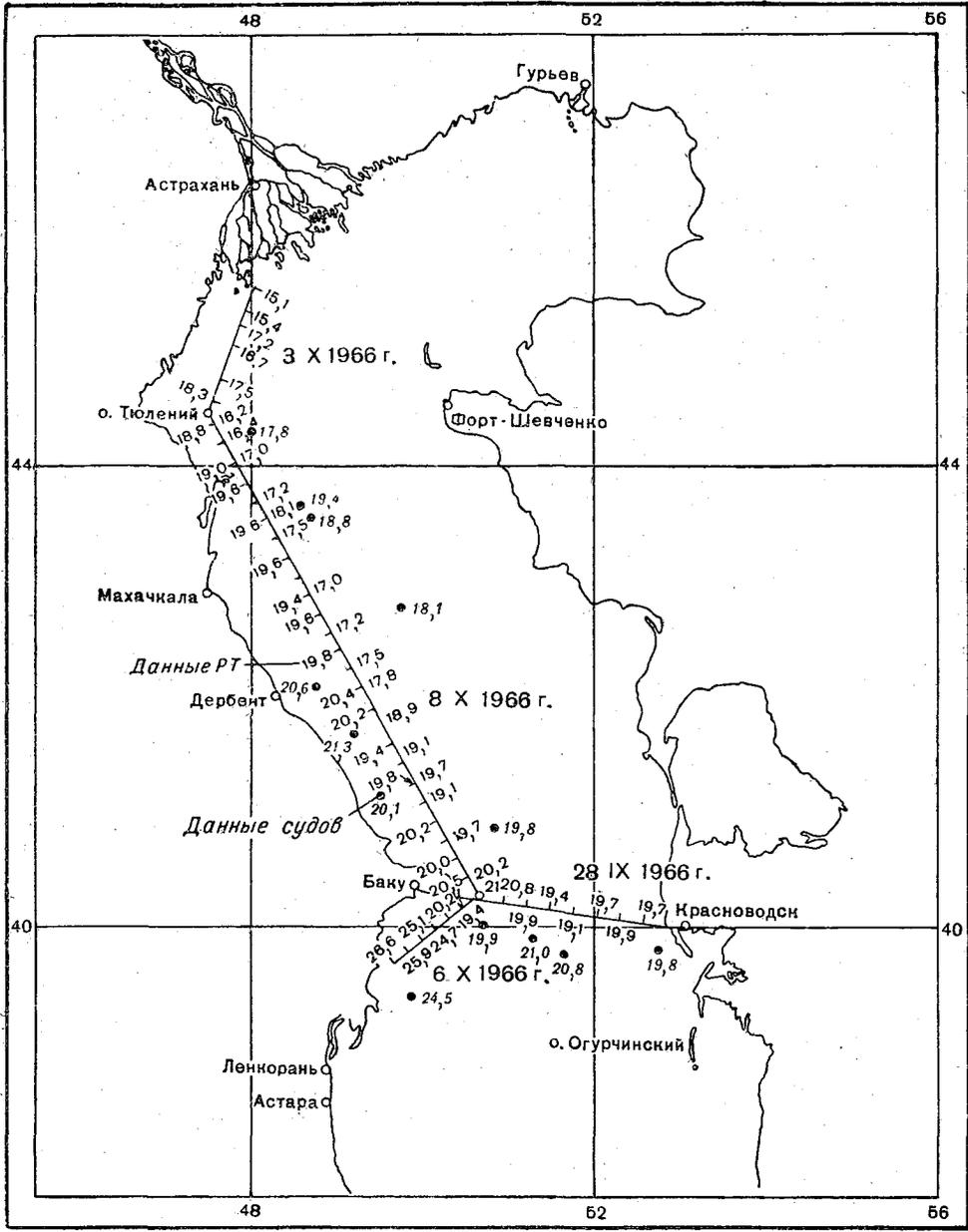


Рис. 3.

Нефтяные Камни. Расхождение составило всего $0,3^\circ$. Среднеквадратическая ошибка измерений по отношению к средней температуре составила $0,7^\circ$. Наибольшее отклонение от среднего значения $\Delta t_{\text{макс}} = 1,6^\circ$.

Аналогичные сопоставления были выполнены по результатам измерений на маршруте о. Нефтяные Камни — о. Тюлений, которые сопровождалось измерениями температуры воды радиационным термометром. В этом случае наибольшее расхождение между измерениями $\Delta t_{\text{макс}} = 2,9^\circ$, а среднеквадратическое расхождение между 19 измерениями, полученными на маршруте, получилось около 2° . Значительно худшие результаты в определении температуры воды здесь можно объяснить влиянием солёности воды, которая сильно меняется по маршруту. При вычислении же истинной температуры воды использовался по всему маршруту постоянный коэффициент излучения.

Полученные результаты показывают, что метод измерения температуры воды по радиоизлучению, хотя и не может по точности абсолютных значений пока конкурировать с методами инфракрасной техники, является весьма перспективным. Использование диапазона 8—10 см позволяет практически избавиться от влияния атмосферы и проводить измерения сквозь облака. Однако необходимо существенно увеличить флуктуационную чувствительность радиометра, доведя ее до $0,2—0,5^\circ \text{К}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурвич А. С., Егоров С. Т. Определение температуры поверхности моря по ее тепловому излучению. Физика атмосферы и океана, т. 2, № 3, 1966.
2. Шифрин К. С., Ионина С. Н. Тепловое излучение и отражение от волнующейся поверхности моря в микроволновой области. См. настоящий сборник.
3. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения. См. настоящий сборник.
4. Волчок Б. А., Черняк М. М. Перенос микроволнового излучения в облаках и осадках. См. настоящий сборник.
5. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Волков В. Г. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения. См. настоящий сборник.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛЬДА В САНТИМЕТРОВОМ И ДЕЦИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ

1. Расчетные соотношения и электрические параметры воды и льда

В диапазоне радиоволн яркостная температура теплового излучения однородной полубесконечной среды определяется выражением

$$T_{\text{я}} = \int_0^{\infty} \kappa(r) T(r) \exp(-\tau_r) dr, \quad (1)$$

где $\kappa(r)$ — коэффициент поглощения электромагнитной энергии в среде, $T(r)$ — термодинамическая температура среды в градусах Кельвина, $\tau_r = \int_0^r \kappa(r) dr$ — оптическая толщина среды, r — длина пути интегрирования теплового излучения.

Рассмотрим случай трехслойного пространства (рис. 1), когда на поверхности воды (среда 3) находится слой однородного льда конечной толщиной l_2 с плоскими границами раздела.

Принимаемое в воздухе тепловое радиоизлучение в данном случае состоит из трех составляющих, соответствующих излучению воды, прошедшему через границы раздела вода/лед и лед/воздух, прямому излучению слоя льда, прошедшему через границу раздела лед/воздух, и, наконец, обратному излучению слоя льда, отраженному от границы раздела лед/вода и прошедшему через границу лед/воздух. Тепловое излучение воды и обратное излучение льда наряду с поглощением в слое льда испытывает многократные отражения на его границах.

Вследствие большого поглощения в воде будет излучать очень тонкий слой, непосредственно примыкающий к поверхности льда, термодинамическую температуру которого можно считать постоянной и равной 273°K .

С учетом сказанного, производя замену переменной под интегралом в формуле (1), согласно $r_2 = z \operatorname{cosec} h_2$, для яркостной температуры суммарного излучения воды и слоя льда, принимаемого в воздухе под углом скольжения h_1 , обозначив ее через $T_{\text{я}321}$, можно написать следующее выражение:

$$T_{\text{я}321} = [1 - |R_{21}(h_1)|^2] \left\{ \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} |R_{21}(h_1)|^{2n} |R_{23}(h_1)|^{2n} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp\left(-2n \int_0^{l_2} \kappa_2(z) \operatorname{cosec} h_2 dz\right) \right] [T_3(1 - |R_{23}(h_1)|^2) + |R_{23}(h_1)|^2 \times \right.$$

$$\times \int_0^{l_2} \kappa_2 [T_2(z)] T_2(z) \operatorname{cosec} h_2 \exp \left(- \int_0^z \kappa_2 [T_2(z)] \operatorname{cosec} h_2 dz \right) dz \Bigg] +$$

$$\left. + \int_0^{l_2} \kappa_2 [T_2(z)] T_2(z) \operatorname{cosec} h_2 \exp \left(- \int_0^z \kappa_2 [T_2(z)] \operatorname{cosec} h_2 dz \right) dz \right\}, \quad (2)$$

где T_3 — термодинамическая температура излучающего слоя воды, равная 273° К, $T_2(z)$ — термодинамическая температура слоя льда, линейно зависящая от z , $R_{21}(h_1)$ и $R_{23}(h_1)$ — френелевские коэффициенты отражения на границах раздела лед/воздух и лед/вода, которые определяются комплексными диэлектрическими проницаемостями соответствующих сред, $\kappa_2 [T_2(z)]$ — коэффициент поглощения электромагнитной энергии в слое льда, зависящий от его температуры. Угол h_2 связан с углом h_1 законом Снеллиуса. В данном случае $\cos h_2 = \frac{\cos h_1}{\sqrt{\epsilon_2}}$, так как $\epsilon_1 = 1$.

Расчеты радиояркостной температуры $T_{\lambda 321}$ были выполнены на БЭСМ-2 для длин волн 3, 10 и 30 см при разной температуре поверхности льда в диапазоне от -5 до -30° С. При вычислениях использовались значения электрических параметров воды и льда, взятые из работ [1—5].

В табл. 1 для трех длин волн приведены ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ пресной воды при температуре 0° С и пресного льда при температуре -12° С.

Температурная зависимость ϵ льда проявляется лишь на частотах, меньших 10^5 гц, поэтому в рассматриваемом диапазоне ϵ льда от температуры не зависит. $\operatorname{tg} \delta$ льда в сантиметровом диапазоне с понижением температуры уменьшается примерно по экспоненциальному закону [2]. Коэффициент поглощения электромагнитной энергии в слое льда, учитывая, что $\operatorname{tg} \delta$ льда при отрицательных температурах значительно меньше единицы, можно рассчитать по формуле

$$\kappa = \frac{2\pi \operatorname{tg} \delta \sqrt{\epsilon}}{\lambda} \text{ непер/м}, \quad (3)$$

или

$$\kappa = \frac{2\pi \cdot 8,686 \operatorname{tg} \delta \sqrt{\epsilon}}{\lambda} \text{ дб/м}.$$

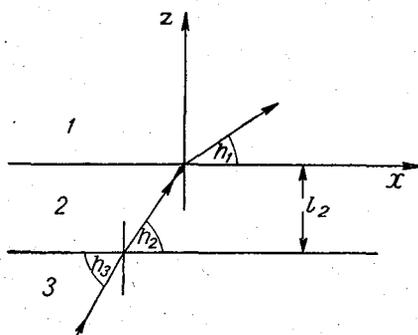


Рис. 1. Схема трехслойного пространства.

1 — воздух ($\epsilon_1=1$), 2 — лед ($\epsilon_2, \operatorname{tg} \delta$),
3 — вода ($\epsilon_3, \operatorname{tg} \delta$).

Таблица 1

Значения ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ пресной воды и пресного льда

λ	Вода 0° С		Лед -12° С	
	ϵ	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^4$	ϵ	$\operatorname{tg} \delta \cdot 10^4$
3	40	10 000	3,1	7
10	80	4 000	3,25	9
30	90	1 100	3,4	12,5

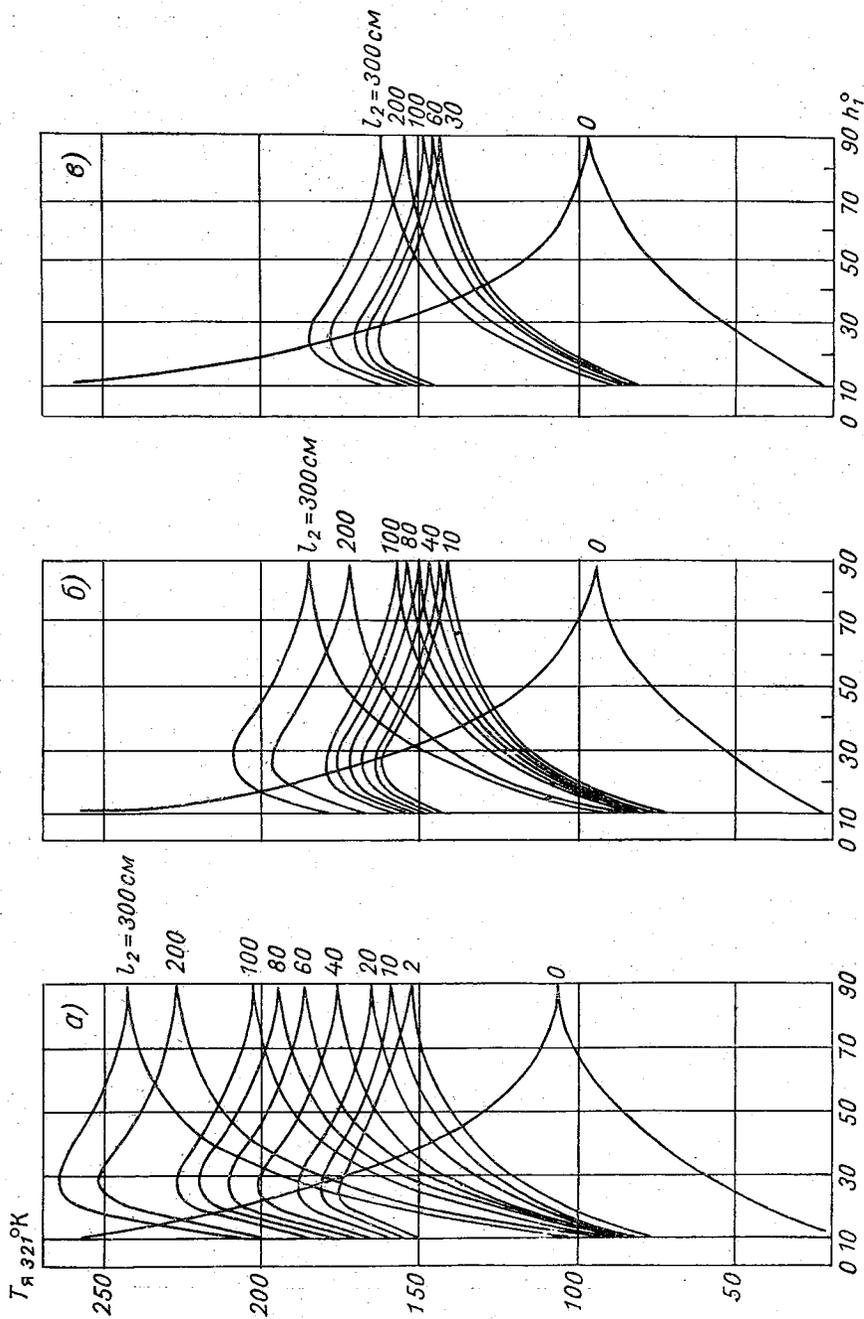


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры $T_{я,322}$ от угла скольжения h_t при вертикальной и горизонтальной поляризации для трех длин волн и разной толщины льда.

а — $\lambda = 3$ см $t_{пов. льда} = -5^{\circ C}$, б — $\lambda = 10$ см, $t_{пов. льда} = -10^{\circ C}$, в — $\lambda = 30$ см, $t_{пов. льда} = -10^{\circ C}$.

2. Анализ результатов расчета $T_{я321}$

Результаты расчета радиояростной температуры, выполненные для вертикальной и горизонтальной поляризации при изменении угла скольжения h_1 от 10 до 90°, представлены на рис. 2. Суммарное тепловое излучение воды и слоя льда является поляризованным. В случае небольших углов скольжения степень зависимости $T_{я321}$ от толщины льда l_2 весьма слабая и плавно растет с увеличением угла скольжения при горизонтальной поляризации в диапазоне углов от 10 до 90°, при вертикальной — от 10 до 25°, не меняясь при дальнейшем увеличении угла скольжения.

С увеличением длины волны яркостная температура уменьшается, особенно резко в области волн до 10 см. В дециметровом диапазоне зависимость $T_{я321}$ от длины волны выражена слабее.

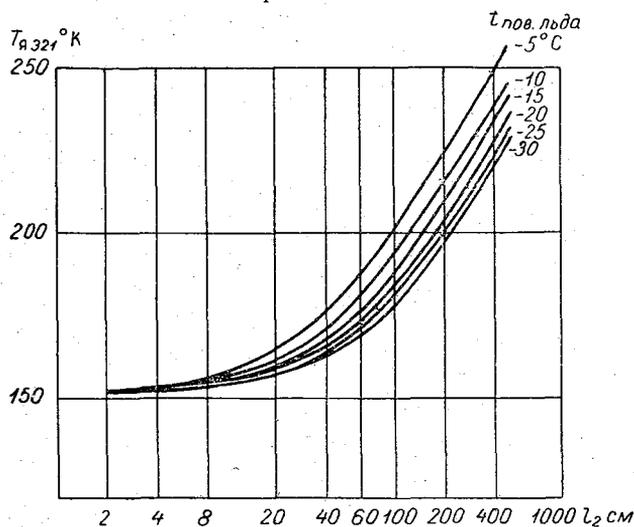


Рис. 3. Зависимость яркостной температуры $T_{я321}$ от толщины льда на волне 3 см при угле скольжения $h_1=90^\circ$ для разной температуры поверхности льда.

При толщине льда, не превышающей 110 см, наибольшая крутизна кривой $T_{я321}=f(l_2)$ имеет место на волне 3 см, быстро уменьшаясь с ростом толщины льда по сравнению с более медленным уменьшением ее на волне 10 см. Крутизна кривой $T_{я321}=f(l_2)$ на волне 30 см с ростом толщины льда практически не меняется. Таким образом, при большой толщине льда ($l_2 > 100$ см) различие в крутизне кривых зависимости яркостной температуры от толщины льда на разных длинах волн сглаживается.

Влияние температуры поверхности льда на яркостную температуру излучения в случае рассматриваемой модели растет с увеличением толщины льда и характеризуется уменьшением $T_{я321}$ при понижении температуры поверхности (рис. 3—5).

Наряду с расчетами яркостной температуры суммарного излучения воды и слоя льда были выполнены расчеты радиояростной температуры теплового излучения открытой поверхности воды при температуре 0°С. Вычисления производились по формуле

$$T_{я31} = T_3 (1 - |R_{31}(h_1)|^2), \quad (4)$$

где T_3 — термодинамическая температура излучающего слоя воды, равная 273°К, $R_{31}(h_1)$ — френелевский коэффициент отражения на границе раздела вода/воздух.

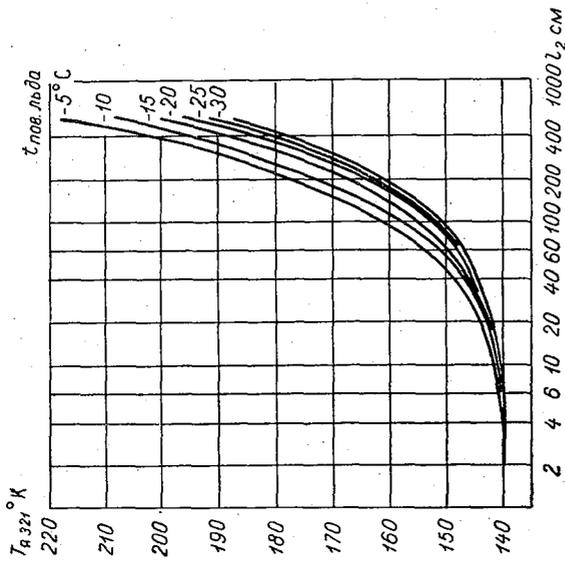


Рис. 4. Зависимость яркостной температуры $T_{Я321}$ от толщины льда на волне 10 см при угле скольжения $\beta_1=90^\circ$ для разной температуры поверхности льда.

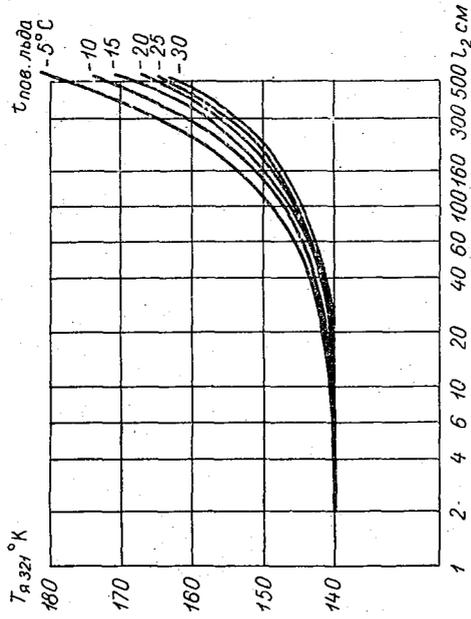


Рис. 5. Зависимость яркостной температуры $T_{Я321}$ от толщины льда на волне 30 см при угле скольжения $\beta_1=90^\circ$ для разной температуры поверхности льда.

Зависимость $T_{я31}$ от угла скольжения h_1 при вертикальной и горизонтальной поляризации для трех длин волн приведена на рис. 2 (случай $l_2=0$).

При горизонтальной поляризации образование на поверхности воды сравнительно тонкого слоя прозрачного льда толщиной порядка длины волны при любом угле скольжения сопровождается скачком яркостной температуры, который составляет примерно $45-50^\circ\text{K}$.

При вертикальной поляризации радиояркостная температура излучения воды, прошедшего через слой прозрачного льда, становится больше радиояркостной температуры излучения открытой поверхности воды при углах скольжения, превышающих угол Брюстера. Другой отличительной особенностью теплового излучения воды, покрытой слоем льда, является его относительная деполаризация по сравнению с излучением открытой поверхности воды.

Степень поляризации можно характеризовать коэффициентом поляризации, который равен отношению разности яркостных температур при вертикальной и горизонтальной поляризации к их сумме:

$$p = \frac{T_{я\text{ верт}} - T_{я\text{ гор}}}{T_{я\text{ верт}} + T_{я\text{ гор}}} \quad (5)$$

3. Сравнение с экспериментальными данными

Для сравнения расчетных данных с экспериментальными использовались результаты радиометрических исследований теплового излучения пресного льда толщиной $70-90$ см на Медвежьих озерах Московской области и морского льда толщиной $1,8-2$ м в районе о. Диксон на волнах $3,2$ и 30 см.

Относительные погрешности измерения яркостных температур на волне $3,2$ см в среднем составляли 13% и на волне 30 см — 20% . С целью исключения влияния снежного покрова при проведении измерений радиои-злучения чистого льда снег был убран.

Типичные примеры сравнения расчетных кривых зависимости $T_{я321}$ от угла скольжения h_1 при вертикальной и горизонтальной поляризации с экспериментальными данными для пресного льда приведены на рис. 6 и 7. На волне $3,2$ см радиои-злучение существенно деполаризовано: экспериментальные значения яркостных температур при вертикальной поляризации меньше, а при горизонтальной больше расчетных. На волне 30 см поляризационные свойства излучения выражены сильнее, чем в сантиметровом диапазоне.

Как видно из рис. 8, значения поляризационных характеристик для разной оптической толщины льда τ , достаточно хорошо совпадают с расчетными кривыми, соответствующими рассматриваемой модели с плоскими границами. Сопоставление поляризационных характеристик в дециметровом и сантиметровом диапазоне (рис. 9 и 10) показывает, что степень деполаризации излучения по сравнению с расчетными данными заметно увеличивается с укорочением длины волны. Это объясняется, очевидно, большим влиянием шероховатости границ раздела в сантиметровом диапазоне.

На рис. 11 приведены две расчетные кривые коэффициента поляризации для гладкой и шероховатой поверхности раздела лед/воздух при $\epsilon_2=3,1$. Экспериментальные точки, полученные при измерении теплового излучения пресного льда на волне $3,2$ см, близки к расчетной кривой для шероховатой поверхности.

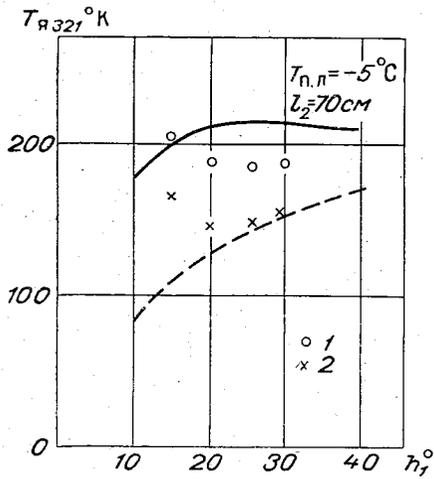


Рис. 6. Сравнение яркостной температуры теплового излучения пресного льда с расчетными кривыми на волне 3,2 см.

1 — вертикальная поляризация, 2 — горизонтальная поляризация.

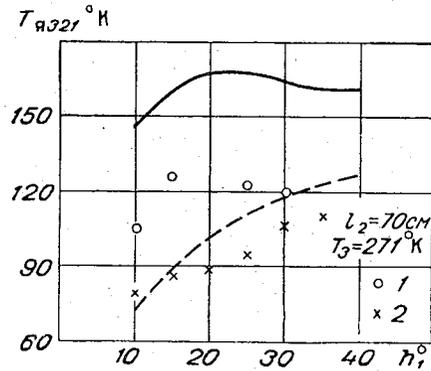


Рис. 7. Сравнение яркостной температуры теплового излучения пресного льда с расчетными кривыми на волне 30 см.

Усл. обозначения см. рис. 6.

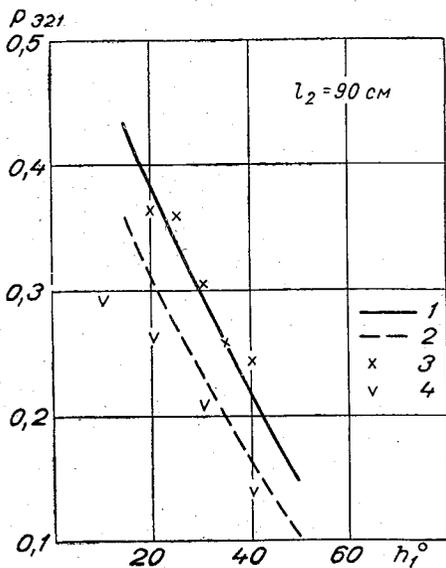


Рис. 8. Сравнение поляризационных характеристик теплового излучения пресного льда с расчетными кривыми при разной оптической толщине льда на волне 30 см.

1 — $\tau_r = 0,215$, 2 — $\tau_r = 0,43$, 3 — 19/III $T_1 = -4^\circ \text{C}$, 4 — 28/III $T_1 = -1,5^\circ \text{C}$.

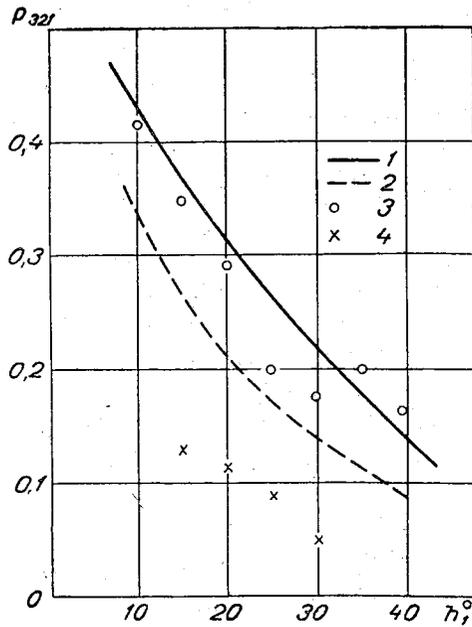


Рис. 9. Сравнение поляризационных характеристик теплового излучения пресного льда толщиной 70 см с расчетными кривыми.

1 — $\tau_r = 0,02$, 2 — $\epsilon_2 = 3,1$, 3 — $\lambda = 30$ см, 4 — $\lambda = 3,2$ см.

Из рис. 10 следует, что интегральное поглощение в слое соленого льда больше по сравнению с пресным. Поляризационная характеристика соленого льда идет ниже расчетной поляризационной кривой для пресного льда.

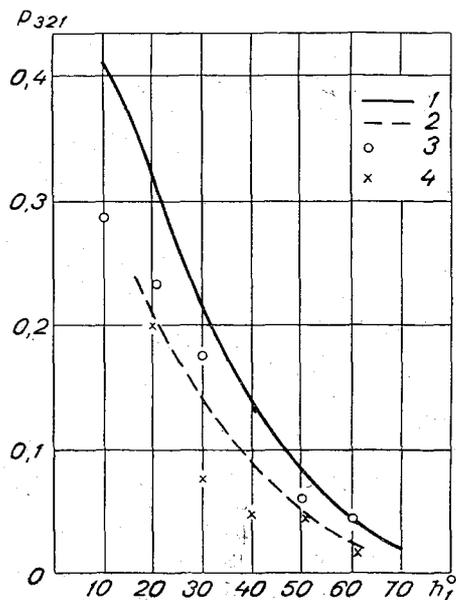


Рис. 10. Сравнение поляризационных характеристик теплового излучения соленого льда с расчетными кривыми.

1 — $\tau_r=0,04$, 2 — $\varepsilon_2=3,1$, 3 — $\lambda=30$ см.
4 — $\lambda=3,2$ см.

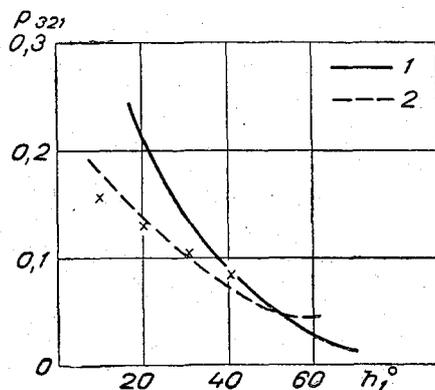


Рис. 11. Сравнение поляризационных характеристик теплового излучения пресного льда толщиной 90 см на волне 3,2 см с расчетными кривыми для гладкой (1) и шероховатой (2) поверхности раздела лед/воздух при $\varepsilon_2=3,1$, $T_1=6^\circ\text{C}$, $h_{ш}=40^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хиппель А. Диэлектрики и их применение. Госэнергоиздат, М.—Л., 1959.
2. Cumming W. A. Dielectric Properties of Ice and Snow. J. Appl. Phys., vol. 23, Nos 7—8, 1952.
3. Watt A. D., Maxwell E. L. Measured Electrical Properties of Snow and Glacial Ice. J. Res. Nat. Bur. Stand., vol. 24D, No. 4, July—Aug. 1960.
4. Рудаков В. Н., Богородский В. В. К вопросу об измерении толщины ледников электромагнитными методами. ЖТФ, т. 30, вып. 1, 1960.
5. Saxton J. A., a. o. Dielectric Properties of Sea Water. "Wireless Engineer", vol 29, No. 349, October 1952.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение. Основы методики

Определение общего влагосодержания и вертикального распределения водяного пара в атмосфере является актуальной задачей спутниковой метеорологии. В настоящее время в основном разрабатываются методы определения интегрального влагосодержания по измерениям спектральной интенсивности уходящего излучения в инфракрасной области спектра в полосах поглощения водяного пара.

Линии поглощения H_2O существуют в микроволновой области спектра. Измерения в этом диапазоне обладают рядом преимуществ по сравнению с методами ИК-техники, основными из которых являются возможность измерения сквозь облака, прозрачные в радиодиапазоне, и более высокая чувствительность радиоприемных устройств.

Вместе с тем имеют место и определенные трудности, связанные с учетом излучения земной поверхности, обладающей большими и сильно изменяющимися коэффициентами отражения.

При изучении микроволнового излучения атмосферы удобно использовать выражение для радиоярких температур, а не для интенсивностей, имея в виду линейную связь между ними, определяемую формулой Релея—Джинса.

Радиояркая температура восходящего излучения связана с профилем температуры и с температурой подстилающей поверхности следующим соотношением:

$$T_{я} = \epsilon T_{п} \exp\left(-\int_0^h \alpha \sec \theta' dz\right) + \int_0^h T(z) \alpha \sec \theta' \exp\left(-\int_z^h \alpha \sec \theta' dz\right) dz +$$

$$+ \left\{ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} r(\theta, \varphi, \theta', \varphi') \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{\infty} T(z) \alpha \sec \theta \exp \times \right.$$

$$\left. \times \left(-\int_0^z \alpha \sec \theta dz\right) dz \right\} \exp\left(-\int_0^h \alpha \sec \theta' dz\right), \quad (1)$$

где $T_{п}$ — физическая температура подстилающей поверхности, $T(z)$ — физическая температура атмосферы на высоте z , α — коэффициент ос-

лабления в атмосферных газах, θ, φ — угловые координаты падающего излучения, θ', φ' — угловые координаты уходящего излучения, $r(\theta, \varphi, \theta', \varphi')$ — коэффициент яркости земной поверхности, ε — коэффициент излучения подстилающей поверхности, h — высота, на которой расположен приемник излучения, z — вертикальная координата.

Первый член формулы описывает излучение подстилающей поверхности, ослабленное слоем атмосферы и приходящее на некоторую высоту h над уровнем моря.

Второй член представляет собой излучение слоя атмосферы от уровня земли до высоты h .

Третье слагаемое описывает излучение всей атмосферы, отраженное от подстилающей поверхности и ослабленное слоем атмосферы от 0 до h . Эта формула справедлива для тех случаев, когда можно пренебречь учетом рассеяния, что имеет место при переносе микроволновой радиации в безоблачной атмосфере [1]. Кроме того, здесь не учитывается радиоизлучение космоса, так как в диапазоне длин волн короче 10 см величина его пренебрежимо мала [7].

Исследование спектра поглощения основных газов атмосферы показывает, что только кислород и водяной пар обладают существенным поглощением на волнах длиннее 1 мм.

В микроволновой области находятся линии резонансного поглощения кислорода, центрированные вблизи $\lambda=0,25$ см и $\lambda=0,5$ см, и линии водяного пара, приведенные в табл. 1 [8].

Таблица 1

Длина волны, мм	Относительная интенсивность
13,48	1
$2,6 \pm 0,2$	$3,3 \cdot 10^{-4}$
$1,63 \pm 0,2$	$1,9 \cdot 10^2$
$1,3 \pm 0,2$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
$1,2 \pm 0,2$	$1,6 \cdot 10^{-4}$

Наибольший интерес для измерения влагосодержания представляет линия $\lambda=1,35$ см, которая не совпадает с линиями поглощения кислорода и имеет оптимальный коэффициент поглощения, позволяющий получить информацию о содержании водяного пара во всей толще атмосферы.

Таким образом, при расчете ослабления микроволновой радиации необходимо учитывать только поглощение в O_2 и H_2O . Следовательно, коэффициент ослабления в формуле (1) будет иметь вид

$$\alpha = \alpha_{O_2} + \alpha_{H_2O}. \quad (2)$$

Здесь следует отметить важное преимущество микроволнового диапазона по сравнению с инфракрасным. В микроволновой области спектра поглощение происходит в отдельных линиях, расположенных на значительно постоянном друг от друга. Ширина линии $\lambda=1,35$ см составляет величину порядка $0,1$ см⁻¹ при полосе пропускания современных радиометров около $0,001$ см⁻¹. Это позволяет считать принимаемое излучение монохроматическим и использовать вместо функций пропускания обычные коэффициенты поглощения.

Расчеты коэффициентов поглощения были выполнены Ван-Флеком и Вейскопфом [9—11], а впоследствии уточнены С. А. Жевакиным, А. П. Наумовым [2, 3].

На рис. 1 представлен график зависимости удельного коэффициента поглощения водяного пара от давления и температуры, рассчитанного по формуле

$$\alpha_{\text{H}_2\text{O}} = 1,05 \cdot 10^{-28} \frac{N\nu^2 e^{-644/T}}{T^{5/2}} \left[\frac{\Delta\nu_p}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_p^2} + \frac{\Delta\nu_p}{(\nu + \nu_0)^2 + \Delta\nu_p^2} \right] + 7,6 \cdot 10^{-52} \frac{N\nu^2 \Delta\nu_p}{T^{3/2}} \text{ см}^{-1}, \quad (3)$$

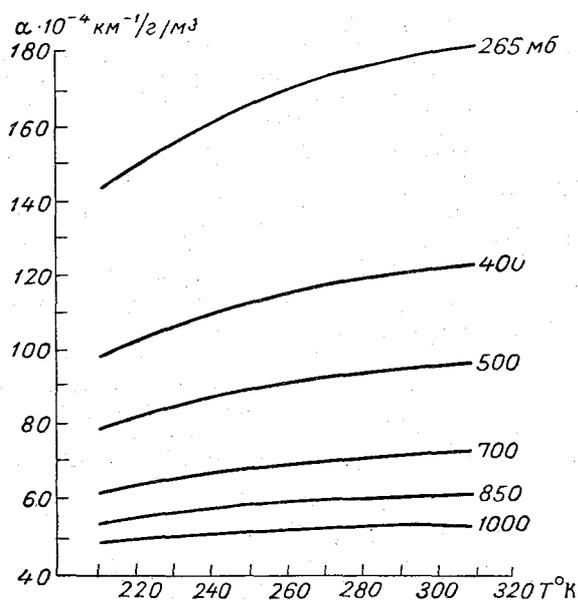


Рис. 1. Зависимость удельного коэффициента поглощения водяного пара от температуры и давления ($\lambda = 1,35$ см).

где N — количество молекул H_2O в единице объема, ν_0 — резонансная частота, $\Delta\nu_p$ — полуширина линии, обусловленная межмолекулярными столкновениями

$$\Delta\nu_p = 2,62 \cdot 10^9 \frac{P/760}{(T/318)^{5/8}} (1 + 0,0046\rho) \text{ сек.}^{-1}, \quad (4)$$

где P — атмосферное давление, ρ — плотность H_2O в г/м^3 .

Зависимость коэффициента поглощения в кислороде довольно хорошо известна:

$$\alpha_{\text{O}_2} = \alpha_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{5/2}, \quad (5)$$

где α_0 — коэффициент поглощения в O_2 для стандартных условий $P_0 = 1013$ мб, $T_0 = 293^\circ \text{К}$.

1. Микроволновое излучение атмосферы заданного строения.

Анализ влияния различных факторов

При выполнении расчетов радиоярких температур были использованы стандартные распределения температуры и влажности.

Для профиля температуры использовалась модель атмосферы, характеризующаяся следующими данными:

$$T(z) = \begin{cases} T_0 - \gamma_1 z & (0 \text{ км} \leq z \leq 11 \text{ км}) \\ T = T_{11} & (11 \text{ км} \leq z \leq 25 \text{ км}) \\ T_{11} + \gamma_2 z & (25 \text{ км} \leq z \leq 47 \text{ км}), \end{cases} \quad (6)$$

где $\gamma_1 = 6,5^\circ/\text{км}$, $\gamma_2 = 3,0^\circ/\text{км}$.

Для вертикального распределения удельной влажности использовалась модель, предложенная М. С. Малкевичем [3]:

$$q(z) = \begin{cases} q_0 e^{-0,48z} & (0 \text{ км} \leq z \leq 16 \text{ км}) \\ q_{16} e^{0,24(z-16)} & (16 \text{ км} \leq z \leq 31 \text{ км}). \end{cases} \quad (7)$$

При численном интегрировании уравнения (1) атмосфера была разбита на слои толщиной 0,5 км для первых 3 км, толщиной 1 км — до 11 км и толщиной 5 км — до 31 км.

Необходимые для расчетов данные по коэффициентам излучения водной поверхности при различном ее состоянии были взяты из [5].

По уравнению (1) и формулам для профилей метеоэлементов и коэффициентов излучения была составлена программа и выполнены расчеты на ЭВМ «Урал-4».

В табл. 2 приведены исходные параметры, по которым выполнялись расчеты: T_n — физическая температура подстилающей поверхности, ρ_0 — абсолютная влажность, U_0 , P_0 и T_0 — относительная влажность, атмосферное давление и температура воздуха у поверхности земли соответственно.

Таблица 2

Соленость воды, ‰	T_n °К	T_0 °К	U_0 %	P_0 мб	ρ_0 г/м ³
40	298	288	0, 20, 40, 60, 80, 100	1013	
		293	0, 20, 40, 60, 80, 100	1013	
		298	0, 20, 40, 60, 80, 100	1013	
		303	0, 20, 40, 60, 80, 100	1013	
	273	273	60, 80	1013	
		278	60, 80	1013	
0	283	278	60, 80	1013	
		283	60, 80	1013	
		288	60, 80	1013	
	293	288	60, 80	1013	
		293	60, 80	1013	
		298	60, 80	1013	
40	298	288		1013	7,5; 15
		293			7,5; 15
		298			7,5; 15
		303			7,5; 15
		298		1100	15
		298		900	15

Кроме того, были выполнены расчеты для реальных профилей метео-элементов, полученных при наземных и самолетных измерениях. Результаты расчетов представлены в виде сводного графика (рис. 2), где дана зависимость радиояркой температуры $T_{я}$ от количества осажженной воды W во всей толще атмосферы.

Для того чтобы легче было проследить зависимость радиояркой температуры от различных факторов, можно рассмотреть по отдельности все три члена, входящие в уравнение (1). На рис. 3 представлены зависимости составляющих радиояркой температуры при различных условиях. На рис. 3а показана зависимость радиояркой температуры поверхности воды (при $T_{п}=298^{\circ}\text{K}$, солёности 40‰), ослабленной влиянием толщи атмосферы с температурами у поверхности земли T_0 , равными 288, 293, 298 и 303°K , от общего влагосодержания. Из графика видно, что влияние температуры воздуха практически не сказывается.

На рис. 3б и в показаны зависимости излучения атмосферы и противоизлучения атмосферы, отраженного от поверхности воды, от влагосодержания. Эти графики по сравнению с рис. 3а имеют обратную зависимость от влагосодержания. Кроме того, здесь уже оказывает влияние и температура воздуха.

Рассматривая полученные результаты расчетов, можно оценить влияние отдельных факторов на точность измерения общего влагосодержания.

Солёность воды. Изменение солёности воды от 0 до 40‰ даёт в среднем приращение в радиояркой температурах до 3°K . Сказанное иллюстрируется табл. 3.

Таблица 3

$U_0\%$	$T_{п}^{\circ}\text{K}$	$T_0^{\circ}\text{K}$	$T_{я} (0\%/_{00})^{\circ}\text{K}$	$T_{я} (40\%/_{00})^{\circ}\text{K}$	$\Delta T_{я}^{\circ}$
60	298	288	145,7	148,7	3
80	298	288	153,2	156,2	3

Здесь рассмотрены два случая, отличающиеся по влагосодержанию. Оба они дают увеличение радиояркой температуры на 3° при переходе от пресной воды к солёной.

Температура воздуха у поверхности воды. Влияние температуры воздуха можно рассмотреть на материале табл. 4, в которой показаны изменения радиояркой температур при различном влагосодержании для двух температур воздуха ($T_0=288^{\circ}\text{K}$ и $T_0=303^{\circ}\text{K}$) над водной поверхностью ($T_{п}=298^{\circ}\text{K}$, солёность 40‰). При наибольшем влагосодержании, имеющем смысл при данных условиях, наибольшее изменение радиояркой температуры составило $3,2^{\circ}\text{K}$.

Таблица 4

W мм	$T_{я} (T_0=288^{\circ}\text{K})$	$T_{я} (T_0=303^{\circ}\text{K})$	$\Delta T_{я}^{\circ}$
5	131,7	132,3	0,6
10	140,6	142,4	1,8
15	149,5	151,3	1,8
20	157,8	160,0	2,2
24	164,0	167,2	3,2

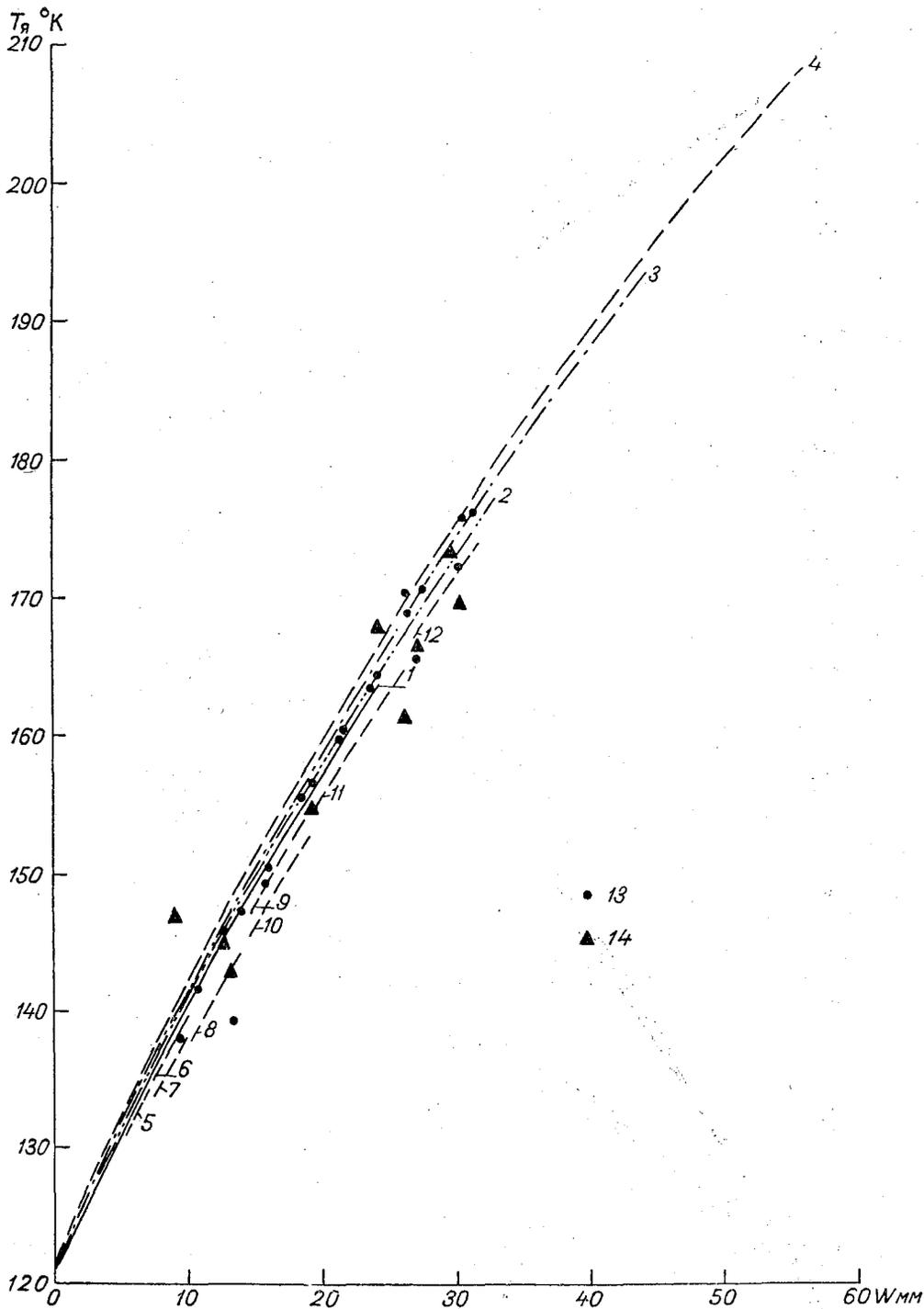


Рис. 2. Радиоизлучение системы земля — атмосфера ($\lambda=1,35$ см).

Морская вода ($T_{II}=298^\circ K, 40\%$): 1 — $T_0=288^\circ K$, 2 — $T_0=293^\circ K$, 3 — $T_0=298^\circ K$, 4 — $T_0=303^\circ K$; пресная вода ($T_{II}=273^\circ K, 0\%$): 5 — $T_0=273^\circ K$, 6 — $T_0=278^\circ K$; пресная вода ($T_{II}=283^\circ K, 0\%$): 7 — $T_0=278^\circ K$, 8 — $T_0=283^\circ K$, 9 — $T_0=288^\circ K$; пресная вода ($T_{II}=293^\circ K, 0\%$): 10 — $T_0=288^\circ K$, 11 — $T_0=293^\circ K$, 12 — $T_0=298^\circ K$; 13 — $T_{я}$ для реальных профилей, 14 — экспериментальные данные $T_{я}$.

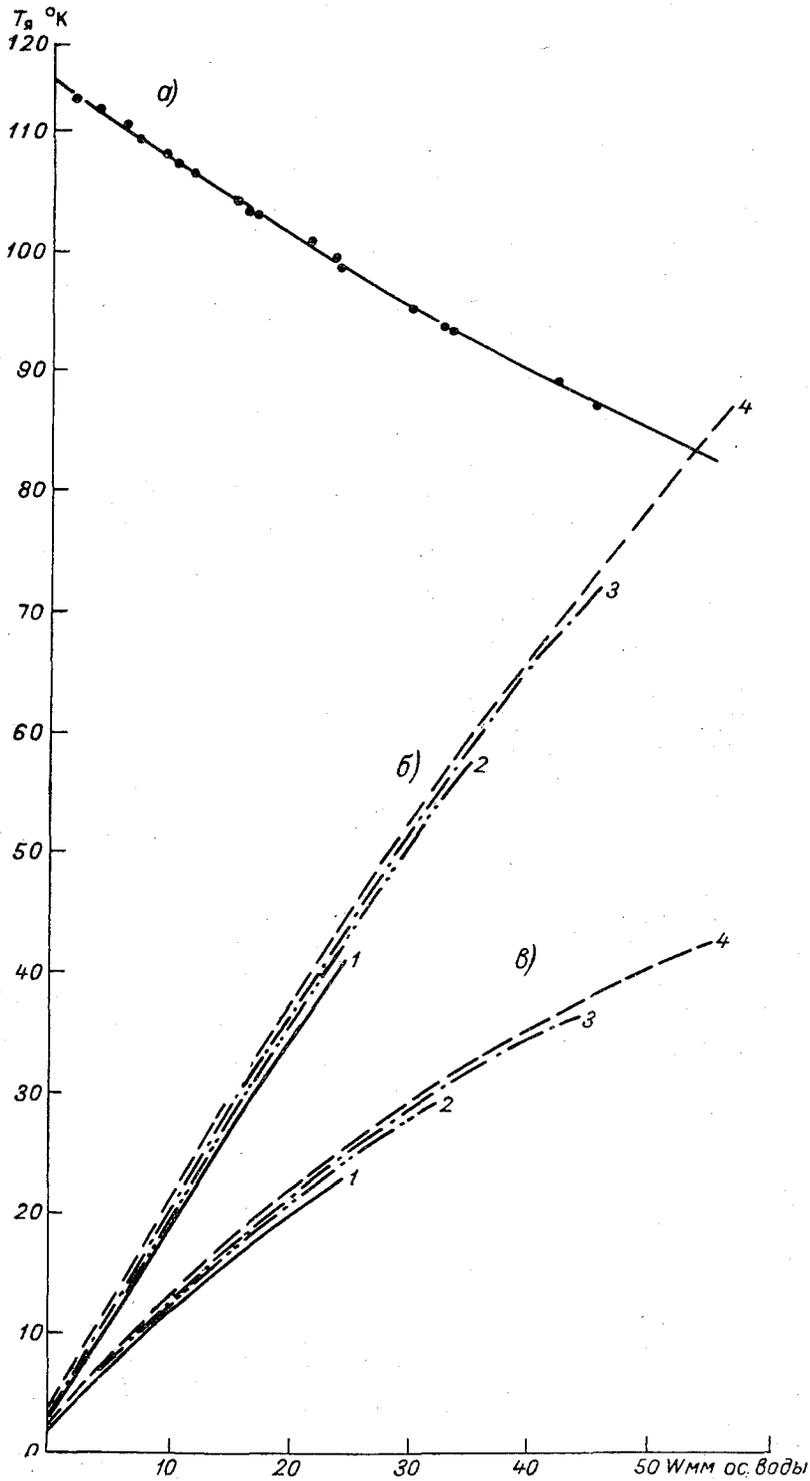


Рис. 3. Зависимость составляющих радиоизлучения системы земля — атмосфера от общего содержания водяного пара.
 1 — $T_0=288^\circ\text{K}$, 2 — $T_0=293^\circ\text{K}$, 3 — $T_0=298^\circ\text{K}$, 4 — $T_0=303^\circ\text{K}$.

Температура водной поверхности. Изменение температуры пресной воды на 10°C приводит к ошибке в измерении радиояростной температуры, не превышающей 2°K . Это видно из данных расчетов, приведенных в табл. 5.

Таблица 5

$U_0\%$	$T_0 = 278^{\circ}\text{K}$		$T_0 = 288^{\circ}\text{K}$	
	$T_{\text{п}} = 273^{\circ}\text{K}$	$T_{\text{п}} = 283^{\circ}\text{K}$	$T_{\text{п}} = 283^{\circ}\text{K}$	$T_{\text{п}} = 293^{\circ}\text{K}$
60	135,1	133,6	147,3	145,6
80	139,6	138,2	154,7	153,2

Атмосферное давление у поверхности земли. Изменение P_0 от 1100 до 900 мб приводит к перепаду в значениях $T_{\text{я}}$ в 6°K . Для реальных изменений P_0 , составляющих около 60—100 мб, $\Delta T_{\text{я}}$ составит 2—3 $^{\circ}\text{K}$.

Сравнение с реальными профилями метеоэлементов. Были рассчитаны значения радиояростных температур по профилям H_2O , полученным при измерениях в Воейково, над Ладожским озером и Каспийским морем для лета и осени. Максимальное расхождение между $T_{\text{я}}$, рассчитанными по реальному и стандартным профилям метеоэлементов, не превышает 4°K .

Приведенные примеры характеризуют влияние отдельных факторов на радиояростную температуру. Однако это не означает, что все они при определении погрешности должны суммироваться. Кроме того, оценку возможной точности измерений можно сделать по графику (см. рис. 2), построенному по результатам выполненных теоретических расчетов. Этот график охватывает широкий спектр различных метеорологических условий, характеризующих состояние атмосферы и водной поверхности, и по нему можно примерно оценить величину погрешности в определении общего влагосодержания, если известна только радиояростная температура водной поверхности. Эта погрешность определяется шириной семейства отдельных зависимостей $T_{\text{я}} = f(W)$. Результаты этой оценки представлены в табл. 6.

Таблица 6

Диапазон изменений влагосодержания, мм . . .	0—10	10—25	25—55
Абсолютная погрешность, мм осажденной воды	2,5	3,5	4,5

2. Самолетные измерения и их анализ

Экспериментальная проверка зависимости радиоизлучения подстилающей поверхности и атмосферы от общего влагосодержания производилась по измерениям с самолета ИЛ-18. Методика измерений и аппаратура, использовавшиеся в этих полетах, описаны подробно в [6].

Полеты выполнялись над Каспийским морем и Ладожским озером летом и осенью 1966 г. при безоблачном небе. Кроме того, осенью 1965 г. в пос. Воейково на обсерваторской базе были выполнены измерения радиояростных температур неба в зените с помощью той же аппаратуры, установленной в наземных условиях.

Над выбранными однородными по температуре участками водной поверхности осуществлялось вертикальное зондирование атмосферы до высоты 9—10 км с одновременными измерениями профиля температуры, влажности и давления с помощью электрометеорографа. В этом случае сравнить расчетные и экспериментальные значения радиояркостных температур, а также определить влагосодержание атмосферы по измеренной радиояркостной температуре можно, пользуясь теоретическими расчетами (см. рис. 2).

При определении общего влагосодержания $W_{\text{я}}$ по графикам рис. 2 данные о температуре пресной или соленой воды брались среднеклиматические.

Результаты измерений и их сопоставление с теоретическими расчетами сведены в табл. 7.

Таблица 7

Дата	Район	$T_{\text{я}}^{\circ}\text{К}$ экспериментальная	$T_{\text{я}}^{\circ}\text{К}$ теоретическая	$ \Delta T_{\text{я}}^{\circ} $	$W_{\text{я}}$ мм	W мм	$\frac{\Delta W}{W}$ %
1966 г.							
11 VI	Ладожское озеро	154,8	156,8	2,0	19,0	19,2	1,0
13 VI	"	142,9	139,4	3,5	13,0	13,3	2,3
17 VI	"	144,8	145,8	1,0	14,0	12,6	11,0
20 VI	"	173,5	173,3	0,2	30,8	29,4	4,8
23 VI	"	167,0	164,8	2,2	27,5	24,1	14,1
28 IX	Каспийское море	170,0	173,0	3,0	27,4	29,9	8,4
3 X	"	167,0	166,0	1,0	25,4	26,9	5,6
6 X	"	161,7	170,9	9,2	22,0	26,0	15,4

Анализируя результаты сопоставления, можно отметить вполне удовлетворительное соответствие между результатами расчетов и экспериментом. Наибольшая относительная погрешность в определении общего влагосодержания составляет не более 16%, а средняя для всех случаев измерений составила 10%.

3. Наземные измерения и их анализ

Представляет интерес рассмотреть также данные, полученные при наземных измерениях, причем для сопоставления можно использовать теоретические расчеты, выполненные по формуле (1). Программа расчетов была составлена таким образом, что в качестве промежуточного результата на печать выдавалась радиояркостная температура неба

$$T_{\text{ян}} = \int_0^{\infty} T(z) \alpha \sec \theta \exp\left(-\int_0^z \alpha \sec \theta dz\right) dz. \quad (8)$$

Результаты расчетов по формуле (8) представлены в виде графика зависимости радиояркостной температуры от общего влагосодержания атмосферы при различных температурах воздуха у поверхности земли (см. табл. 2). По этим материалам произведены оценки влияния различных факторов, аналогичные выполненным для измерений сверху. Не останавливаясь на влиянии каждого из них, можно указать, что разброс значений общего влагосодержания, определяемый по наземным измерениям, оказывается меньшим, чем в предыдущем случае, и характеризуется данными табл. 8.

Таблица 8

Диапазон изменений влагосодержания, мм осаж- денной воды	0—10	10—25	25—55
Абсолютная погрешность, мм осажденной воды	1,0	2,5	3,5

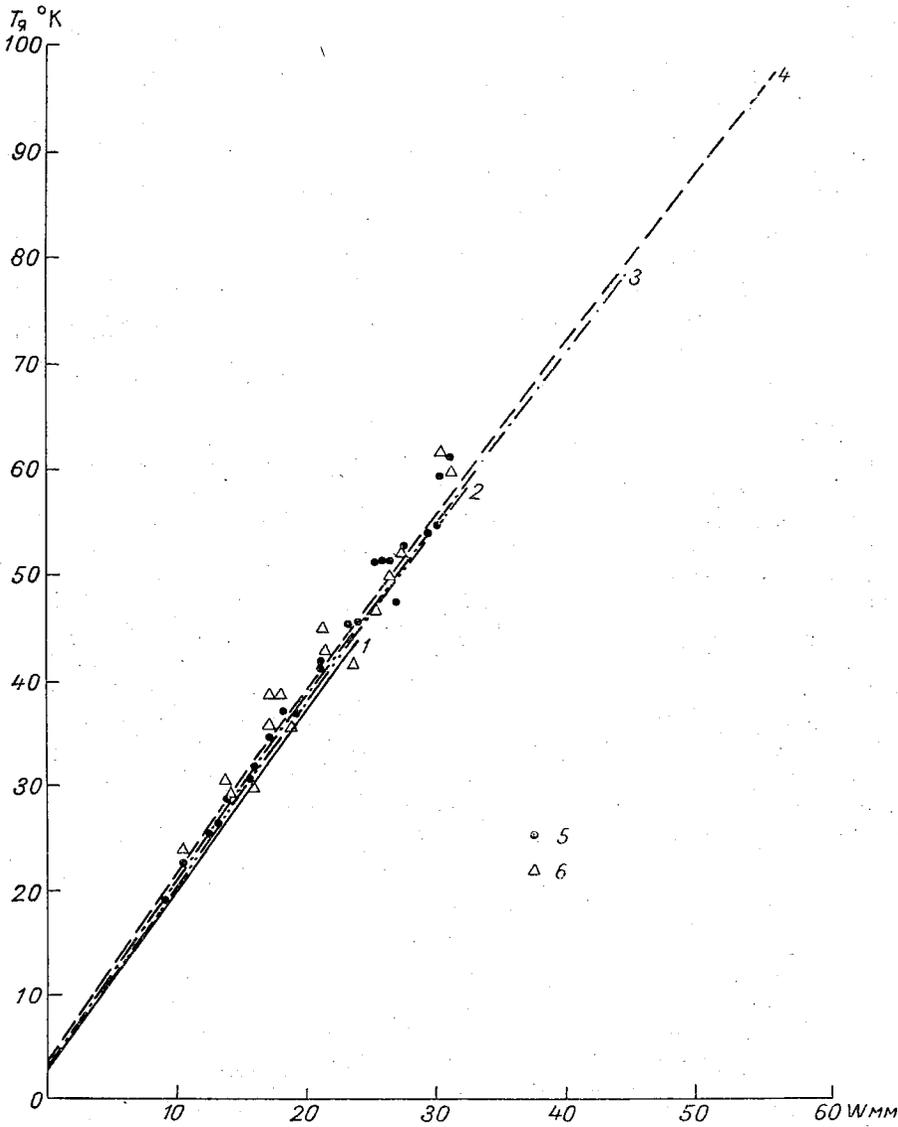


Рис. 4. Радиоизлучение безоблачного неба.

1 — $T_0=288^\circ\text{K}$, 2 — $T_0=293^\circ\text{K}$, 3 — $T_0=298^\circ\text{K}$, 4 — $T_0=303^\circ\text{K}$, 5 — $T_{я.н}$ для реальных профилей, 6 — экспериментальные данные $T_{я.н}$.

Для практического использования результатов расчетов можно предложить корреляционное уравнение между общим влагосодержанием в сантиметрах осажденной воды и радиояркой температурой неба

$$W = 0,056T_{я} - 0,16. \quad (9)$$

Выполненные расчеты были проверены путем сопоставления с данными наземных измерений радиоярких температур неба, результаты которых представлены в табл. 9

Таблица 9

Дата	$T_{ян} \text{ } ^\circ\text{K}$ экспериментальная	$T_{ян} \text{ } ^\circ\text{K}$ теоретическая	$ \Delta T_{я}^\circ $	$W_{я}$ мм	$W_{p/3}$ мм	$\frac{\Delta W}{W_{p/3}} \text{ } \%$	W_a мм	$\frac{\Delta W}{W_a} \text{ } \%$
1965 г.								
7 VIII	49,9	51,4	1,5	24,8	22,25	6,9	23,5	5,5
9 VIII	29,0	28,6	0,4	15,0	13,84	8,6	13,0	15,3
9 IX	42,5	41,9	0,6	23,2	21,40	8,4	19,8	17,1
9 IX	38,8	45,3	6,5	21,2	23,40	9,4	17,9	18,4
10 IX	60,0	61,2	1,2	34,0	31,00	9,7	28,5	19,2
11 IX	46,80	53,10	6,3	26,0	27,3	4,8	21,9	18,7
16 IX	30,0	31,8	1,8	15,8	16,0	13,0	13,5	17,0
18 IX	35,8	34,8	1,0	19,2	17,2	12,0	16,4	17,0
25 IX	35,0	41,4	6,4	18,8	21,2	11,0	16,0	17,5
2 X	16,5	22,7	6,2	8,1	10,6	23,6	6,8	19,1

Данные общего влагосодержания всей толщи атмосферы $W_{p/3}$ получены по результатам радиозондирования метеостанции Воейково.

Анализируя результаты сопоставления, можно отметить, что и в этом случае наблюдается вполне удовлетворительное совпадение результатов расчетов и эксперимента. Ошибка в определении $T_{ян}$ по расчетам не превышает 6°K . Это, с одной стороны, характеризует точность измерений, обеспечиваемую измерительной аппаратурой, а с другой стороны, подтверждает правильность выбора теоретической схемы и модели атмосферы.

Наибольшая относительная погрешность в определении общего влагосодержания по наземным измерениям радиояркой температуры неба в зените не превышает 24%, а средняя — 11%. Кроме того, сравнивая общее влагосодержание $W_{я}$, определенное по графику рис. 4, и W_a , определенное по аппроксимационной формуле, можно заметить, что средняя относительная ошибка при использовании формулы не превышает 16%.

Выводы

Полученный теоретический и экспериментальный материал полностью подтверждает возможность определения общего влагосодержания безоблачной атмосферы по измерению радиоизлучения подстилающей поверхности и атмосферы в полосе поглощения водяного пара $\lambda = 1,35$ см.

Используя радиометрическую аппаратуру, аналогичную той, с помощью которой получен изложенный выше экспериментальный материал, можно осуществить измерение общего влагосодержания атмосферы с искусственного спутника Земли над водной подстилающей поверхностью с числом градаций 8—10 в интервале изменения влагосодержания от 5 до 60 мм осажденной воды. При этом достаточно использовать значение температуры воды (для океанов) по средним климатологическим данным. Учитывая не очень большую зависимость результатов измерения от температуры подстилающей поверхности, можно считать, что над однородными протяженными земными образованиями с несколько меньшей точностью (4—5 градаций) также удастся измерять влагосодержание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
2. Жевакин С. А., Наумов А. П. О коэффициенте поглощения электромагнитных волн водяными парами в диапазоне 10μ —2 см. Известия вузов, сер. «Радиофизика», т. 6, № 4, 1963.
3. Жевакин С. А., Наумов А. П. Поглощение сантиметровых и миллиметровых радиоволн атмосферными парами воды. Радиотехника и электроника, т. 9, № 8, 1964.
4. Малкевич М. С., Самсонов Ю. В., Копрова Л. И. Водяной пар в стратосфере. УФН, т. 80, вып. 1, 1963.
5. Шифрин К. С., Ионина С. Н. Тепловое излучение и отражение от волнующейся поверхности моря в микроволновой области. См. настоящий сборник.
6. Шифрин К. С., Рабинович Ю. И., Шуккин Г. Г. Исследование поля микроволнового излучения в атмосфере. См. настоящий сборник.
7. Hogg D. C. Effective Antenna Temperatures Due to Oxygen and Water Vapor in the Atmosphere. J. Appl. Optics, vol. 30, No. 9, 1959.
8. Rogers T. F. Absolute Intensity of Water-Vapor Absorption at Microwave Frequencies. Phys. Rev., vol. 93, No. 1, 1954.
9. Van Vleck I. H. Absorption of Microwaves by Water Vapor. Phys. Rev., vol. 71, 1947, pp. 425—432.
10. Van Vleck I. H. The Absorption of Microwaves by Oxygen. Phys. Rev., vol. 71, 1947, pp. 413—424.
11. Van Vleck I. H. and Weisskopf V. F. On the Shape of Collision Broadened Lines. Revs Modern Physics, vol. 17, 1945, pp. 227—236.

ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ МИКРОРАДИОВОЛН В ОСАДКАХ

Рассеяние и ослабление радиоволн каплями облаков и осадков представляет большой интерес для радиометеорологии и радиоастрономии. Решение ряда задач требует знания коэффициентов ослабления, рассеяния и индикатрис рассеяния микрорадиоволн осадками различной интенсивности и при различной температуре. С этой целью нами были выполнены расчеты коэффициентов ослабления и рассеяния, индикатрис рассеяния отдельных капель воды для температур $-10,0$; $0 + 10,0$; $20,0^\circ \text{C}$ и длин волн $0,8$; $1,35$; $1,6$; $2,5$; $3,2$; $4,0$; $5,6$ и $8,5$ см. Результаты этих расчетов рассматривались в [1]. В настоящей работе приводятся данные о коэффициентах поглощения, их зависимости от температуры и размеров капель. Рассматривается влияние ширины спектра распределения капель на форму индикатрисы рассеяния и возможность аппроксимации ее рядом по полиномам Лежандра. Приводятся численные значения коэффициентов разложения для осадков различной интенсивности.

1. Исходные формулы для расчетов

Как известно [2], коэффициент поглощения частицы равен разности коэффициентов ослабления и рассеяния, вычисления которых производятся по следующим формулам:

$$k = \frac{2\pi a^2}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} \text{Im}(-1)^l l(l+1)(c_l - b_l), \quad (1)$$

$$k_p = \frac{2\pi a^2}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l^2(l+1)^2}{2l+1} (|c_l|^2 + |b_l|^2), \quad (2)$$

$$k_n = k - k_p. \quad (3)$$

Коэффициенты c_l и b_l выражаются через функции Бесселя и Ханкеля от аргументов ρ и $m\rho$, где $m = n - i\kappa$ — комплексный показатель преломления. Значения m для указанных выше длин волн и температур, рассчитанные по формулам Дебая, приведены в [1].

Очень часто бывает удобнее оперировать не коэффициентами, а факторами эффективности ослабления, рассеяния и поглощения, связанными с соответствующими коэффициентами следующими соотношениями:

$$K = \frac{k}{\pi a^2}, \quad K_p = \frac{k_p}{\pi a^2}, \quad K_n = \frac{k_n}{\pi a^2}.$$

При $\rho = \frac{2\pi a}{\lambda} \ll 1$ и $|m|\rho \ll 1$ формулы (1) и (2) переходят в следующие:

$$K = \frac{8\pi a}{\lambda} \operatorname{Im} \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right), \quad (4)$$

$$K_p = \frac{128\pi^4 a^4}{3\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (5)$$

$$K_n = K - K_p. \quad (6)$$

Основную массу облачных капель, размеры которых не превосходят 100 мк, для $\lambda \geq 0,8$ см можно считать «малыми», и расчеты K , K_p проводят по формулам (4) и (5). При этом, поскольку радиус капли a мал, $K \gg K_p$ и фактор эффективности поглощения K_n практически совпадает с K . Для капель осадков расчеты необходимо проводить по полным формулам (1) и (2).

Нормированная индикатриса рассеяния для капли воды вычисляется по формуле

$$f(\beta, m, \rho) = \frac{i_1 + i_2}{2\pi\rho^2 K_p}, \quad (7)$$

где β — угол рассеяния, а функции i_1 и i_2 связаны с амплитудами парциальных волн c_l , b_l и угловыми функциями $Q_l(\cos \beta)$ и $S_l(\cos \beta)$ следующими соотношениями [2]:

$$i_1 = \left| \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) \right|^2, \quad (8)$$

$$i_2 = \left| \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) \right|^2. \quad (9)$$

Для единицы объема осадков нормированная индикатриса рассеяния и коэффициент поглощения определяются следующими соотношениями:

$$F(\beta, m, \rho) = \frac{\int_0^{\infty} a^2 K_p(m, \rho) f(\beta, m, \rho) N(a) da}{\int_0^{\infty} a^2 K_p(m, \rho) N(a) da}, \quad (10)$$

$$\gamma_n = \pi \int_0^{\infty} a^2 K_n(m, \rho) N(a) da, \quad (11)$$

где $N(a)$ — плотность распределения капель по размеру.

В качестве функции распределения капель по размеру мы использовали распределение Маршала—Пальмера для осадков

$$N(a) = N_0 e^{-xa}, \quad (12)$$

где $N_0 = 8 \cdot 10^{-2}$ см⁻⁴, $x = 82P^{-0,21}$ см⁻¹, P — интенсивность осадков в мм/час. Число капель в 1 см³, радиусы которых лежат в интервале от a до $a + da$, будет равно $N(a) da$.

2. Зависимость фактора эффективности поглощения от размера капель и температуры

Результаты расчета фактора эффективности поглощения иллюстрируются графиком на рис. 1, по оси абсцисс которого отложены диаметры капель в миллиметрах.

На рисунке видна зависимость K_{Π} от показателя преломления m и его мнимой части. Если мы сравним эти кривые с аналогичными кривыми

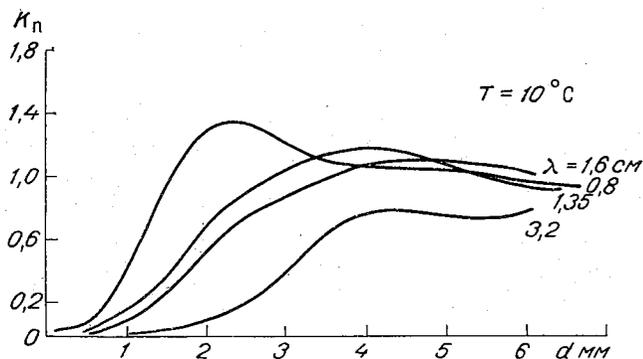


Рис. 1. Зависимость фактора эффективности поглощения от размера капель.

с малым поглощением, то увидим, что в последнем случае имеются отчетливо выраженные дифракционные максимумы, величины которых убывают по мере роста ρ . С ростом мнимой части показателя преломле-

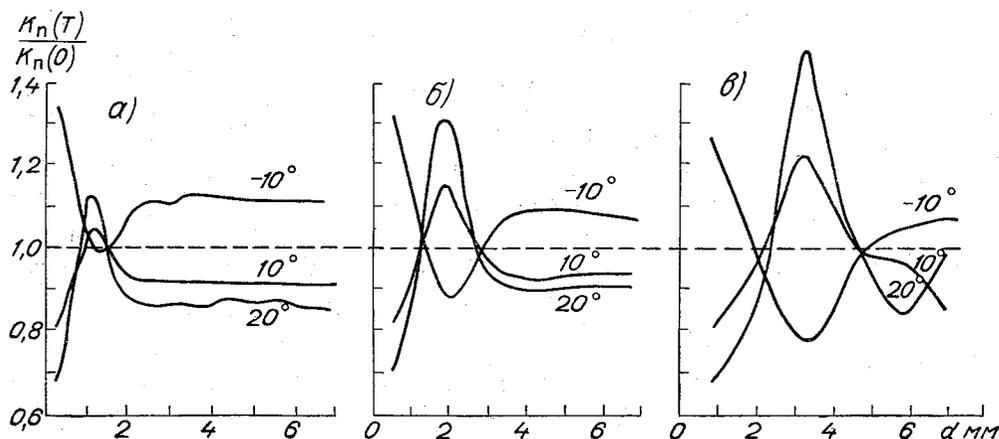


Рис. 2. Температурная зависимость фактора эффективности поглощения от диаметра капли.

ния дифракционные максимумы ослабевают, а часть из них вообще исчезает. В сантиметровом диапазоне K_{Π} имеет всего лишь один слабо выраженный дифракционный максимум. У фактора эффективности ослабления K он выражен сильнее. По мере роста размера частицы исчезает зависимость фактора эффективности поглощения от показателя преломления, поскольку K и K_p перестают от него зависеть [2].

На рис. 2 показана температурная зависимость фактора эффективности поглощения от диаметра капли для длин волн 0,8 см (а), 1,6 см (б)

и 3,2 см (ν). По оси ординат отложено отношение фактора эффективности поглощения при температуре, указанной на графике, к его величине при 0° С, по оси абсцисс — диаметр капель. Как видно, $K_{\text{п}}$, особенно для $\lambda=0,8$ см, при отрицательной температуре превосходит соответствующее значение при положительных температурах. Причем фактор эффективности поглощения для $\lambda \leq 3,2$ см и частиц с $a \geq 2,5$ мм при температуре -10° С остается большим, чем при температурах 10 и 20° С. Качественно понять такую зависимость $K_{\text{п}}$ можно, сопоставив температурную зависимость n и κ .

При уменьшении температуры n и κ уменьшаются. Скорость уменьшения n больше, чем κ . Это означает, что с уменьшением температуры будет уменьшаться отражение излучения с поверхности капли. Внутри ее попадет больше энергии, а поскольку κ изменилось мало, то больше падающей энергии окажется поглощенной. Рост поглощения с уменьшением температуры приводит к тому, что с уменьшением температуры растёт интенсивность собственного теплового излучения малой частицы.

В табл. 1 для иллюстрации этого эффекта приведены значения яркости излучения B капли радиусом 10 мк. Из таблицы видно, что с увеличением температуры излучение капель убывает. Эту аномальную зависимость излучения от температуры можно объяснить следующим образом.

Таблица 1

T °C	$B \cdot 10^{18}$ Вт/м ² Гц		
	$\lambda = 0,62$ см	$\lambda = 1,24$ см	$\lambda = 3,2$ см
20	9,86	0,63	0,015
10	11,82	0,80	0,019
-8	16,77	1,26	0,034

Влияние температуры на $k_{\text{п}} = k_{\text{п}}(T)$ и функцию Планка $B^* = B^*(T)$ оказывается противоположным. Для малых капель убывание $k_{\text{п}}$ с ростом T столь велико, что обгоняет рост $B^*(T)$, так что в целом излучение капель падает. Для больших капель $k_{\text{п}}$ мало зависит от T и ход излучения с изменением T определяется ходом функции $B^*(T)$.

Таблица 2

P мм/час	$\lambda = 0,8$ см		$\lambda = 1,35$ см		$\lambda = 1,6$ см		$\lambda = 3,2$ см	
	$\lambda_{\text{в}}$	$\gamma_{\text{п}} \text{ км}^{-1}$						
2	0,31	0,1302	0,14	0,0525	0,11	0,0377	0,05	0,0052
3	0,33	0,1910	0,17	0,0806	0,13	0,0588	0,05	0,0092
5	0,36	0,3061	0,20	0,1371	0,16	1,1021	0,06	0,0187
12	0,40	0,6546	0,26	0,3271	0,21	0,2514	0,07	0,0595
16	0,42	0,8289	0,28	0,4298	0,23	0,3527	0,08	0,0855
20	0,43	0,9907	0,30	0,5286	0,24	0,4135	0,08	0,1126
25	0,44	1,1905	0,31	0,6545	0,26	0,5162	0,09	0,1496
30	0,45	1,3557	0,32	0,7616	0,27	0,6043	0,09	0,1827
36	0,46	1,5779	0,33	0,9097	0,29	0,7266	0,10	0,2310
40	0,46	1,7032	0,34	0,9944	0,29	0,7973	0,10	0,2600
90	0,49	3,1042	0,39	2,0061	0,35	1,6568	0,13	0,6502

Коэффициенты поглощения для единицы объема осадков γ_{Π} различной интенсивности были рассчитаны по формуле (11) при температуре 10°C и приведены в табл. 2. Кроме того, в той же таблице для каждой длины волны указано значение вероятности выживания кванта для единицы объема осадков

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\gamma_{\text{р}}}{\gamma},$$

где $\gamma_{\text{р}}$ — коэффициент рассеяния, γ — коэффициент ослабления. Наименьшая вероятность выживания у $\lambda = 3,2$ см, наибольшая — у $\lambda = 0,8$ см; вообще значение $\lambda_{\text{в}}$ не превосходит 0,50.

3. Полидисперсные индикатрисы

Полидисперсные индикатрисы рассеяния $F(\beta)$ были рассчитаны для распределения (12) по формуле (10) для интенсивностей осадков и длин

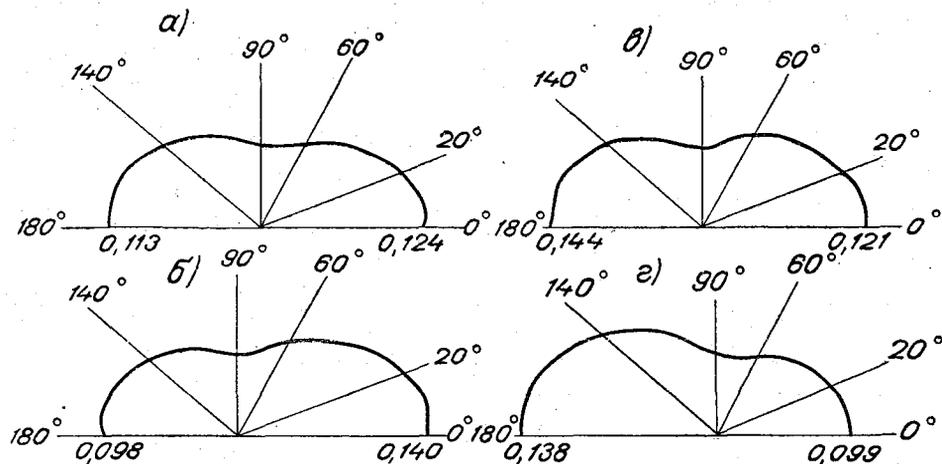


Рис. 3. Индикатрисы рассеяния единицы объема осадков.

a — $P=6$ мм/час, $\lambda=0,8$ см; *б* — $P=32$ мм/час, $\lambda=0,8$ см; *в* — $P=6$ мм/час, $\lambda=3,2$ см; *г* — $P=32$ мм/час, $\lambda=3,2$ см.

волн, указанных в табл. 3. На рис. 3 приведены индикатрисы рассеяния для длин волн 0,8 и 3,2 см и двух интенсивностей осадков (6 и 32 мм/час). Значения индикатрис рассеяния отдельных капель воды при различных температурах приведены в [3].

Из данных табл. 3 видно, что для $\lambda=0,8$ см с увеличением интенсивности осадков, а следовательно, с ростом числа крупных капель рассеяние прямо вперед ($\beta=0^{\circ}$) увеличивается. Что касается волн длиной 1,35 и 1,6 см, то рассеяние назад ($\beta=180^{\circ}$) преобладает для всех интенсивностей осадков, но с увеличением интенсивности имеется слабая тенденция увеличивать долю энергии, рассеиваемую вперед. При длине волны $\lambda \geq 2$ см рассеяние назад растет с ростом интенсивности осадков.

Как показали расчёты, индикатрису рассеяния полидисперсного объема с ошибкой, не превосходящей 10%, можно представить в виде отрезка ряда по полиномам Лежандра с тремя членами разложения:

$$F(\beta) = \frac{1}{4\pi} [c_0 + 3c_1P_1(\cos \beta) + 5c_2P_2(\cos \beta)], \quad (13)$$

причем $c_0=1$.

P мм/час.	λ см	F (β)										
		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°
5	0,8	0,1237	0,1213	0,1148	0,1050	0,0936	0,0822	0,0722	0,0650	0,0610	0,0606	0,0635
	1,35	0,1062	0,1044	0,0994	0,0918	0,0829	0,0740	0,0662	0,0609	0,0588	0,0602	0,0650
	1,6	0,1067	0,1049	0,1000	0,0925	0,0835	0,0745	0,0667	0,0612	0,0589	0,0601	0,0648
	3,2	0,1224	0,1206	0,1150	0,1068	0,0966	0,0858	0,0671	0,0613	0,0590	0,0602	0,0647
8	0,8	0,1256	0,1232	0,1163	0,1062	0,0945	0,0827	0,0726	0,0652	0,0612	0,0607	0,0634
	1,35	0,1052	0,1034	0,0984	0,0908	0,0819	0,0731	0,0656	0,0605	0,0587	0,0604	0,0655
	1,6	0,1047	0,1029	0,0980	0,0905	0,0818	0,0730	0,0655	0,0604	0,0585	0,0602	0,0654
	3,2	0,1172	0,1154	0,1101	0,1022	0,0925	0,0823	0,0728	0,0653	0,0606	0,0593	0,0616
12	0,8	0,1289	0,1263	0,1190	0,1083	0,0959	0,0837	0,0732	0,0656	0,0614	0,0607	0,0632
	1,35	0,1049	0,1031	0,0980	0,0904	0,0815	0,0727	0,0653	0,0604	0,0587	0,0606	0,0658
	1,6	0,1036	0,1018	0,0968	0,0894	0,0807	0,0721	0,0648	0,0600	0,0584	0,0604	0,0658
	3,2	0,1119	0,1102	0,1052	0,0976	0,0884	0,0789	0,0702	0,0635	0,0598	0,0595	0,0628
20	0,8	0,1342	0,1313	0,1233	0,1116	0,0983	0,0853	0,0742	0,0662	0,0617	0,0607	0,0628
	1,35	0,1051	0,1033	0,0981	0,0904	0,0814	0,0725	0,0652	0,0604	0,0588	0,0608	0,0662
	1,6	0,1030	0,1012	0,0962	0,0887	0,0800	0,0714	0,0642	0,0597	0,0584	0,0606	0,0663
	3,2	0,1051	0,1035	0,0988	0,0917	0,0832	0,0744	0,0667	0,0612	0,0587	0,0597	0,0642
30	0,8	0,1394	0,1363	0,1275	0,1148	0,1005	0,0867	0,0751	0,0668	0,0620	0,0607	0,0623
	1,35	0,1058	0,1039	0,0986	0,0907	0,0816	0,0727	0,0653	0,0605	0,0591	0,0611	0,0664
	1,6	0,1031	0,1013	0,0962	0,0886	0,0798	0,0712	0,0641	0,0596	0,0585	0,0608	0,0666
	3,2	0,1001	0,0985	0,0940	0,0872	0,0792	0,0711	0,0641	0,0594	0,0578	0,0598	0,0652
90	0,8	0,1593	0,1550	0,1432	0,1264	0,1083	0,0915	0,0779	0,0683	0,0625	0,0601	0,0603
	1,35	0,1095	0,1074	0,1017	0,0932	0,0836	0,0742	0,0666	0,0617	0,0601	0,0620	0,0669
	1,6	0,1050	0,1031	0,0977	0,0898	0,0807	0,0718	0,0646	0,0602	0,0591	0,0615	0,0671
	3,2	0,0884	0,0869	0,0829	0,0769	0,0700	0,0633	0,0581	0,0553	0,0558	0,0599	0,0675

P мм/час	λ см	F (β)							ω ₁	ω ₂	q	
		F (β)										
		110°	120°	130°	140°	150°	160°	170°				180°
5	0,8	0,0691	0,0766	0,0851	0,0936	0,1014	0,1075	0,1121	0,1127	0,0001	0,0153	1,09
	1,35	0,0728	0,0828	0,0939	0,1050	0,1156	0,1230	0,1281	0,1298	-0,0096	0,0154	0,81
	1,6	0,0726	0,0826	0,0939	0,1053	0,1169	0,1237	0,1289	0,1301	-0,0095	0,0157	0,81
	3,2	0,0719	0,0808	0,0904	0,0994	0,1067	0,1115	0,1132	0,1132	0,0027	0,0157	1,08
8	0,8	0,0688	0,0760	0,0842	0,0924	0,0999	0,1057	0,1105	0,1108	0,0010	0,0152	1,13
	1,35	0,0735	0,0836	0,0948	0,1058	0,1158	0,1236	0,1286	0,1304	-0,0105	0,0152	0,81
	1,6	0,0736	0,0839	0,0954	0,1068	0,1180	0,1254	0,1305	0,1323	-0,0109	0,0156	0,80
	3,2	0,0671	0,0752	0,0850	0,0953	0,1049	0,1126	0,1176	0,1194	-0,0012	0,0157	0,98
12	0,8	0,0682	0,0750	0,0827	0,0904	0,0974	0,1030	0,1080	0,1077	0,0025	0,0152	1,19
	1,35	0,0739	0,0840	0,0951	0,1061	0,1159	0,1236	0,1286	0,1303	-0,0106	0,0152	0,80
	1,6	0,0742	0,0847	0,0962	0,1076	0,1184	0,1263	0,1311	0,1329	-0,0117	0,0155	0,78
	3,2	0,0693	0,0783	0,0889	0,0998	0,1099	0,1180	0,1233	0,1251	-0,0049	0,0157	0,89
20	0,8	0,0672	0,0733	0,0803	0,0874	0,0938	0,0989	0,1044	0,1033	0,0049	0,0153	1,39
	1,35	0,0742	0,0842	0,0951	0,1059	0,1154	0,1229	0,1277	0,1294	-0,0106	0,0150	0,81
	1,6	0,0748	0,0853	0,0967	0,1080	0,1184	0,1267	0,1310	0,1327	-0,0122	0,0153	0,77
	3,2	0,0719	0,0821	0,0937	0,1054	0,1161	0,1247	0,1303	0,1322	-0,0097	0,0157	0,79
30	0,8	0,0662	0,0717	0,0781	0,0846	0,0905	0,0952	0,1011	0,0993	0,0072	0,0154	1,40
	1,35	0,0744	0,0842	0,0948	0,1053	0,1146	0,1219	0,1265	0,1281	-0,0102	0,0148	0,82
	1,6	0,0751	0,0855	0,0968	0,1078	0,1179	0,1267	0,1303	0,1320	-0,0122	0,0152	0,78
	3,2	0,0739	0,0849	0,0971	0,1095	0,1207	0,1296	0,1354	0,1374	-0,0132	0,0157	0,73
90	0,8	0,0625	0,0661	0,0706	0,0754	0,0799	0,0835	0,0908	0,0868	0,0148	0,0161	1,83
	1,35	0,0742	0,0832	0,0928	0,1022	0,1105	0,1170	0,1211	0,1225	-0,0080	0,0143	0,89
	1,6	0,0753	0,0851	0,0957	0,1060	0,1151	0,1265	0,1267	0,1282	-0,0111	0,0148	0,82
	3,2	0,0782	0,0910	0,1049	0,1186	0,1309	0,1406	0,1468	0,1489	-0,0211	0,0157	0,59

В табл. 3 приведены значения коэффициентов этого разложения $\omega_1 = \frac{c_1}{2\pi}$, $\omega_2 = \frac{c_2}{2\pi}$. Коэффициент ω_1 с изменением интенсивности осадков изменяется сильнее, чем ω_2 . Это хорошо видно из данных табл. 3.

Для грубой оценки углового распределения рассеянного излучения можно воспользоваться отношением интегрального рассеяния в переднюю (по отношению к направлению распространения излучения) полусферу

$$\Gamma_1 = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} F(\beta) \sin \beta d\beta \quad (14)$$

и в заднюю полусферу

$$\Gamma_2 = 2\pi \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} F(\beta) \sin \beta d\beta. \quad (15)$$

Подставляя (13) в (14) и (15), получим следующие значения для Γ_1 и Γ_2 :

$$\Gamma_1 = \pi \left[\frac{c_0}{2\pi} + 1,5\omega_1 \right], \quad (16)$$

$$\Gamma_2 = \pi \left[\frac{c_0}{2\pi} - 1,5\omega_1 \right]. \quad (17)$$

Зная Γ_1 и Γ_2 , можно найти коэффициент асимметрии рассеяния

$$q = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} = \frac{\omega_0 + 1,5\omega_1}{\omega_0 - 1,5\omega_1},$$

где $\omega_0 = \frac{c_0}{2\pi}$.

Значения q для различных длин волн и интенсивностей осадков приведены в табл. 4. Из значений q видно, что для длины волны 0,8 см рассеяние в переднюю полусферу больше, чем в заднюю, и увеличивается по мере роста интенсивности осадков. При λ , равном 1,35; 1,6 и 3,2 см, рассеяние в заднюю полусферу больше, чем в переднюю.

Таблица 4

P мм/час	q			
	$\lambda = 0,8$ см	$\lambda = 1,35$ см	$\lambda = 1,6$ см	$\lambda = 3,2$ см
3	1,04	0,86	0,87	1,08
5	1,00	0,84	0,84	0,92
8	1,04	0,83	0,82	0,92
10	1,04	0,82	0,81	0,92
15	1,08	0,82	0,80	0,89
20	1,08	0,82	0,80	0,85
25	1,12	0,82	0,80	0,79
30	1,17	0,83	0,80	0,75

Большой интерес представляет выяснение влияния ширины спектра распределения частиц по размеру на индикатрису рассеяния и величину коэффициента асимметрии q в осадках различной интенсивности. С этой целью были вычислены индикатрисы рассеяния, для которых в качестве функции распределения $N(a)$ использовалось гамма-распределение

$$N(a) = Aa^\alpha e^{-\alpha a}.$$

Значения α принимались равными 1, 2, 3. Расчеты проведены для интенсивностей осадков от 0,25 до 100 мм/час.

Значения коэффициента асимметрии рассеяния для некоторых интенсивностей осадков приведены в табл. 5. Относительная ширина спектра $\Delta\epsilon$ связана с α простой формулой [4]

$$\Delta\epsilon = \frac{2,48}{\sqrt{\alpha}}.$$

Таким образом, для рассматриваемых случаев она была равна 2,48; 1,76 и 1,43.

Таблица 5

Р, мм/час	$\lambda = 0,8$ см			$\lambda = 1,35$ см			$\lambda = 1,6$ см			$\lambda = 3,2$ см		
	$\alpha = 1$	$\alpha = 2$	$\alpha = 3$	$\alpha = 1$	$\alpha = 2$	$\alpha = 3$	$\alpha = 1$	$\alpha = 2$	$\alpha = 3$	$\alpha = 1$	$\alpha = 2$	$\alpha = 3$
3	1,01	1,04	1,05	0,83	0,82	0,80	0,82	0,79	0,77	1,06	0,96	0,87
5	1,04	1,10	1,21	0,82	0,80	0,82	0,80	0,79	0,77	0,96	0,87	0,79
8	1,08	1,19	1,32	0,82	0,82	0,83	0,79	0,79	0,79	0,92	0,79	0,72
10	1,10	1,24	1,37	0,82	0,82	0,84	0,79	0,79	0,80	0,84	0,76	0,68
16	1,19	1,32	1,54	0,82	0,84	0,87	0,79	0,80	0,82	0,77	0,69	0,64
20	1,21	1,37	1,65	0,89	0,84	0,89	0,80	0,80	0,83	0,75	0,67	0,62
25	1,25	1,46	1,72	0,98	0,86	0,91	0,80	0,82	0,83	0,72	0,66	0,61
36	1,34	1,58	1,91	0,85	0,89	0,94	—	—	—	0,68	0,62	0,58
50	1,41	1,69	2,06	0,84	0,92	0,97	—	—	—	0,65	0,61	0,57
90	1,58	1,95	2,42	0,91	0,96	0,96	—	—	—	0,62	0,58	0,55

Из анализа индикатрис и коэффициентов асимметрии можно сделать следующие выводы.

При $\lambda = 0,8$ см рассеяние в переднюю полусферу больше, чем в заднюю; с уменьшением ширины спектра оно увеличивается. Соответствующие значения коэффициентов асимметрии для гамма-распределения больше, чем для распределения Маршала—Пальмера. Рассеяние энергии длин волн 1,35 и 1,6 см в переднюю полусферу растет с уменьшением ширины спектра частиц. Для осадков средней интенсивности преобладающим является рассеяние в заднюю полусферу. Особенно интересным является распределение рассеянной энергии длины волны 3,2 см. Здесь рассеяние назад увеличивается с ростом интенсивности осадков и с уменьшением ширины спектра частиц гораздо быстрее, чем уменьшается для длин волн 1,35 и 1,6 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Черняк М. М. Ослабление и рассеяние сантиметрового излучения каплями осадков. Труды ГГО, вып. 203, 1967.
2. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
3. Шифрин К. С., Черняк М. М. Индикатрисы рассеяния сантиметровой радиации каплями воды. Труды ГГО, вып. 203, 1967.
4. Шифрин К. С. К теории микроструктуры. Труды ГГО, вып. 109, 1961.

ПЕРЕНОС МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАКАХ И ОСАДКАХ

1. Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим плоскопараллельный слой с оптической толщиной τ_0 (рис. 1). На верхнюю границу слоя ($\tau=0$) извне излучение не падает, а на нижнюю ($\tau=\tau_0$) падает излучение с интенсивностью $I_\tau(\mu, \varphi)$; коэффициент отражения подстилающей поверхности равен R .

Для определения интенсивности излучения $I(\tau, \mu, \varphi)$ на оптической глубине τ в направлении, определяемом углами $\vartheta = \arccos \mu$ и φ , воспользуемся уравнением переноса в следующей форме [1]:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu, \varphi)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu, \varphi) = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 F(x, \tau) I(\tau, \mu', \varphi') d\mu' + S(\tau, \mu, \varphi) \quad (1)$$

где τ — оптическая толщина, φ — азимут, $\vartheta = \arccos \mu$ — угол между направлением луча и нормалью к слою, $I(\tau, \mu, \varphi)$ — интенсивность излучения,

$$x = \mu\mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu'^2} \cos(\varphi' - \varphi),$$

$S(\tau, \mu, \varphi)$ — функция собственного излучения слоя, $F(x, \tau)$ — индикатриса рассеяния.

Граничные условия, согласно сказанному выше, примут следующий вид:

$$I(0, \mu, \varphi) = 0 \quad \text{при } \mu > 0,$$

$$I(\tau_0, \mu, \varphi) = I_\tau(\mu, \varphi) + \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 R(x) I(\tau, \mu', \varphi') d\mu' \quad \text{при } \mu < 0, \quad (2)$$

где $R(x)$ — коэффициент отражения подстилающей поверхности.

Будем считать, что индикатриса рассеяния $F(x, \tau)$ не зависит от оптической толщины и, так же как и коэффициент отражения, может быть представлена в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$F(x) = \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{2\nu+1}{2} \omega_\nu P_\nu(x), \quad (3)$$

$$R(x) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{2\nu+1}{2} r_\nu P_\nu(x), \quad (4)$$

где $\lambda = \frac{K_p}{K_{осл}}$ — вероятность выживания кванта, K_p — коэффициент рассеяния единицы объема, $K_{осл}$ — коэффициент ослабления.

В [4] было показано, что для сантиметрового излучения индикатрису рассеяния можно представить тремя членами разложения по полиномам Лежандра. Там же приведены значения ω_v для осадков различной интенсивности.

Предполагая, что функции I_τ, S могут быть представлены тригонометрическими рядами вида $\frac{1}{2} C_0(\mu) + \sum_{m=1}^{\infty} C_m(\mu) \cos m\varphi$, будем искать функцию $I(\tau, \mu, \varphi)$ в виде ряда

$$I(\tau, \mu, \varphi) = \frac{1}{2} I_0(\tau, \mu) + \sum_{m=1}^{\infty} I_m(\tau, \mu) \cos m\varphi. \quad (5)$$

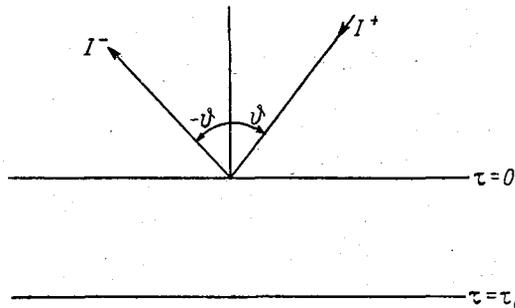


Рис. 1. Схема отражения лучей от плоскопараллельного слоя.

Тогда для каждой функции $I_m(\tau, \mu)$ будем иметь следующую краевую задачу:

$$\mu \frac{\partial I_m(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_m(\tau, \mu) = \int_{-1}^1 I_m(\tau, \mu') F_m(x) d\mu' + S_m(\tau, \mu) \quad (6)$$

при граничных условиях

$$I_m(0, \mu) = 0 \quad \text{при } \mu > 0,$$

$$I_m(\tau_0, \mu) = I_{\tau_0 m}(\mu) + \int_0^1 R_m(x) I_m(\tau, \mu') d\mu' \quad \text{при } \mu < 0. \quad (7)$$

Решение уравнения (6) с краевыми условиями (7) находится конечно-разностным методом, описанным в работе [2].

Расчеты были проведены на машине М-20 для различных значений $F(x)$ и λ , заимствованных из [3], при этом величина λ варьировалась от 0,1 до 0,5. Оптическая толщина τ изменялась от 0,5 до 3. Поскольку для длин волн, меньших 10 см, отражение от большинства земных подстилающих поверхностей носит диффузный характер, то расчеты проведены с диффузным коэффициентом отражения, величина которого менялась от 0 до 1. Так как в сантиметровом диапазоне функция излучения Планка имеет довольно простой вид:

$$B = \frac{2kT}{\lambda_0^2},$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура в градусах Кельвина, λ_0 — длина волны, то в уравнении (1) легко перейти от значений интенсивности излучения к яркостной температуре. В приведенных ниже таблицах даны яркостные температуры в градусах Кельвина, а I^+ и I^- — яркостные температуры соответственно нисходящего и восходящего излучения. Через $T_{\text{п}}$ и $T_{\text{с}}$ обозначены температуры подстилающей поверхности и среды.

2. Анализ результатов расчетов

Результаты расчетов для абсолютно черной подстилающей поверхности, ограничивающей слой снизу, приведены в приложении (табл. 1). В табл. 2 приложения приведены значения яркостных температур только для восходящего излучения. Через ω_1, ω_2 обозначены коэффициенты разложения индикатрисы в ряд по полиномам Лежандра. Соответствующие им индикатрисы рассеяния приведены в табл. 3 приложения и иллюстрируются на рис. 2. Значениям $\omega_1=0, \omega_2=0$ соответствует

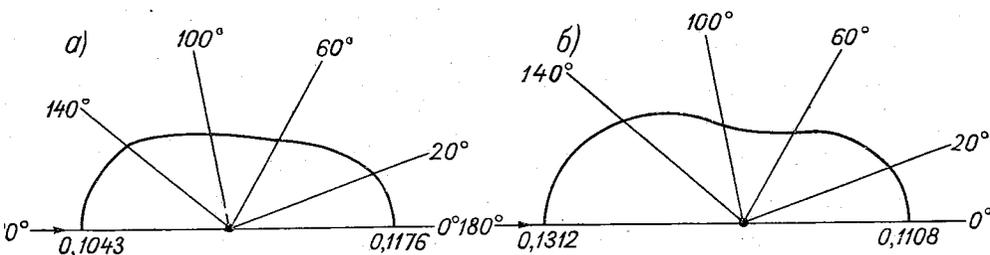


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния единицы объема осадков.

а — $\lambda_0=0,9$ см, $P=23$ мм/час; б — $\lambda_0=3$ см, $P=35$ мм/час.

сферическая индикатриса рассеяния. На рис. 3 иллюстрируется зависимость яркостной температуры от угла ν при $R=0$. Одни и те же значения цифр относятся к восходящему и соответствующему ему нисходящему излучению.

Как видно из таблиц, угловая структура поля яркостной температуры при $\lambda=0,4$ и $\lambda=0,1$ при больших τ выражена слабее, чем при малых оптических толщинах. Рост яркостной температуры у нисходящего излучения с увеличением угла падения в основном происходит за счет роста собственного излучения среды. У восходящего излучения уменьшение яркостной температуры при увеличении угла — Φ связано с увеличением поглощения и рассеяния проходящего излучения.

Сопоставление полей яркостных температур, рассчитанных для различных индикатрис, показывает, что эти различия несущественны. Яркостные температуры для восходящего излучения при $\tau_0=3$ и $\tau_0=0,5$ отличаются меньше чем на 3°К . Для больших углов значения яркостных температур совпадают. Также мало отличаются яркостные температуры, соответствующие сферической и несферической индикатрисе рассеяния. Разница температур не превосходит 2% как при $\lambda=0,4$, так и при $\lambda=0,1$ для всех значений рассматриваемых оптических толщин. Объясняется это тем, что при больших λ кратность рассеяния велика, и, следовательно, форма индикатрисы рассеяния не оказывает существенного влияния на угловую структуру поля яркостной температуры. С уменьшением значения λ уменьшается и вклад рассеянного излучения. Основную роль начинают играть поглощение и собственное излучение среды, которое, будучи дополнено изотропным излучением подстилающей поверхности,

также приводит к слабому выражению угловой структуры поля излучения. Особенно это хорошо видно из таблиц яркостных температур при $\lambda=0,1$, где наиболее сильно заметно уменьшение разницы температур для малых и больших углов. Для восходящего излучения при $\tau_0=3$ она не превосходит 7°K , а при $\tau_0=0,5$ — 20°K . По-видимому, роль индикатрисы рассеяния будет велика там, где $\lambda > 0,1$, преобладающим будет однократное рассеяние и подстилающая поверхность является зеркальной.

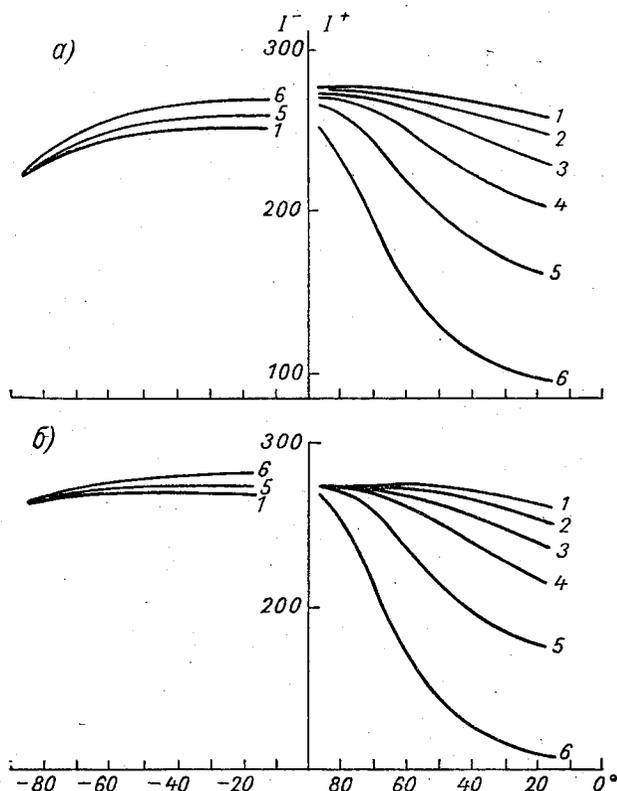


Рис. 3. Зависимость яркостной температуры восходящего и нисходящего излучения от угла визирования при $R=0$, $T_0=291^\circ\text{K}$, $T_c=275^\circ\text{K}$.

а) $\omega_1=-0,0426$, $\omega_2=0,1040$, $\lambda_B=0,4$, б) $\omega_1=-0,0961$, $\omega_2=0,1012$, $\lambda_B=0,1$. 1 — $\tau=3$, 2 — $\tau=2,5$, 3 — $\tau=2$, 4 — $\tau=1,5$, 5 — $\tau=1$, 6 — $\tau=0,5$.

При увеличении λ и постоянной температуре среды и подстилающей поверхности яркостная температура восходящего излучения уменьшается, причем отличие температур тем меньше, чем меньше оптическая толщина. Так, например, при увеличении λ от 0,1 до 0,5 для $\phi=-17^\circ40'$ яркостные температуры отличаются на 11,4% ($\tau_0=3$) и на 6,2% ($\tau_0=0,5$), а для $\phi=-87^\circ20'$ яркостные температуры отличаются на 17,5% ($\tau_0=3$) и на 11,7% ($\tau_0=0,5$). При увеличении температуры подстилающей поверхности на 16°K и неизменной температуре среды увеличение яркостной температуры восходящего излучения мало. При $\tau_0=0,5$ это увеличение составляет 3,5% ($\phi=-17^\circ40'$), а при $\tau_0=3$ оно отсутствует. Для нисходящего излучения увеличение яркостной температуры составляет десятые доли градуса.

Численные значения яркостных температур при наличии внизу диффузно отражающей поверхности приведены в табл. 4 приложения и иллюстрируются на рис. 4, где по оси ординат отложено отношение яркостной температуры к температуре среды. Расчеты проводились для сферической индикатрисы рассеяния, температура подстилающей поверхности для рассматриваемых значений λ и R равна 291°K .

Поскольку с ростом коэффициента отражения собственное излучение подстилающей поверхности уменьшается, то очевидно, что с увеличением R яркостные температуры, соответствующие восходящему и нисходящему излучениям, должны уменьшаться, причем чем меньше оптическая толщина слоя, тем сильнее выражается изменение яркостной температуры. При $\lambda=0,1$ изменение R от 0 до 1 вызывает уменьшение I^-

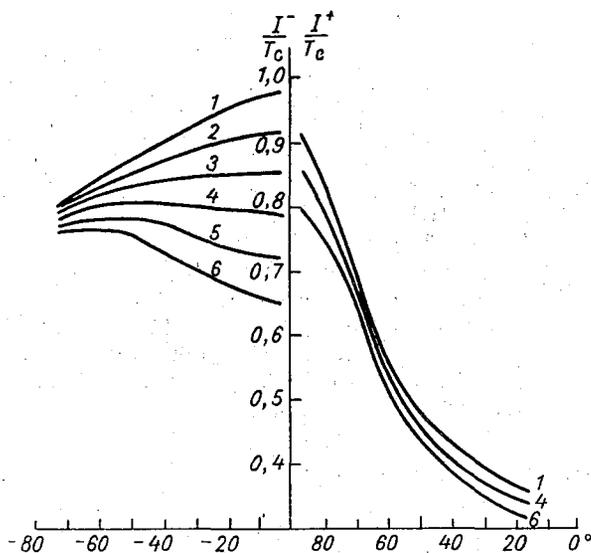


Рис. 4. Зависимость яркостной температуры восходящего и нисходящего излучения от угла визирования для диффузно отражающей подстилающей поверхности при $T_c=275^\circ\text{K}$, $\lambda_B=0,4$, $\tau_0=0,5$.
1 — $R_0=0$, 2 — $R_0=0,2$, 3 — $R_0=0,4$, 4 — $R_0=0,6$, 5 — $R_0=0,8$,
6 — $R_0=1$.

для $\nu=-17^\circ40'$ на 0,33% ($\tau_0=3$) и на 37,6% ($\tau_0=0,5$). Для $\nu=-87^\circ40'$ и $\tau_0=3$ различие в яркостных температурах отсутствует, а при $\tau_0=0,5$ становится меньше 1%. С увеличением λ отличие яркостных температур увеличивается. Так, при $\lambda=0,4$ для $\nu=-17^\circ40'$ яркостные температуры отличаются от соответствующих значений при $\lambda=0,1$ на 0,6% ($\tau_0=3$) и на 50,6% ($\tau_0=0,5$). Таким образом, влиянием дна с диффузным отражением для оптических толщин $\tau_0 \geq 3$ и $0,1 \leq \lambda \leq 0,4$ на величину яркостной температуры практически можно пренебречь. При $\tau_0 < 3$ влияние подстилающей поверхности необходимо учитывать. Особенно хорошо это видно для $\tau_0=0,5$ и $\lambda=0,4$. Уже при $R=0,8 \div 1,0$ изменяется обычный характер зависимости I^- от φ . Как видно из рис. 4, при $0,8 \leq R \leq 1,0$ яркостная температура растет вместе с ростом φ . Объяснить это можно следующим образом. Поскольку R велико, основной вклад в излучение, падающее на нижнюю границу слоя, вносит отраженная поверхностью интенсивность нисходящего излучения, а последняя мала при малых углах

падения и увеличивается по мере роста углового расстояния. Но так как рассеяние в среде велико, то подсветка отражающей поверхности оказывает незначительное влияние на восходящий поток излучения. Преобладать начинает собственное излучение среды, а оно возрастает с увеличением углового расстояния от нормали, что и обуславливает рост I^- .

Рассмотрим теперь вопрос о вкладе рассеянного излучения в интенсивность восходящего и нисходящего излучения. В табл. 5 приложения приведены значения яркостных температур в градусах Кельвина без учета рассеянного излучения при $\lambda=0,1$ и $\lambda=0,4$ и абсолютно черной подстилающей поверхности. В этом случае уравнение переноса имеет следующее решение:

$$I^- = I\tau e^{-\tau \sec \vartheta} + (1 - \lambda) S (1 - e^{-\tau \sec \vartheta}),$$

$$I^+ = (1 - \lambda) S (1 - e^{-\tau \sec \vartheta}).$$

Сопоставление данных табл. 5 с данными табл. 1 и 2 показывает, что яркостные температуры при $\lambda=0,4$ и $\vartheta=-17^\circ 40'$ отличаются на 48% ($\tau_0=3$) и на 12,5% ($\tau_0=0,5$), а при $\vartheta=-87^\circ 20'$ — на 32% ($\tau_0=3$) и на 35% ($\tau_0=0,5$). При $\lambda=0,1$ и $\vartheta=-17^\circ 40'$ яркостные температуры отличаются на 8,7% ($\tau_0=3$) и на 4% ($\tau_0=0,5$). Поэтому при $\tau_0 < 0,5$ и $\lambda \leq 0,1$ пренебрежение многократным рассеянием является оправданным, но при $\lambda > 0,1$ и $\tau_0 > 0,5$ его необходимо учитывать. Поскольку в осадках средней интенсивности для длин волн, меньших 3,2 см, $\lambda \geq 0,2$ и оптические толщины $\tau_0 > 1$, учет многократного рассеяния необходим. В [4] приведены данные о λ для осадков различной интенсивности и длин волн микроволнового диапазона.

Основные выводы, которые можно сделать из вышеизложенного, заключаются в следующем.

1. При больших оптических толщинах угловая структура поля у нисходящего излучения выражена сильнее, чем у восходящего.

2. Увеличение вероятности выживания кванта λ приводит к уменьшению яркостной температуры восходящего излучения. Влияние λ тем больше, чем больше оптическая толщина. Для нисходящего излучения уменьшение яркостной температуры наблюдается при оптических толщинах, больших 1,5, и $\vartheta < 76^\circ$. При углах, больших 76° , и $\tau_0 \geq 1,5$ с увеличением λ яркостная температура увеличивается.

3. Вытянутость индикатрисы рассеяния и ее отличие от сферической не оказывают существенного влияния на угловую структуру поля излучения микрорадиоволн. Влияние формы индикатрисы тем меньше, чем больше оптическая толщина τ_0 .

4. Для оптической толщины $\tau_0 \geq 3$ и $0,1 \leq \lambda \leq 0,4$ влияние диффузно отражающей подстилающей поверхности на величину яркостной температуры очень мало. При малых оптических толщинах влияние отражающих свойств подстилающей поверхности становится существенным.

5. Пренебрежение вкладом рассеяния в интенсивность излучения оправдано при $\tau_0 \leq 0,5$ и $\lambda \leq 0,1$. Ошибка при этом не превосходит 4%. При $\lambda > 0,1$ и $\tau > 0,5$ вклад рассеяния необходимо учитывать.

Расчеты, результаты которых приведены в настоящей статье, были проведены на машине М-20 А. И. Костиной по программе, составленной Л. П. Басс под руководством Т. А. Гермогеновой. Всем вышеуказанным товарищам и профессору К. С. Шифрину за помощь и постоянный интерес к работе выражаем глубокую благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, 1956.
2. Гермогенова Т. А. О характере решения уравнения переноса для плоскостного слоя. Журнал вычислительной математики и математической физики, т. 1, № 6, 1961.
3. Шифрин К. С., Черняк М. М. Индикатрисы рассеяния сантиметровой радиации каплями воды. Труды ГГО, вып. 203, 1967.
4. Шифрин К. С., Черняк М. М. Поглощение и рассеяние микроволн в осадках. См. настоящий сборник.

Таблица 1

δ	τ ₀ = 3		τ ₀ = 2,5		τ ₀ = 2		τ ₀ = 1,5		τ ₀ = 1		τ ₀ = 0,5		Примечание
	τ = 0	τ = 3	τ = 0	τ = 2,5	τ = 0	τ = 2	τ = 0	τ = 1,5	τ = 0	τ = 1	τ = 0	τ = 0,5	
17° 40'	0	263,3	0	254,6	0	240,1	0	215,9	0	175,7	0	109,1	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,1 ω ₁ = 0,028 ω ₂ = 0,079
39 40	0	269,7	0	264,1	0	253,6	0	233,9	0	196,9	0	127,9	
60	0	274,8	0	273,2	0	269,4	0	259,7	0	234,6	0	169,5	
76 40	0	275,7	0	275,5	0	275,0	0	273,8	0	269,0	0	238,8	
87 20	0	275,0	0	273,8	0	270,6	0	262,2	0	239,3	0	175,9	
-17 40	271,5	291,0	272,0	291,0	272,8	291,0	274,2	291,0	276,7	291,0	281,3	291,0	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,1 ω ₁ = 0,096 ω ₂ = 0,101
-39 40	270,4	291,0	270,7	291,0	271,3	291,0	272,5	291,0	274,8	291,0	279,6	291,0	
-60	268,6	291,0	268,6	291,0	268,9	291,0	269,4	291,0	271,0	291,0	275,6	291,0	
-76 40	266,0	291,0	266,0	291,0	266,0	291,0	266,1	291,0	266,4	291,0	268,5	291,0	
-87 20	268,3	291,0	268,4	291,0	268,6	291,0	269,1	291,0	270,5	291,0	275,0	291,0	
17 40	0	263,3	0	254,7	0	240,4	0	216,5	0	176,5	0	100,0	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,1 ω ₁ = 0,096 ω ₂ = 0,101
39 40	0	269,7	0	264,3	0	253,9	0	234,5	0	197,8	0	128,8	
60	0	274,9	0	273,5	0	269,8	0	260,3	0	235,6	0	170,6	
76 40	0	275,9	0	275,7	0	275,3	0	274,3	0	269,8	0	240,0	
87 20	0	276,1	0	276,0	0	275,3	0	275,2	0	274,1	0	271,4	
-17 40	270,5	291,0	271,0	291,0	271,8	291,0	273,3	291,0	275,9	291,0	280,7	291,0	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,1 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
-39 40	269,8	291,0	270,1	291,0	270,7	291,0	271,9	291,0	274,2	291,0	279,1	291,0	
-60	268,5	291,0	268,6	291,0	268,7	291,0	269,4	291,0	271,0	291,0	275,5	291,0	
-76 40	266,5	291,0	266,6	291,0	266,6	291,0	266,6	291,0	267,0	291,0	269,0	291,0	
-87 20	263,4	291,0	263,4	291,0	263,4	291,0	263,4	291,0	263,5	291,0	263,7	291,0	
17 40	0	263,2	0	254,6	0	240,2	0	216,2	0	176,2	0	109,6	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,1 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
39 40	0	269,6	0	264,1	0	253,7	0	234,2	0	197,4	0	129,4	
60	0	274,8	0	273,3	0	269,6	0	260,0	0	235,1	0	170,1	
76 40	0	275,8	0	275,6	0	275,2	0	274,0	0	269,4	0	239,5	
87 20	0	279,1	0	275,9	0	275,6	0	275,0	0	273,9	0	271,1	

$T_{II} = 275^{\circ} K$
 $T_c = 275^{\circ} K$
 $\lambda = 0,1$
 $\omega_1 = 0$
 $\omega_2 = 0$

$T_{II} = 291^{\circ} K$
 $T_c = 275^{\circ} K$
 $\lambda = 0,4$
 $\omega_1 = 0,028$
 $\omega_2 = 0,079$

$T_{II} = 291^{\circ} K$
 $T_c = 275^{\circ} K$
 $\lambda = 0,4$
 $\omega_1 = 0,048$
 $\omega_2 = 0,081$

I^-	—17 40	271,6	291,0	272,1	291,0	273,0	291,0	274,4	291,0	276,8	291,0	281,4	291,0
	—39 40	270,6	291,0	270,9	291,0	271,5	291,0	272,7	291,0	275,0	291,0	279,6	291,0
	—60	269,0	291,0	269,2	291,0	269,3	291,0	270,0	291,0	271,5	291,0	276,0	291,0
	—76 40	266,7	291,0	266,7	291,0	266,7	291,0	266,8	291,0	267,1	291,0	269,2	291,0
	—87 20	263,3	291,0	263,3	291,0	263,4	291,0	263,4	291,0	263,5	291,0	263,7	291,0
I^+	17 40	0	262,9	0	254,3	0	240,0	0	216,0	0	175,9	0	109,4
	39 40	0	263,3	0	263,8	0	253,4	0	233,9	0	197,1	0	128,2
	60	0	274,4	0	272,9	0	269,2	0	259,6	0	234,8	0	169,8
	76 40	0	275,3	0	275,1	0	274,7	0	273,5	0	268,9	0	239,1
	87 20	0	275,4	0	275,2	0	274,9	0	274,3	0	273,2	0	270,4
I^-	—17 40	270,9	275,0	270,9	275,0	270,9	275,0	270,9	275,0	271,1	275,0	271,8	275,0
	—39 40	270,3	275,0	270,3	275,0	270,3	275,0	270,3	275,0	270,4	275,0	271,2	275,0
	—60	269,0	275,0	269,0	275,0	269,0	275,0	269,0	275,0	269,1	275,0	269,8	275,0
	—76 40	266,7	275,0	266,7	275,0	266,7	275,0	266,7	275,0	266,7	275,0	267,1	275,0
	—87 20	263,3	275,0	263,3	275,0	263,3	275,0	263,3	275,0	263,3	275,0	263,4	275,0
I^+	17 40	0	258,8	0	248,2	0	231,3	0	204,5	0	162,5	0	97,5
	39 40	0	266,3	0	258,8	0	245,7	0	222,8	0	183,1	0	114,8
	60	0	273,2	0	270,1	0	263,6	0	250,1	0	220,4	0	153,4
	76 40	0	275,7	0	274,5	0	272,2	0	267,7	0	257,1	0	218,8
	87 20	0	277,0	0	276,1	0	274,5	0	271,6	0	266,0	0	254,2
I^-	—17 40	252,5	291,0	253,2	291,0	254,5	291,0	256,7	291,0	260,9	291,0	269,8	291,0
	—39 40	249,6	291,0	250,1	291,0	251,0	291,0	252,9	291,0	256,9	291,0	266,1	291,0
	—60	243,7	291,0	243,9	291,0	244,4	291,0	245,5	291,0	248,4	291,0	257,5	291,0
	—76 40	233,9	291,0	234,0	291,0	234,1	291,0	234,5	291,0	235,6	291,0	240,8	291,0
	—87 20	220,4	291,0	220,4	291,0	220,5	291,0	220,8	291,0	231,3	291,0	222,9	291,0
I^+	17 40	0	258,6	0	247,9	0	230,9	0	204,0	0	161,9	0	97,1
	39 40	0	266,2	0	258,6	0	245,4	0	222,4	0	182,7	0	114,4
	60	0	273,1	0	260,0	0	263,5	0	249,8	0	220,1	0	153,0
	76 40	0	275,7	0	274,4	0	272,1	0	267,6	0	256,9	0	235,5
	87 20	0	276,9	0	276,0	0	274,4	0	271,5	0	266,0	0	254,0

§	$\tau_0 = 3$		$\tau_0 = 2,5$		$\tau_0 = 2$		$\tau_0 = 1,5$		$\tau_0 = 1$		$\tau_0 = 0,5$		Примечание
	$\tau = 0$	$\tau = 3$	$\tau = 0$	$\tau = 2,5$	$\tau = 0$	$\tau = 2$	$\tau = 0$	$\tau = 1,5$	$\tau = 0$	$\tau = 1$	$\tau = 0$	$\tau = 0,5$	
—17°40'	253,1	291,0	253,9	291,0	255,1	291,0	257,9	291,0	261,5	291,0	270,3	291,0	$T_n = 291^\circ K$ $T_c = 275^\circ K$ $\lambda = 0,4$ $\omega_1 = 0,043$ $\omega_2 = 0,104$
—39 40	250,2	291,0	250,7	291,0	251,6	291,0	253,5	291,0	257,4	291,0	266,5	291,0	
—60	244,2	291,0	244,4	291,0	244,9	291,0	246,0	291,0	248,9	291,0	257,8	291,0	
—76 40	234,2	291,0	234,4	291,0	234,4	291,0	234,8	291,0	235,9	291,0	241,1	291,0	
—87 20	220,5	291,0	220,6	291,0	220,7	291,0	220,9	291,0	221,5	291,0	223,0	291,0	
17°40'	0	259,5	0	249,1	0	232,4	0	205,9	0	164,1	0	99,1	$T_n = 291^\circ K$ $T_c = 275^\circ K$ $\lambda = 0,4$ $\omega_1 = 0,043$ $\omega_2 = 0,104$
39 40	0	266,9	0	259,6	0	246,7	0	224,1	0	184,7	0	116,3	
60	0	273,6	0	270,6	0	264,4	0	251,1	0	221,8	0	154,7	
76 40	0	275,9	0	274,7	0	272,6	0	268,3	0	258,0	0	219,8	
87 20	0	277,1	0	276,2	0	274,7	0	271,9	0	266,5	0	254,9	
—17°40'	250,0	291,0	250,7	291,0	251,9	291,0	254,2	291,0	258,6	291,0	268,0	291,0	$T_n = 291^\circ K$ $T_c = 275^\circ K$ $\lambda = 0,4$ $\omega_1 = 0,043$ $\omega_2 = 0,104$
—39 40	247,4	291,0	247,9	291,0	248,8	291,0	250,7	291,0	254,8	291,0	264,4	291,0	
—60	242,2	291,0	242,4	291,0	242,8	291,0	243,9	291,0	246,8	291,0	256,1	291,0	
—76 40	233,2	291,0	233,1	291,0	233,2	291,0	233,6	291,0	234,6	291,0	239,9	291,0	
—87 20	220,0	291,0	220,0	291,0	220,1	291,0	220,4	291,0	220,9	291,0	222,5	291,0	
17 40	0	259,5	0	249,1	0	232,4	0	205,8	0	163,9	0	98,6	$T_n = 291^\circ K$ $T_c = 275^\circ K$ $\lambda = 0,4$ $\omega_1 = 0,043$ $\omega_2 = 0,104$
39 40	0	266,7	0	259,3	0	246,4	0	223,7	0	184,1	0	115,7	
60	0	273,3	0	270,2	0	263,6	0	250,4	0	220,8	0	153,8	
76 40	0	275,7	0	274,4	0	272,7	0	267,5	0	256,8	0	218,6	
87 20	0	276,6	0	276,0	0	274,3	0	271,5	0	265,5	0	253,5	
—17 40	252,5	291,0	253,2	291,0	254,3	291,0	256,5	291,0	260,7	291,0	269,5	291,0	$T_n = 291^\circ K$ $T_c = 275^\circ K$ $\lambda = 0,4$ $\omega_1 = 0,043$ $\omega_2 = 0,104$
—39 40	249,2	291,0	249,6	291,0	250,6	291,0	252,4	291,0	256,4	291,0	265,6	291,0	
—60	242,9	291,0	243,1	291,0	243,5	291,0	244,8	291,0	247,0	291,0	256,8	291,0	
—76 40	233,0	291,0	233,1	291,0	233,2	291,0	233,6	291,0	234,7	291,0	240,0	291,0	
—87 20	219,9	291,0	220,1	291,0	220,1	291,0	220,4	291,0	220,9	291,0	222,6	291,0	

I+	17 40	0	167,5	0	161,5	0	151,4	0	134,6	0	106,3	0	59,0
	39 40	0	172,6	0	169,2	0	173,7	0	150,4	0	127,0	0	82,9
	60	0	176,1	0	175,3	0	173,1	0	167,3	0	151,9	0	110,6
	76 40	0	177,0	0	176,9	0	176,8	0	176,5	0	174,3	0	156,6
	87 20	0	177,4	0	177,4	0	177,4	0	177,3	0	177,2	0	177,0
I-	-17 40	182,8	275,0	185,8	275,0	190,8	275,0	199,2	275,0	213,3	275,0	236,6	275,0
	-39 40	180,3	275,0	182,2	275,0	185,8	275,0	192,6	275,0	205,4	275,0	230,7	275,0
	-60	178,1	275,0	178,5	275,0	179,8	275,0	192,9	275,0	191,5	275,0	188,5	275,0
	-76 40	177,2	275,0	177,2	275,0	177,2	275,0	177,4	275,0	178,6	275,0	184,2	275,0
	-87 20	176,4	275,0	176,4	275,0	176,4	275,0	176,4	275,0	176,5	275,0	176,6	275,0
I+	17 40	0	158,6	0	153,5	0	144,9	0	130,6	0	106,5	0	66,4
	39 40	0	162,7	0	159,4	0	153,3	0	141,7	0	119,7	0	78,2
	60	0	166,0	0	165,2	0	163,1	0	157,7	0	143,2	0	104,3
	76 40	0	166,9	0	166,8	0	166,7	0	166,4	0	164,3	0	147,5
	87 20	0	167,3	0	167,3	0	167,3	0	167,3	0	167,2	0	166,9
I-	-17 40	173,0	275,0	176,3	275,0	181,9	275,0	191,2	275,0	206,7	275,0	232,5	275,0
	-39 40	170,3	275,0	172,4	275,0	176,4	275,0	183,9	275,0	198,0	275,0	224,8	275,0
	-60	167,9	275,0	168,4	275,0	169,8	275,0	173,3	275,0	182,7	275,0	207,8	275,0
	-76 40	167,0	275,0	167,0	275,0	167,1	275,0	167,3	275,0	168,6	275,0	179,5	275,0
	-87 20	166,3	275,0	166,3	275,0	166,3	275,0	166,3	275,0	166,4	275,0	166,0	275,0
I+	17 40	0	167,4	0	161,4	0	151,3	0	134,4	0	106,2	0	58,9
	39 40	0	175,5	0	163,1	0	162,6	0	150,3	0	127,0	0	82,9
	60	0	176,0	0	175,2	0	173,0	0	167,2	0	151,8	0	110,6
	76 40	0	177,0	0	176,9	0	176,8	0	176,5	0	174,3	0	156,5
	87 20	0	177,5	0	177,5	0	177,4	0	177,4	0	177,3	0	177,0
I-	-17 40	183,5	291,0	187,0	291,0	192,8	291,0	202,0	291,0	219,0	291,0	246,2	291,0
	-39 40	180,6	291,0	182,8	291,0	187,0	291,0	194,9	291,0	209,9	291,0	238,1	291,0
	-60	179,1	291,0	179,7	291,0	180,1	291,0	183,8	291,0	193,7	291,0	220,2	291,0
	-76 40	177,2	291,0	177,2	291,0	177,2	291,0	177,5	291,0	178,8	291,0	190,3	291,0
	-87 20	176,4	291,0	176,4	291,0	176,4	291,0	179,4	291,0	179,5	291,0	176,7	291,0

$T_n \equiv 275^\circ \text{K}$
 $T_c \equiv 291^\circ \text{K}$
 $\lambda \equiv 0,4$
 $\omega_1 \equiv 0,028$
 $\omega_2 \equiv 0,079$

$T_n \equiv 275^\circ \text{K}$
 $T_c \equiv 275^\circ \text{K}$
 $\lambda \equiv 0,4$
 $\omega_1 \equiv 0,028$
 $\omega_2 \equiv 0,079$

$T_n \equiv 291^\circ \text{K}$
 $T_c \equiv 291^\circ \text{K}$
 $\lambda \equiv 0,4$
 $\omega_1 \equiv 0,028$
 $\omega_2 \equiv 0,079$

	ϑ	$\tau_0 = 3$	$\tau_0 = 2,5$	$\tau_0 = 2$	$\tau_0 = 1,5$	$\tau_0 = 1$	$\tau_0 = 0,5$	Примечание
I'	-17°40'	271,5	272,0	272,8	274,2	276,7	281,3	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	270,4	270,7	271,3	272,5	274,8	279,6	$T_c = 275^\circ K$
	-60	268,6	268,6	268,9	269,4	271,0	275,6	$\lambda = 0,1$
	-76 40	266,0	266,0	266,0	266,1	266,4	268,5	$\omega_1 = 0,028$
	-87 20	268,3	268,4	268,6	269,1	270,5	275,0	$\omega_2 = 0,079$
I'	-17 40	270,5	271,0	271,8	273,3	275,9	280,7	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	269,8	270,1	270,7	271,9	274,2	279,1	$T_c = 275^\circ K$
	-60	268,5	268,6	268,8	269,4	271,0	275,5	$\lambda = 0,1$
	-76 40	266,5	266,6	266,6	266,6	267,0	269,0	$\omega_1 = -0,008$
	-87 20	263,4	263,4	263,4	263,4	263,5	263,7	$\omega_2 = 0,101$
I'	-17 40	271,6	272,1	273,0	274,4	276,8	281,4	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	270,6	270,9	271,5	272,7	275,0	279,6	$T_c = 275^\circ K$
	-60	269,0	269,2	269,3	270,0	271,5	276,0	$\lambda = 0,1$
	-76 40	266,7	266,7	266,7	266,8	267,1	269,2	$\omega_1 = 0$
	-87 20	263,3	263,3	263,4	263,4	263,5	263,7	$\omega_2 = 0$
I'	-17 40	270,9	270,9	270,9	270,9	271,1	271,8	$T_{II} = 275^\circ K$
	-39 40	270,3	270,3	270,3	270,3	270,4	271,2	$T_c = 275^\circ K$
	-60	269,0	269,0	269,0	269,0	269,1	269,8	$\lambda = 0,1$
	-76 40	266,7	266,7	266,7	266,7	266,7	267,1	$\omega_1 = 0$
	-87 20	263,3	263,3	263,3	263,3	263,3	263,4	$\omega_2 = 0$
I'	-17 40	252,5	253,2	254,5	256,7	260,9	269,8	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	249,6	250,1	251,0	252,9	256,9	266,1	$T_c = 275^\circ K$
	-60	243,7	243,9	244,4	245,5	248,4	257,5	$\lambda = 0,4$
	-76 40	233,9	234,0	234,1	234,5	235,6	240,8	$\omega_1 = 0,028$
	-87 20	220,4	220,4	220,5	220,8	221,3	222,9	$\omega_2 = 0,079$
I'	-17 40	250,0	250,7	251,9	254,2	258,6	268,0	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	247,4	247,9	248,8	250,7	254,8	264,4	$T_c = 275^\circ K$
	-60	242,2	242,4	242,8	243,9	246,8	256,1	$\lambda = 0,4$
	-76 40	233,0	233,1	232,2	236,6	234,6	239,9	$\omega_1 = 0,043$
	-87 20	220,0	220,0	220,1	220,4	220,9	222,5	$\omega_2 = 0,104$
I'	-17 40	252,5	253,2	254,3	256,5	260,7	269,5	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	249,2	249,2	250,6	252,4	256,4	265,6	$T_c = 275^\circ K$
	-60	242,9	243,1	243,5	244,8	247,0	256,8	$\lambda = 0,4$
	-76 40	233,0	233,1	233,2	233,6	234,7	256,8	$\omega_1 = 0$
	-87 20	219,9	220,2	220,1	220,4	220,9	222,6	$\omega_2 = 0$
I'	-17 40	173,0	176,3	181,9	191,2	206,7	232,5	$T_{II} = 275^\circ K$
	-39 40	170,3	172,4	176,4	183,9	198,0	224,8	$T_c = 275^\circ K$
	-60	167,9	168,4	169,8	173,3	182,7	207,8	$\lambda = 0,4$
	-76 40	167,0	167,0	167,1	167,3	168,6	179,5	$\omega_1 = 0,028$
	-87 20	166,3	166,3	166,3	166,3	166,4	166,6	$\omega_2 = 0,079$
I'	-17 40	271,4	271,8	272,2	272,7	272,6	268,2	$T_{II} = 291^\circ K$
	-39 40	270,6	270,8	271,1	271,6	271,6	267,5	$T_c = 275^\circ K$
	-60	269,0	269,1	269,2	269,6	269,7	267,5	$\lambda = 0,1$
	-76 40	266,7	266,7	266,7	267,7	266,8	266,3	$R = 0,2$
	-87 20	263,3	263,4	263,4	263,4	263,4	263,3	$\omega_1 = \omega_2 = 0$

δ	$\tau_0 = 3$	$\tau_0 = 2,5$	$\tau_0 = 2$	$\tau_0 = 1,5$	$\tau_0 = 1$	$\tau_0 = 0,5$	Примечание
I ⁻	-17°40'	271,1	271,1	270,8	269,5	263,8	$T_{п} = 291^{\circ} \text{ K}$
	-39 40	270,4	270,4	270,2	269,3	264,8	$T_{с} = 275^{\circ} \text{ K}$
	-60	269,0	269,0	269,0	268,6	266,1	$\lambda = 0,4$
	-76 40	266,7	266,7	266,7	266,6	266,3	$R = 0,6$
	-87 20	263,3	263,3	263,3	263,3	263,2	$\omega_1 = \omega_2 = 0$
I ⁻	-17 40	252,2	252,7	253,3	254,1	254,7	$T_{п} = 291^{\circ} \text{ K}$
	-39 40	249,0	249,3	249,8	250,6	251,4	$T_{с} = 275^{\circ} \text{ K}$
	-60	242,8	243,0	243,2	243,7	244,6	$\lambda = 0,4$
	-76 40	233,0	233,0	233,3	233,3	233,7	$R = 0,2$
	-87 20	219,9	220,0	220,0	220,1	220,3	$\omega_1 = \omega_2 = 0$
I ⁻	-17 40	251,7	251,6	251,7	248,9	241,7	$T_{п} = 291^{\circ} \text{ K}$
	-39 40	248,7	248,7	248,3	246,7	240,8	$T_{с} = 275^{\circ} \text{ K}$
	-60	242,7	242,7	242,6	241,8	238,1	$\lambda = 0,4$
	-76 40	233,1	232,9	232,8	232,5	239,3	$R = 0,6$
	-87 20	219,9	219,9	219,8	220,0	218,8	$\omega_1 = \omega_2 = 0$

Таблица 3

P мм/час	λ_0 см	F (x)						
		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
23	0,9	0,1176	0,1161	0,1096	0,0974	0,0867	0,0769	0,0689
35	3,0	0,1108	0,1097	0,1073	0,0965	0,0855	0,0802	0,0704
100	3,0	0,0969	0,0959	0,0935	0,0847	0,0754	0,0706	0,0634

P мм/час	λ_0 см	F (x)						
		70°	80°	90°	100°	110°	120°	130°
23	0,9	0,0638	0,0614	0,0621	0,0650	0,0726	0,0770	0,0843
35	3,0	0,0625	0,0610	0,0612	0,0645	0,0721	0,0818	0,0934
100	3,0	0,0579	0,0585	0,0611	0,0671	0,0768	0,0884	0,1017

P мм/час	λ_0 см	F (x)						
		140°	150°	160°	170°	180°	ω_1	ω_2
23	0,9	0,0891	0,0949	0,0999	0,1031	0,1043	0,028	0,079
35	3,0	0,1027	0,1153	0,1239	0,1297	0,1312	-0,043	0,104
100	3,0	0,1146	0,1262	0,1350	0,1412	0,1429	-0,096	0,101

§	$\tau_0 = 3$		$\tau_0 = 2,5$		$\tau_0 = 2$		$\tau_0 = 1,5$		$\tau_0 = 1$		$\tau_0 = 0,5$		Примечание
	$\tau = 0$	$\tau = 3$	$\tau = 0$	$\tau = 2,5$	$\tau = 0$	$\tau = 2$	$\tau = 0$	$\tau = 1,5$	$\tau = 0$	$\tau = 1$	$\tau = 0$	$\tau = 0,5$	
17°40'	0	259,1	0	248,7	0	231,8	0	205,1	0	162,8	0	97,2	$T_n = 291^\circ K$
39 40	0	266,3	0	258,8	0	245,8	0	222,8	0	182,8	0	113,9	$T_c = 275^\circ K$
60	0	272,9	0	269,6	0	263,1	0	249,3	0	219,1	0	151,4	$\lambda = 0,4$
76 40	0	277,8	0	273,7	0	271,1	0	268,0	0	254,6	0	215,0	$R = 0,2$
87 20	0	276,1	0	275,0	0	273,3	0	269,4	0	262,6	0	248,5	$\omega_1 = \omega_2 = 0$
—17 40	252,2	286,9	252,7	286,0	253,3	284,5	254,1	281,6	254,7	276,3	253,0	265,3	
—39 40	249,0	286,9	249,3	286,0	249,8	284,5	250,1	281,6	251,4	276,3	250,7	265,3	
—60	242,8	286,9	243,0	286,0	243,2	284,5	243,7	281,6	244,6	276,3	245,3	265,3	
—76 40	233,0	286,9	233,0	286,0	233,3	284,5	233,3	281,6	233,7	276,3	234,5	265,3	
—87 20	219,9	286,9	220,0	286,0	220,0	284,5	220,1	281,6	220,3	276,3	220,3	265,3	
17 40	0	258,4	0	247,7	0	230,7	0	203,4	0	160,4	0	94,0	$T_n = 291^\circ K$
39 40	0	265,5	0	257,8	0	244,4	0	220,9	0	180,1	0	110,2	$T_c = 275^\circ K$
60	0	271,8	0	268,4	0	261,4	0	246,9	0	215,6	0	146,4	$\lambda = 0,4$
76 40	0	273,7	0	272,0	0	268,9	0	263,0	0	250,8	0	207,3	$R = 0,6$
87 20	0	274,3	0	272,8	0	270,2	0	265,3	0	256,3	0	237,8	$\omega_1 = \omega_2 = 0$
—17 40	251,7	278,1	251,6	275,3	251,0	270,3	248,9	261,3	241,7	244,5	217,6	210,6	
—39 40	248,7	278,1	248,7	275,3	248,3	270,3	246,7	261,3	240,8	244,5	218,7	210,6	
—60	242,7	278,1	242,7	275,3	242,6	270,3	241,8	261,3	238,1	244,5	220,9	210,6	
—76 40	233,1	278,1	232,9	275,3	232,8	270,3	232,5	261,3	239,3	244,5	222,8	210,6	
—87 20	219,9	278,1	219,9	275,3	219,8	270,3	220,5	261,3	218,8	244,5	215,4	210,6	
17 40	0	258,0	0	247,2	0	230,0	0	202,5	0	159,1	0	92,3	$T_n = 291^\circ K$
39 40	0	265,0	0	257,3	0	243,7	0	219,9	0	178,6	0	108,2	$T_c = 275^\circ K$
60	0	271,3	0	267,7	0	260,5	0	245,7	0	213,7	0	143,6	$\lambda = 0,4$
76 40	0	273,3	0	277,8	0	267,8	0	261,3	0	247,2	0	203,2	$R = 0,8$
87 20	0	273,4	0	271,7	0	268,6	0	263,1	0	252,9	0	232,0	$\omega_1 = \omega_2 = 0$
—17 40	251,4	273,3	251,0	269,4	249,8	262,7	246,1	250,4	234,7	227,4	198,7	181,2	
—39 40	248,5	273,3	248,3	269,4	247,5	262,7	244,6	250,4	235,0	227,4	201,6	181,2	
—60	242,7	273,3	242,6	269,4	242,2	262,7	240,7	250,4	234,6	227,4	207,8	181,2	

I ⁺	17 40	0	263,0	0	254,4	0	240,0	0	215,9	0	175,6	0	108,8
	39 40	0	269,4	0	263,9	0	253,4	0	233,8	0	196,8	0	127,4
	60	0	274,6	0	273,0	0	269,2	0	259,5	0	234,3	0	168,8
	76 40	0	275,5	0	275,2	0	274,6	0	273,3	0	268,2	0	237,5
	87 20	0	275,6	0	275,3	0	274,9	0	274,0	0	272,3	0	268,1
I ⁻	-17 40	271,1	279,8	271,1	278,0	274,8	274,8	269,5	268,3	263,8	255,0	241,3	224,4
	-39 40	270,4	279,8	270,4	278,0	274,8	274,8	269,3	268,3	264,8	255,0	244,1	224,4
	-60	269,0	279,8	269,0	278,0	274,8	274,8	268,6	268,3	266,1	255,0	250,4	224,4
	-76 40	266,7	279,8	266,7	278,0	274,8	274,8	266,6	268,3	266,3	255,0	260,4	224,4
	-87 20	263,3	279,8	263,3	278,0	274,8	274,8	263,3	268,3	263,2	255,0	262,4	224,0
I ⁺	17 40	0	262,9	0	254,3	0	239,9	0	215,7	0	175,4	0	108,5
	39 40	0	269,3	0	263,8	0	253,3	0	233,6	0	196,6	0	127,1
	60	0	274,5	0	272,9	0	269,1	0	259,3	0	234,0	0	168,4
	76 40	0	275,3	0	275,0	0	274,5	0	273,1	0	267,8	0	236,8
	87 20	0	275,4	0	275,1	0	274,7	0	273,7	0	271,7	0	267,1
I ⁻	-17 40	270,9	275,9	270,8	273,6	269,2	269,2	267,8	260,6	259,4	242,7	227,6	201,8
	-39 40	270,3	275,9	270,2	273,6	269,2	269,2	268,1	260,6	261,3	242,7	232,0	201,8
	-60	269,0	275,9	269,0	273,0	269,2	269,2	268,1	260,0	264,3	242,7	241,7	201,8
	-76 40	267,8	275,9	266,7	273,6	269,2	269,2	266,6	260,6	265,9	242,7	257,4	201,8
	-87 20	263,3	275,9	263,3	273,6	269,2	269,2	263,3	260,6	263,1	242,7	262,0	201,8
I ⁺	17 40	0	262,8	0	254,2	0	239,8	0	215,6	0	175,2	0	108,2
	39 40	0	269,3	0	263,7	0	253,2	0	233,5	0	196,3	0	126,5
	60	0	274,4	0	272,8	0	268,9	0	259,1	0	233,7	0	167,9
	76 40	0	275,2	0	274,9	0	274,3	0	272,8	0	267,5	0	236,1
	87 20	0	275,2	0	274,9	0	274,4	0	273,4	0	271,2	0	266,1
I ⁻	-17 40	270,7	272,1	270,4	269,2	263,6	263,6	266,1	252,8	254,9	230,4	213,9	178,9
	-39 40	270,2	272,1	270,0	269,4	263,6	263,6	266,9	252,8	257,7	230,4	219,8	178,9
	-60	268,9	272,1	268,9	268,7	263,6	263,6	267,7	250,4	262,5	230,4	233,0	178,9
	-76 40	266,7	272,1	266,7	266,6	263,6	263,6	266,5	252,8	265,6	230,4	254,3	178,9
	-87 20	263,3	272,1	263,3	269,2	263,6	263,6	263,2	252,8	263,0	230,4	261,6	178,9
I ⁺	17 40	0	257,5	0	246,7	0	229,3	0	201,5	0	157,7	0	90,6
	39 40	0	264,5	0	256,7	0	242,9	0	218,8	0	177,0	0	106,1
	60	0	270,6	0	267,0	0	259,6	0	244,3	0	211,7	0	140,8
	76 40	0	272,2	0	270,2	0	266,5	0	259,6	0	255,7	0	199,0
	87 20	0	272,4	0	270,4	0	267,0	0	260,8	0	249,2	0	226,0

θ	τ ₀ = 3						τ ₀ = 2,5		τ ₀ = 2		τ ₀ = 1,5		τ ₀ = 1		τ ₀ = 0,5		Примечания	
	τ = 0		τ = 3		τ = 0		τ = 2,5		τ = 0		τ = 1,5		τ = 0		τ = 0,5			
-17°40'	251,1	268,2	250,4	263,3	248,5	254,5	243,1	238,7	227,3	209,3	179,0	150,6						
-39 40	248,3	268,2	247,9	263,3	246,6	254,5	242,4	238,7	228,9	209,3	183,7	150,6						
-60	242,6	268,2	242,4	263,3	241,8	254,5	239,6	238,7	231,0	209,3	194,1	150,6						
-76 40	232,8	268,2	272,8	263,3	232,5	254,5	231,7	238,7	209,3	209,3	210,0	150,6						
-87 20	219,8	268,2	219,8	263,3	219,6	254,5	219,1	238,7	217,2	209,3	210,0	150,6						
17 40	0	263,1	0	254,5	0	240,2	0	216,1	0	176,0	0	109,3						
39 40	0	269,5	0	264,0	0	253,6	0	234,0	0	197,2	0	128,1						
60	0	274,7	0	273,2	0	269,5	0	259,6	0	234,9	0	169,7						
76 40	0	275,7	0	275,5	0	275,0	0	273,8	0	269,0	0	238,9						
87 20	0	275,9	0	275,7	0	275,4	0	274,7	0	273,3	0	270,1						
-17 40	271,4	287,3	271,8	286,7	272,2	285,6	272,7	283,5	272,6	279,1	268,2	269,0						
-39 40	270,6	287,3	270,8	286,7	271,1	285,6	271,6	283,5	271,6	279,1	268,0	269,0						
-60	269,0	287,3	269,1	286,7	269,2	285,6	269,6	283,5	269,7	279,1	267,5	269,0						
-76 40	266,7	287,3	266,7	286,7	266,7	285,6	266,7	283,5	266,8	279,1	266,3	269,0						
-87 20	263,3	287,3	263,4	286,7	263,4	285,6	263,4	283,5	263,4	279,1	263,3	269,0						
17 40	0	263,0	0	254,5	0	240,1	0	216,0	0	175,8	0	109,1						
39 40	0	269,5	0	263,9	0	253,5	0	233,9	0	197,0	0	127,8						
60	0	274,7	0	273,1	0	263,9	0	239,6	0	234,6	0	169,3						
76 40	0	275,6	0	277,3	0	274,8	0	273,5	0	268,6	0	238,2						
87 20	0	275,7	0	275,5	0	275,1	0	274,4	0	272,8	0	269,1						
-17 40	271,3	283,6	271,4	282,4	271,5	280,2	271,1	276,0	268,2	267,1	254,8	246,8						
-39 40	270,5	283,6	270,6	282,4	270,7	280,2	270,4	276,0	268,2	267,1	256,1	246,8						
-60	269,0	283,6	269,0	282,4	269,1	280,2	269,0	276,0	267,9	267,1	259,0	246,8						
-76 40	266,7	283,6	266,6	282,4	266,7	280,2	266,7	276,0	266,1	267,1	268,3	246,8						
-87 20	263,3	283,6	263,3	282,4	263,3	280,2	263,3	276,0	263,3	267,1	268,8	246,8						

$T_{\text{п}} = 291^{\circ}$
 $T_{\text{с}} = 275^{\circ}$
 $\lambda = 0,1$
 $R = 0,2$
 $\omega_1 = 0$
 $\omega_2 = 0$

$T_{\text{п}} = 291^{\circ}$
 $T_{\text{с}} = 275^{\circ}$
 $\lambda = 0,1$
 $R = 0,4$
 $\omega_1 = 0$
 $\omega_2 = 0$

Таблиц:

θ	τ ₀ = 3						τ ₀ = 2,5		τ ₀ = 2		τ ₀ = 1,5		τ ₀ = 1		τ ₀ = 0,5		Примечания
	τ = 0		τ = 3		τ = 0		τ = 2,5		τ = 0		τ = 1,5		τ = 0		τ = 0,5		
17°40'	0	236,9	0	229,4	0	217,1	0	196,3	0	160,9	0	101,0	0	118,1	0	101,0	T _п = 291° T _с = 275° λ = 0,1 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
39 40	0	242,6	0	237,8	0	229,2	0	212,1	0	180,0	0	118,1	0	180,0	0	118,1	
60	0	247,0	0	245,8	0	243,0	0	235,1	0	214,1	0	156,4	0	214,1	0	156,4	
76 40	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,0	0	244,3	0	219,0	0	244,3	0	219,0	
87 20	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,5	0	247,5	
—17 40	249,4	291,0	250,6	291,0	252,9	291,0	253,7	291,0	256,5	291,0	262,7	291,0	273,3	291,0	270,3	291,0	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,4 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
—39 40	248,4	291,0	249,1	291,0	250,7	291,0	253,7	291,0	253,7	291,0	259,4	291,0	270,3	291,0	263,5	291,0	
—60	247,6	291,0	247,8	291,0	248,2	291,0	249,7	291,0	249,7	291,0	253,4	291,0	263,5	291,0	263,5	291,0	
—76 40	247,5	291,0	247,5	291,0	247,6	291,0	247,6	291,0	247,6	291,0	248,1	291,0	252,5	291,0	252,5	291,0	
—87 20	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	247,5	291,0	
17 40	0	157,9	0	153,0	0	144,7	0	130,8	0	107,3	0	67,3	0	120,0	0	67,3	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,4 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
39 40	0	161,7	0	158,6	0	152,8	0	141,4	0	120,0	0	78,7	0	141,4	0	78,7	
60	0	164,7	0	163,8	0	162,0	0	156,8	0	142,7	0	104,3	0	142,7	0	104,3	
76 40	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	164,7	0	162,9	0	146,0	0	162,9	0	146,0	
87 20	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	165,0	0	165,0	
—17 40	170,0	291,0	174,2	291,0	180,5	291,0	174,3	291,0	191,0	291,0	209,1	291,0	239,6	291,0	230,9	291,0	T _п = 291° K T _с = 275° K λ = 0,4 ω ₁ = 0 ω ₂ = 0
—39 40	166,8	291,0	169,9	291,0	174,3	291,0	174,3	291,0	183,0	291,0	199,4	291,0	239,6	291,0	230,9	291,0	
—60	165,3	291,0	165,8	291,0	167,2	291,0	171,4	291,0	171,4	291,0	182,0	291,0	211,4	291,0	211,4	291,0	
—76 40	165,0	291,0	165,0	291,0	165,1	291,0	165,3	291,0	165,3	291,0	166,7	291,0	179,5	291,0	179,5	291,0	
—87 20	165,0	291,0	165,0	291,0	165,0	291,0	165,0	165,0	165,0	291,0	165,0	165,0	165,0	291,0	165,0	291,0	

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЫ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ВОЛН

1

Радиоастрономические методы исследования атмосферы, развитые в работах [1—4] применительно к свободной атмосфере, могут быть использованы также для исследования гидрометеоров.

Целью настоящей работы является исследование радиоастрономическими методами зависимости спектра микроволновых поглощений свойств атмосферных облачных образований.

Рассмотрим соотношения, характеризующие радиопрозрачность и лучательную способность облачной атмосферы в СВЧ-диапазоне.

Радиояркая температура собственного излучения атмосферы, ходящейся в условиях локального термодинамического равновесия, учета процессов рассеяния определяется в виде [5]

$$T_{\text{я}} = \int_0^{\Gamma_{\text{п}}} T(\Gamma) e^{-\Gamma} d\Gamma,$$

где $\Gamma_{\text{п}} = \sec z \int_0^{\infty} \kappa_{\text{п}}(H) dH$ — полное поглощение в атмосфере в направлении зенитного угла z , $\Gamma = \sec z \int_0^{H_1} \kappa_{\text{п}}(H) dH$ — поглощение в слое атмосферы на высоте H_1 ($0 - H_1$), $T(\Gamma)$ — абсолютная температура в функции поглощения.

Интегральное соотношение (1) для яркостной температуры можно было бы представлено также в виде

$$T_{\text{я}} = (T_0 - \Delta T) (1 - e^{-\Gamma_{\text{п}}}),$$

где ΔT — поправка на неизотермичность атмосферы, составляющая разных волнах $5 - 30^\circ \text{K}$.

Полное поглощение в облачной атмосфере складывается из поглощения в кислороде, водяном паре и в капельках воды. Коэффициент поглощения в кислороде и водяном паре для волн $\lambda > 0,2 \text{ см}$ вне облачного резонанса кислорода имеет вид [2]

$$\kappa_{\text{п}} = \frac{\alpha_{11} P^2}{T^{5/2}} + 4 \frac{\alpha_{21} P}{T^{3/2}} \rho_{\text{вл}} + \frac{\alpha_{22} P}{T^2} \rho_{\text{вл}} e^{-\frac{280}{T}},$$

T — температура, $\rho_{вл}$ — абсолютная влажность.

Поглощение в жидкокапельных облаках в условиях релеевского рассеяния может быть представлено следующим выражением:

$$\tau_{об} = \int_0^l \frac{8,2}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right) \omega_l dl, \quad (4)$$

где λ — длина волны, ω_l — водность облаков в г/м^3 , ϵ_c — комплексная диэлектрическая проницаемость воды, l — длина луча в облаке.

Для изотермического облака поглощение пропорционально его интегральной водности W (количество воды в жидкокапельном состоянии, заключенное в столбе воздуха с основанием 1 м^2 , направление которого совпадает с электрической осью антенны). При этом

$$W = \int_0^l \omega_l dl. \quad (5)$$

2

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости воды в радиодиапазоне определяется формулой Дебая

$$\epsilon_c = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + i \frac{\Delta\lambda}{\lambda}} + \epsilon_\infty, \quad (6)$$

где $\Delta\lambda = 2\pi c \tau_p \frac{\epsilon_0 + 2}{\epsilon_\infty + 2}$, τ_p — время релаксации молекул воды, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воды на частотах $\omega \ll \frac{1}{\tau_p}$, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость воды на частотах $\omega \gg \frac{1}{\tau_p}$.

Частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости воды проявляется на спектральной зависимости коэффициента поглощения в облаках. Диэлектрические свойства водяных капель исследовались рядом авторов в лабораторных условиях (см., например, [6—9]).

По данным работы Керра [6], значения ϵ_0 и ϵ_∞ совпадают с результатами, приведенными в [7], а величина $\Delta\lambda$ несколько отличается от приведенной в [7]. Наибольшее расхождение получается для температуры 40°С . При температуре $0 - 10^\circ \text{С}$ значения мало различаются между собой. В табл. 1 приведены результаты обеих работ.

Таблица 1

Температура, $^\circ \text{С}$	ϵ_0	ϵ_∞	$\Delta\lambda$ [7] см	$\Delta\lambda$ [6] см
0	88	5,5	3,34	3,59
10	84	5,5	2,39	2,24
20	80	5,5	1,80	1,52
30	76,5	5,5	1,39	1,12
40	73	5,5	1,12	0,859

ния воды на волнах 0,62; 1,24 и 3,21 см при температурах выше точки таяния льда и определена мнимая часть коэффициента преломления воды на волнах 0,62 и 1,24 см при температуре -8°C .

Отмеченные исследования указывают на допустимость использования формулы Дебая во всей миллиметровой и сантиметровой областях. Из табл. 1 видно, что параметры ϵ_0 и $\Delta\lambda$ зависят от температуры. На более сильно температурная зависимость сказывается на параметре Δ с учетом изменения времени релаксации молекул воды.

При температуре выше точки таяния льда экспериментальные значения τ_p , взятые из [6] и [7], могут быть представлены с точностью до температурной зависимостью следующего вида:

$$\tau_p = e^a \left(\frac{273}{T} - b \right) 10^{-12} \text{ сек.},$$

где a и b — постоянные, T — абсолютная температура воды в градусах Кельвина.

Значения постоянных a и b по результатам работ [6] и [7] следующие: для [6] $a=10,5$, $b=0,96$; для [7] $a=7,6$, $b=0,95$.

В облаках капельки воды большей частью находятся в переохлажденном состоянии, т. е. при температуре ниже точки таяния льда. При рассмотрении спектров облаков будем предполагать, что при температурах ниже точки таяния льда параметр ϵ_{∞} остается постоянным, параметр ϵ_0 может быть получен линейной экстраполяцией значений при $T > 273^{\circ}\text{C}$ для τ_p выполнимо соотношение [7] с постоянными $a=9$ и $b=0,95$.

Спектр поглощения в жидкокапельном облаке определяется соотношением $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$. На рис. 1 построена зависимость $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$ от y , где $y = \frac{2\pi\tau_p}{\lambda} \frac{\epsilon_0 + 2}{\epsilon_{\infty} + 2}$.

Кривые 1 и 2 на рис. 1 соответствуют значениям ϵ_0 при температурах 20 и -10°C . Можно видеть, что различие между кривыми состоит в том, что они несколько сдвинуты относительно y .

При значениях $y < 2$ имеет место линейная зависимость $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$ от y . При $\tau_p = \text{const}$ имеем $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right) \sim \frac{1}{\lambda}$ и $\Gamma_{0,6} \approx \frac{1}{\lambda^2}$. Условие $y < 2$ выполняется, например, в диапазоне волн $\lambda > 0,8$ см при температуре 20°C и в диапазоне волн $\lambda > 2,5$ см при температуре -10°C .

При возрастании y в интервале $2 < y < 10$ наклон кривых уменьшается. При этом форма спектра в коротковолновой области сильноклоняется от квадратической зависимости.

Максимум $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$ наступает при значениях $y = 10 \div 14$.

В области максимума $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$ производная $\frac{\partial \text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)}{\partial \tau_p}$ имеет значение, близкое к нулю, что приводит к уменьшению температурной зависимости поглощения. При температуре $t_{0,6} = -10^{\circ}\text{C}$ максимум $\text{Im} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_c + 2} \right)$ находится вблизи волны $\lambda = 0,4$ см, при температуре $t_{0,6} = 10^{\circ}\text{C}$ — вблизи волны $\lambda = 0,2$ см.

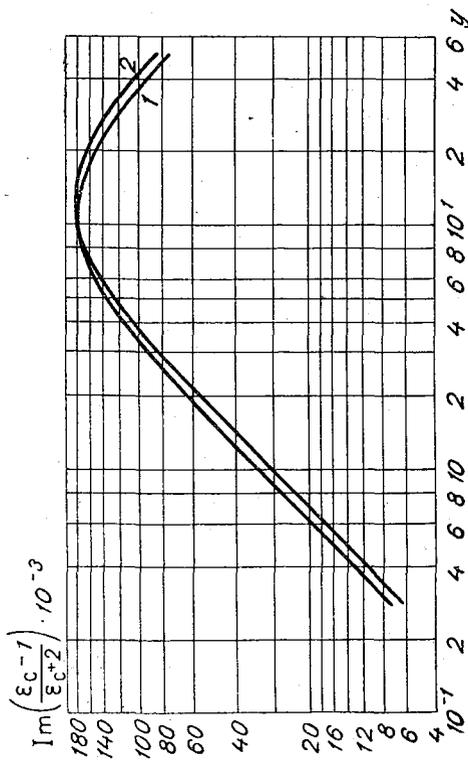


Рис. 1. Зависимость температурного множителя коэффициента поглощения в облаке от параметра y .

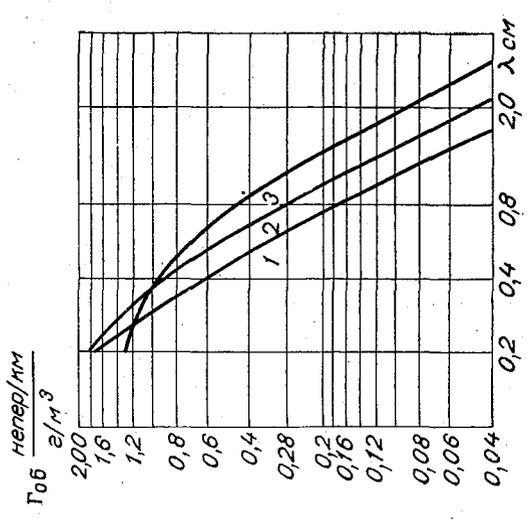


Рис. 2. Спектры поглощения в облаке при различных значениях температуры. 1 - $t_{0.6} = 20^\circ\text{C}$, 2 - $t_{0.6} = 0^\circ\text{C}$, 3 - $t_{0.6} = 20^\circ\text{C}$.

температуры 20, 0 и -20°C . Из графиков рис. 2 видно, что температура облака оказывает весьма сильное влияние на спектр поглощения. Например, при температуре -20°C поглощения в облаках с учетом экстремальных поляризации заметно отклоняются от зависимости $\approx \frac{1}{\lambda^2}$ в миллиметровом диапазоне волн.¹

3

Экспериментальные исследования излучения и поглощения облаков атмосферы были начаты нами в 1962—1963 гг. на волнах 0,4 и 0,8 м в районе г. Ленинграда. В дальнейшем эти исследования были продолжены на радиотелескопе РТ-22 физического института им. Лебедева [1].

Во время радиометрических измерений атмосферы регулярно велись наблюдения за температурой, давлением и абсолютной влажностью у поверхности земли, в облачную погоду отмечались форма и высота нижней границы облака по [13]. Было осуществлено четыре вылета самолета-зондировщика из аэропорта Внуково в район, расположенный на расстоянии 30 км от РТ-22.

Измерения проводились на следующих волнах: 0,4; 0,8; 1,6; 3,3 и 10 см. Краткая характеристика применявшейся на РТ-22 радиометрической аппаратуры приведена в табл. 2.

Таблица

Тип радиометра	Длина волны, см	$\sqrt{\delta T^2}$	$\tau_{\text{в}}$ сек.	Δf МГц	θ угл. м
Супергетеродинный	0,41	3÷4	8	30	2,0
Супергетеродинный	0,82	0,8	4	30	2,0
Супергетеродинный	1,57	0,8	5	60	3,5
Параметрический	3,34	0,1	5	60	5,9
Супергетеродинный	3,34	0,1	5	60	5,9
Параметрический прямого усиления	10,3	0,05	2	200	18,0

В табл. 2 $\sqrt{\delta T^2}$ — флуктуационная чувствительность радиометра, $\tau_{\text{в}}$ — постоянная времени выходного прибора, Δf — полоса частот, пропускаемых радиометром, θ — ширина диаграммы направленности уровня 0,5. Совмещение электрических осей антенны на указанных волнах было достигнуто с помощью специального облучателя, расположенного в фокусе 22-метрового зеркала.

Калибровочные измерения параметров антенны производились путем совместного определения радиопрозрачности и радиояркостной температуры атмосферы одновременно на нескольких волнах. Это позволило определить параметры антенны с точностью не менее 10% по среднеквадратической ошибке.

Радиометрические измерения облаков проводились на РТ-22 с мая 1964 г. по июнь 1965 г. при различных метеорологических условиях. Регистрация облаков производилась с неподвижной антенной или при

¹ Из-за малости мнимой части диэлектрической проницаемости льда поглощение в кристаллических облаках независимо от формы кристаллов более чем на два порядка меньше, чем в капельных переохлажденных облаках, имеющих одинаковую с ними температуру и водность. Если учесть, что водность кристаллических облаков меньше жидкокапельных и не превышает $0,7 \text{ г/м}^3$ [11], то очевидно, что поглощением в них можно пренебречь.

сти или тумана применялись вертикальные разрезы атмосферы.

Отношение сигнал/шум, определяемое яркостной температурой излучения облака относительно уровня чистого неба и флуктуационной чувствительностью радиометра, было неодинаково на разных волнах. Наибольшее отношение сигнал/шум получалось на волне 0,82 см. На этой волне регистрировалось излучение облаков нижнего яруса и вертикального развития, за исключением тонких, просвечивающих слоистых и кучевых облаков. На всех волнах уверенно записывались мощные кучевые облака *Cu cong.* и отдельные средние кучевые облака *Cu med.*

На рис. 3 приведены в качестве примера кривые измерения яркостной температуры атмосферы, полученные при измерении излучения

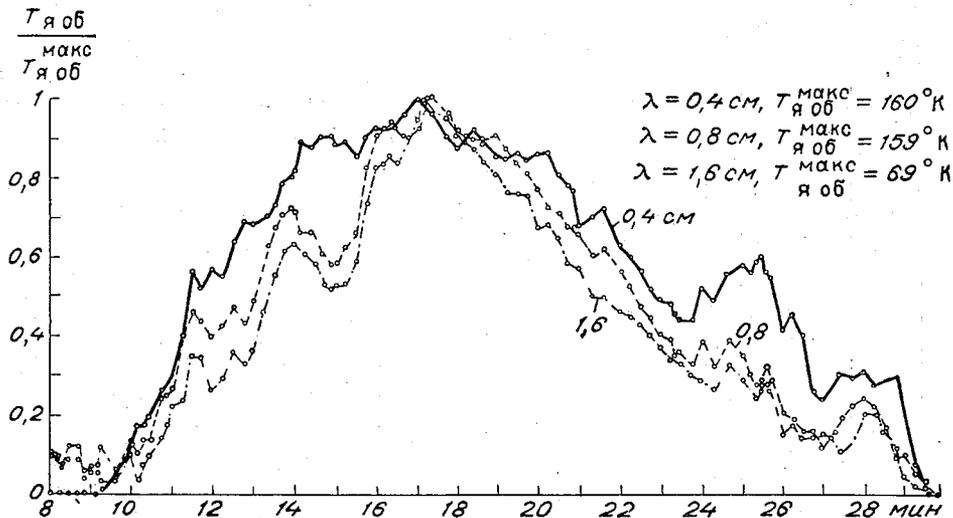


Рис. 3. Относительные вариации яркостной температуры облака на волнах 0,4; 0,8 и 1,6 см. Яркостная температура безоблачного неба на $\lambda=0,4$ см составила 100°K , на $\lambda=0,8$ см 38°K , на $\lambda=1,6$ см 22°K . Зенитный угол 60° .

мощного кучевого облака на волнах 0,41; 0,82 и 1,6 см 3/IX 1964 г. Интервалы осреднения яркостных температур $T_{яоб}$ заключены в пределах 5—20 сек. Для удобства сравнения кривые нормированы к соответствующим максимальным значениям $T_{яоб макс}$. Из рис. 3 видно, что кривые относительного изменения $T_{яоб}$ неодинаковы для разных волн. Отмеченное обстоятельство связано с нарушением пропорциональности между $T_{яоб}$ и W в миллиметровом диапазоне волн, которое в большей степени проявляется на волне 0,41 см.

В результате обработки записей излучения различных форм облаков были получены средние и максимальные значения $T_{яоб}$, которые сведены в табл. 3. На волнах 0,4; 3,3 и 10 см для отдельных форм облаков было меньше сеансов, чем на волнах 0,8 и 1,6 см. В этом случае данные приведены по результатам измерений на волнах 0,8 и 1,6 см с учетом спектральной зависимости излучения.

Случайная ошибка отдельного измерения яркостной температуры облака, определяемая главным образом флуктуационным порогом и стабильностью коэффициента усиления приемника, мало зависела от интенсивности излучения облака и не превышала 10% измеренного значения для развитых кучевых облаков.

Таблица

Форма облаков	$t_{об}$ °C	z	$\lambda = 0,41$ см		$\lambda = 0,82$ см		$\lambda = 1,6$ см		$\lambda = 3,3$ см		$\lambda = 10,0$ см	
			$\bar{T}_{яоб}$	$T_{яоб}^{макс}$	$\bar{T}_{яоб}$	$T_{яоб}^{макс}$	$\bar{T}_{яоб}$	$T_{яоб}^{макс}$	$\bar{T}_{яоб}$	$T_{яоб}^{макс}$	$\bar{T}_{яоб}$	$T_{яоб}^{макс}$
Cu hum.	0-5	60	—	—	4	10	—	—	—	—	—	—
Cu med.	0-5	60	50	140	30	120	10	40	2,5	11,0	0,3	1,3
Cu cong.	0-5	60	90	160	70	162	25	67	7,0	20,0	1,01	2,51
St, Sc зима	-10	0	201	351	12	20	4	7	0,91	1,51	0,11	0,21
St, Sc лето	5	0	351	701	15	35	5	11	1,0	2,5	0,11	0,31

1 Данные получены с использованием результатов измерений на волнах $\lambda=0,82$ см и $\lambda=1,6$ см.

Таблица

Форма облаков	$t_{об}$ °C	z	$\lambda = 0,41$ см		$\lambda = 0,82$ см		$\lambda = 1,6$ см		$\lambda = 3,3$ см		$\lambda = 10,0$ см	
			$\bar{\Gamma}_{об}$	$\Gamma_{об}^{макс}$								
Cu hum.	0-5	60	—	—	0,01	0,01	—	—	—	—	—	—
Cu med.	0-5	60	0,4	2,0	0,14	0,73	0,04	0,21	0,009	0,042	0,0011	0,004
Cu cong.	0-5	60	1,1	3,3	0,40	1,21	0,12	0,35	0,026	0,075	0,0036	0,009
St, Sc зима	-10	0	0,13	0,24	0,05	0,09	0,015	0,026	0,0034	0,006	0,0004	0,000

температуры атмосферы и по наблюдениям радиоизлучения Солнца при слежении за положением центра его диска.

Данные о поглощении, полученные по измерению собственного радиоизлучения, относятся к широкому классу облаков. Абсолютная температура облака была определена из материалов самолетного зондирования атмосферы, а также оценивалась по температуре у поверхности земли и средней высоте облаков. В последнем случае подоблачный градиент температуры выбирался согласно [11]. Точность оценки принималась равной $\pm 4^\circ\text{C}$. В табл. 4 сведены значения средних и максимальных поглощений в облаках, полученные по измерениям яркостных температур.

Измерения поглощения по радиоизлучению Солнца позволили реализовать более высокую точность, что дало возможность использовать эти измерения для определения характеристики диэлектрической проницаемости водяных капель.

4

Экспериментальное исследование влияния температуры на спектр относительных поглощений в облаке было проведено по радиоизлучению Солнца для волн 0,41; 0,82 и 1,6 см. При этих измерениях температура облака менялась в интервале от $+3$ до -13° , что позволило получить экспериментальные данные о температурной зависимости диэлектрической проницаемости водяных капель в области переохлаждения.

Измерения показали, что при понижении температуры наблюдается уменьшение отношения поглощения $\frac{\Gamma_{об}(0,4)}{\Gamma_{об}(0,8)}$, $\frac{\Gamma_{об}(0,8)}{\Gamma_{об}(1,6)}$ и увеличение постоянной релаксации τ_p . На рис. 4 приведены значения $\frac{\Gamma_{об}(0,4)}{\Gamma_{об}(0,8)}$ и $\frac{\Gamma_{об}(0,8)}{\Gamma_{об}(1,6)}$, измеренные при сопровождении центра диска Солнца. Там же представлены температурные зависимости отношений поглощений в облаке на этих волнах, полученные при температурах ниже точки таяния льда экстраполяцией от значений ϵ_0 и τ_p , измеренных при температурах $T_{об} \geq 273^\circ\text{K}$. В табл. 5 представлены значения времени релаксации молекул воды, полученные во время восьми сеансов наблюдений.

Таблица 5

Сеанс наблюдений	1	2	3	4	5	6	7	8
$t_{об}$ °C	-12,5	-8	-7	-4	-2,5	2	2	3
$\tau_p \cdot 10^{-12}$ сек.	2,60	2,20	2,07	1,91	1,67	1,75	1,27	1,20

Из рис. 4 видно, что измеренные значения отношений поглощений $\frac{\Gamma_{об}(0,4)}{\Gamma_{об}(0,8)}$ и $\frac{\Gamma_{об}(0,8)}{\Gamma_{об}(1,6)}$ в пределах ошибок согласуются с расчетными кривыми. При этом экспериментальные точки ложатся ближе к кривым 2, соответствующим экстраполяции данных [6], а не к кривым 1, соответствующим экстраполяции данных [7], хотя погрешности эксперимента не позволяют сделать уверенного выбора между [6] и [7].

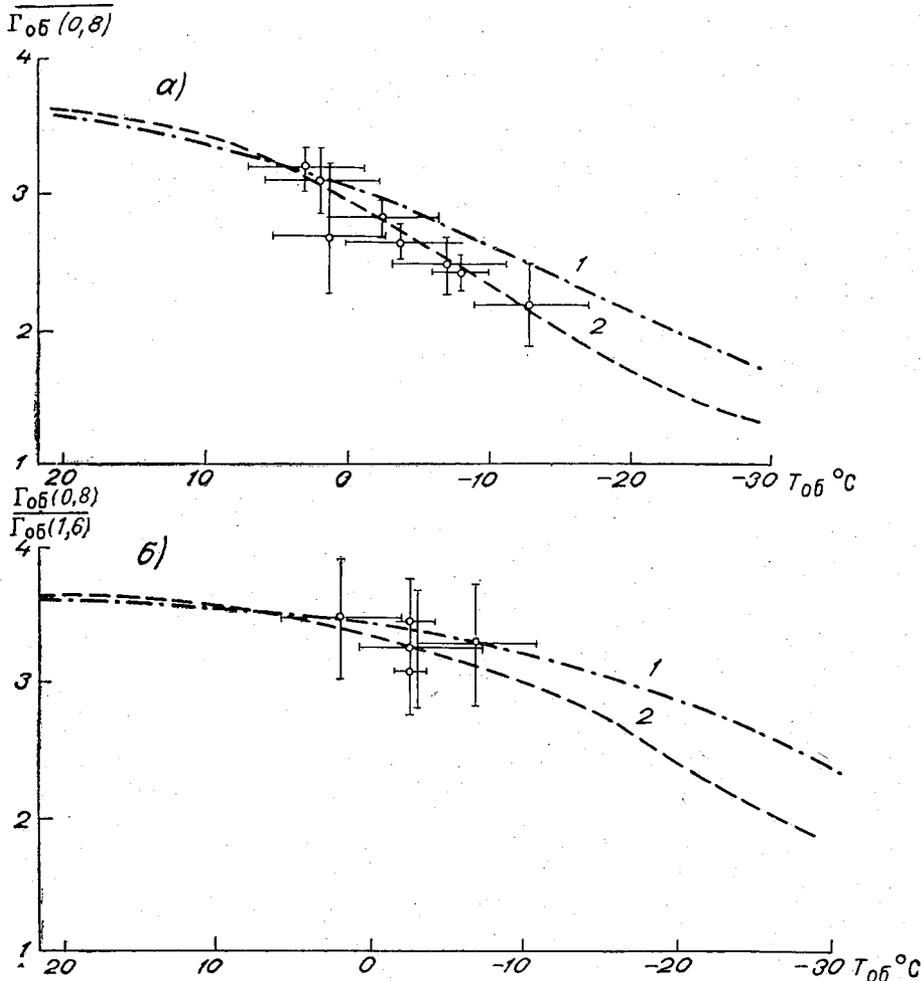


Рис. 4. Зависимость относительных поглощений в облаке на волнах 0,4; 0,8 и 1,6 см от его температуры.
 а — 0,4 и 0,8 см, б — 0,8 и 1,6 см.

5

Данные спектральных измерений полного поглощения и яркостно-температуры облачной атмосферы были обработаны для получения оценок интегральной водности облаков и полного влагосодержания атмосферы. Как следует из [3] и [4], полное поглощение облачной атмосферы зависит от полного влагосодержания атмосферы и интегральной водности облаков. Оценки возможностей совместного определения полного влагосодержания и интегральной водности по данным радиометрических наблюдений на нескольких волнах показывают, что точность измерения этих величин с учетом реальной чувствительности радиометрических приемников составляет около 10%.

В качестве примера в табл. 6 представлены результаты обработки одного сеанса измерений ($z=80^\circ$), проводившегося 3/IX 1964 г. В первых двух строчках таблицы указаны значения полного влагосодержа

ператур на волнах 0,82 и 1,6 см, в третьей и четвертой — значения интегральной водности облаков, полученные по измерениям соответственно на волнах 3,3 и 0,82 см с использованием данных о полном влагосодержании атмосферы.

Среднее значение интегрального влагосодержания составляет $18,7 \cdot 10^3$ г/м² со среднеквадратической ошибкой отдельного измерения $\pm 1,5 \cdot 10^3$ г/м². Самолетное зондирование атмосферы, выполненное в те же часы, дает близкий результат: $R=17,7 \cdot 10^3$ г/м². Из данных табл. 6 видно, что различие между значениями интегральной водности, найденными по измерению поглощения на волнах 0,82—1,6 см и на волне 3,3 см, не превышает 20%. Расхождение между значениями интегральной водности, приведенными во второй и четвертой строках, значительно меньше.

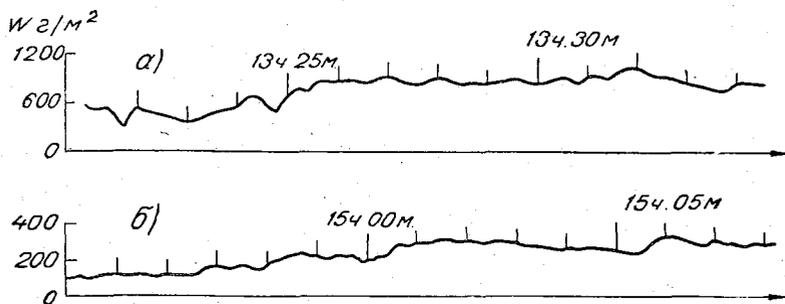


Рис. 5. Реализации временных изменений интегральной водности в слоисто-кучевых облаках.

а — 18/XII 1964 г., sec z=5,5, б — 18/V 1965 г., sec z=1,48.

Таблица 6

Время, час. мин.	14 20	14 21	14 22	14 23	14 24	14 25	14 26	14 27	14 28	14 29	14 30
R кг/м ² . . .	17,9	18,5	18,9	21,6	17,0	16,8	17,6	17,6	19,7	17,9	18,5
W г/м ² . . .	0	0	0	0	730	1020	1900	1270	1710	1680	1760
$W_{3,3}$ г/м ² . .	—	—	—	—	—	—	1600	1100	1560	1570	1860
$W_{0,8}$ г/м ² . .	0	0	80	110	720	1010	1900	1350	1730	1710	1750

Время, час. мин.	14 31	14 32	14 33	14 34	14 35	14 36	14 37	14 38	14 39	14 40
R кг/м ² . . .	17,2	17,4	17,4	18,9	21,9	21,6	19,7	19,5	18,1	17,0
W г/м ² . . .	1710	1460	1240	1150	770	240	200	130	110	190
$W_{3,3}$ г/м ² . .	1900	1740	1460	1300	—	—	—	—	—	—
$W_{0,8}$ г/м ² . .	1710	1450	1340	1200	900	410	290	200	130	160

Разброс экспериментальных значений полного влагосодержания, определенных с помощью комбинации волн 0,82—1,6 см, уменьшается с ростом зенитного угла вплоть до 85°. Среднеквадратическая ошибка оценки интегральной водности мало зависит от зенитного угла

нии W в центральной части кучевого облака.

Образец реализаций временных изменений интегральной водности в непросвечивающих слоисто-кучевых облаках, полученный при наблюдениях радиоизлучения Солнца, приведен на рис. 5.

Различие средних значений интегральной водности слоисто-кучевых облаков при $z=0^\circ$ для одного сеанса наблюдений не превышало более чем в 2—3 раза среднесезонные водозапасы слоисто-кучевых облаков, указанные в работе В. Е. Минервина [14] для Москвы. Для максимальных значений $W(0)$ различие превышало водозапасы, указанные в [14] в 5—6 раз.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что измерения радиопрозрачности атмосферы радиоастрономическими методами на нескольких волнах позволяют определить интегральные величины влагосодержания и водосодержания с точностью не менее 10—20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жевакин С. А., Троицкий В. С., Цейтлин Н. М. Радиоизлучение атмосферы и исследование поглощения сантиметровых волн. Известия вузов, сер. «Радиофизика», т. 1, № 2, стр. 19, 1958.
2. Жевакин С. А., Троицкий В. С. Поглощение сантиметровых волн в слоистой атмосфере. Радиотехника и электроника, т. 4, вып. 1, 1959.
3. Саломонович А. Е., Атаев О. М. Тепловое излучение и поглощение в земной атмосфере радиоволн 8-мм диапазона. Известия вузов, сер. «Радиофизика» т. 3, № 4, стр. 606, 1960.
4. Nicoll G. R. The Measurement of Thermal and Similar Radiations at Millimeter Wavelengths. Proc. I. E. E., V 104, No. 17, 1957, p. 519.
5. Кондратьев К. Я. Лучистый теплообмен в атмосфере. Гидрометеиздат, 1955.
6. Kerr D. E. Propagation of Short Radio Waves. M. I. T. Radiation Laboratory Series 13, New York, 1951 (Распространение ультракоротких радиоволн. «Советское радио», 1954).
7. Collie C. H., Hasted J. B. and Ritson. Dielectric Properties of H_2O and D_2O . Proc. Phys. Soc., vol. 60, No. 338, 1948, p. 2.
8. Buchanan T. I., Balance M. A. Methods for Measurement of Permittivity in the Microwave Region. Proc. Inst. Electr. Eng., vol. 99, No. 58, March 1961, p. 11.
9. Lane I. A. and Saxton I. A. Dielectric Dispersion in Pure Polar Liquids at Very High Radio-Frequencies. Proc. Roy. Soc., Ser. A., vol. 213, No. 1114, 1952, p. 40.
10. Минервин В. Е. Водность кристаллических облаков. Труды ЦАО, вып. 64, 1966.
11. Боровиков А. М., Гайворонский И. И., Зак Е. Г., Костарев В. Е., Мазин И. П., Минервин В. Е., Хргиан А. Х., Шметер С. М. Физика облаков. Гидрометеиздат, 1961.
12. Калачев П. Д., Саломонович А. Е. Радиотелескоп ФИАН СССР с 22-метровым параболическим рефлектором. Радиотехника и электроника, т. 6, № 1, 1961.
13. Атлас облаков. Гидрометеиздат, Л., 1957.
14. Минервин В. Е. Водозапасы облаков. Труды ЦАО, вып. 64, 1965.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДОЖДЯ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

1

Измерения ослабления в дожде миллиметровых и сантиметровых волн проводились рядом авторов [1—3]. Методика измерений в отмеченных работах мало различалась и сводилась к следующему. Определялось ослабление между источником и приемником, расположенными на концах открытой трассы, при одновременном измерении интенсивности и других метеопараметров дождя. При этом, как правило, ослабление в дожде измерялось на отдельных волнах.

В настоящей работе исследование ослабления и радиоизлучения дождя выполнено радиоастрономическими методами. Краткое описание методики радиометрических измерений на РТ-22 приведено в работе [5].

2

Наблюдения за радиоизлучением и ослаблением дождя проводились в течение двух периодов — в сентябре 1964 г. и в июне 1965 г. В первом случае выпадение дождя при каждом сеансе было связано с прохождением фронтальной облачности. В июне 1965 г. осадки давали кучево-дождевые облака. Интенсивность дождя изменялась в пределах 0,5—65 мм/час. В сентябре было проведено четыре сеанса наблюдений, в июне — восемь. Каждый сеанс продолжался 1—2 часа.

Прием собственного излучения атмосферы осуществлялся с неподвижной антенной на волнах 0,82; 1,6 и 3,3 см. В наблюдениях радиоизлучения Солнца использовались волны 0,41; 0,82 и 1,6 см.

Радиометрические наблюдения сопровождалась регистрацией интенсивности дождя. Для этой цели использовался осадкомер Третьякова, который был установлен на открытой площадке вблизи РТ-22. В зависимости от интенсивности дождя время экспозиции осадкомера выбиралось от 3 до 15 минут.

На рис. 1 приведены образцы записи яркостных температур атмосферы на трех волнах во время выпадения дождя из слоисто-дождевых облаков 10/IX 1964 г. Антенна была выставлена навстречу движению облаков так, чтобы ее ось находилась в плоскости вектора скорости. Зенитный угол составлял 75°. Поэтому прием излучения дождя начался

3,3 см связан с началом дождя в месте приема. При попадании капли дождя на рупор эквивалента, направленного в зенит и закрытого полиэтиленовой пленкой, происходило резкое изменение антенной температуры. На двух других волнах это не сказывалось, так как тракт эквивалента был включен на согласованную нагрузку, а от попадания капли дождя на рупор приемного канала предохраняла обшивка облучателя.

В табл. 1 представлены значения средних $T_{я}$ и максимальных $T_{я}^{max}$ яркостных температур атмосферы, полученные в результате обработки

Таблица 1

λ_1 см	0,82	1,6	3,3
$T_{я}^{max}$ °К	269	184	40,5
$\bar{T}_{я}$ °К	252	149	37
$T_{я ч. н}$ °К	74	54	12

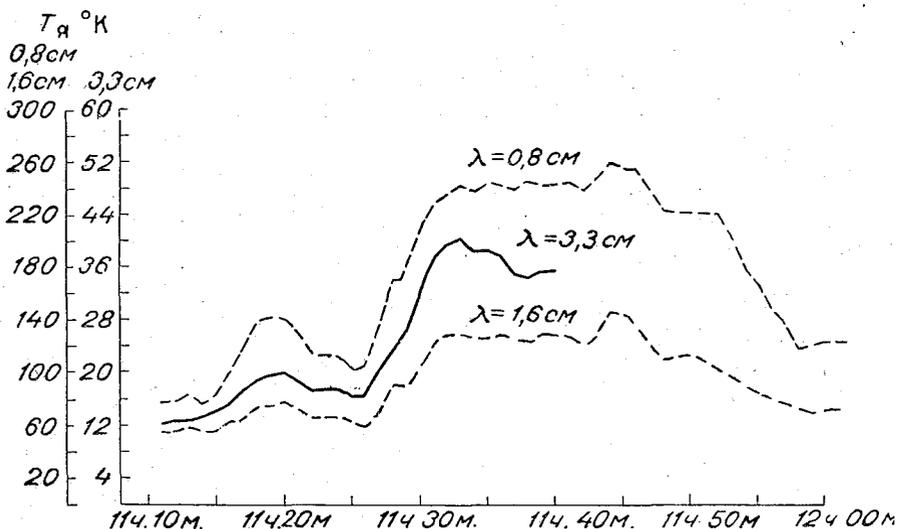


Рис. 1. Вариации яркостной температуры атмосферы на волнах 0,82, 1,6 и 3,3 см во время дождя.

двух сеансов наблюдений в период выпадения дождя. Данные относятся к зенитному углу $z=75^\circ$. Значения $\bar{T}_{я}$ осреднены за 50 мин. Максимальные яркостные температуры наблюдались в течение 4 мин. Интенсивность дождя была примерно 5 мм/час.²

Из табл. 1 видно, что яркостные температуры на волнах 1,6 и 3,3 см во время дождя значительно выше, чем при излучении мощных кулевых облаков, которые среди облаков, не дающих осадки, имеют сам

¹ Влияние дождя на параметры антенны специально не исследовалось. Однако довольно часто возникали условия, когда капли дождя появлялись раньше в зоне антенны, чем в месте приема. При этом на миллиметровых волнах не было замечено никаких отклонений в момент попадания капель дождя на антенну.

² В этот период наблюдений измерение интенсивности дождя не производилось.

бины на волне 0,82 см ($\tau \approx 3$) яркостная температура становится близкой к термодинамической температуре дождя.

3

Измерения ослабления в дожде производились при слежении за центром солнечного диска. На рис. 2 изображены графики, показывающие изменения ослабления в атмосфере на волнах 0,41; 0,82 и 1,6 см во время выпадения дождя из слоисто-дождевых облаков 10/IX 1964 г. Зенитный угол Солнца в указанный промежуток времени изменился

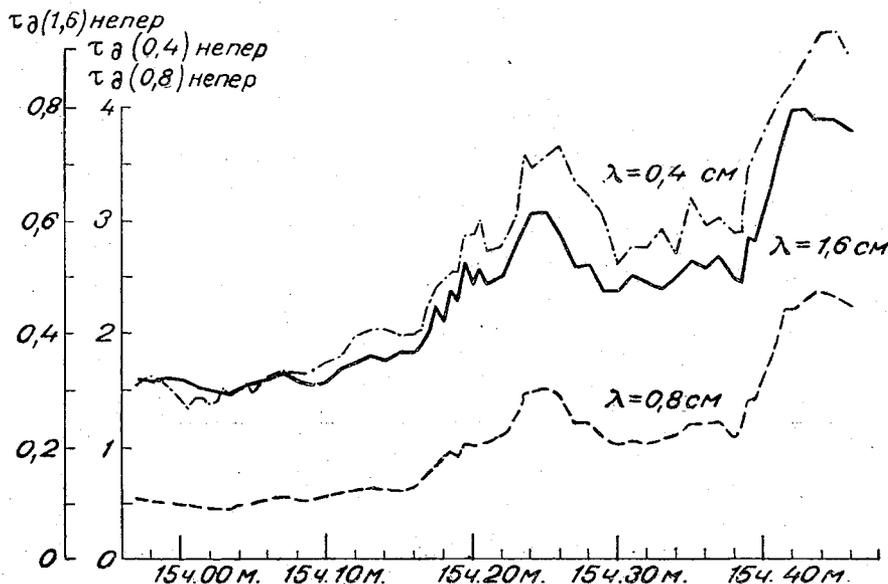


Рис. 2. Временные изменения ослабления в атмосфере на волнах 0,41, 0,82 и 1,6 см во время дождя.

с 59 до 64° . Экспериментальные точки нанесены с интервалом в 15 секунд. На рис. 2 видно, как происходит нарастание ослабления в дожде. На кривых заметны отдельные выбросы и большой провал после первого подъема. Оптическая глубина на волне 0,41 см достигает 4,7 непера, на волне 0,82 см — 2,4 непера и на волне 1,6 см — 0,8 непера.

В июне 1965 г. были проведены одновременные измерения ослабления в дожде и его интенсивности. На рис. 3 представлены экспериментальные значения оптической глубины дождя τ_d на волне 0,82 см в зависимости от его интенсивности. Значения τ_d были получены после вычитания из полного ослабления поглощения в кислороде и водяном паре. Они осреднены за время экспозиции осадкомера и приведены к $z=0^\circ$. Аппроксимирующая кривая, построенная по имеющимся точкам, испытывает загиб при значениях интенсивности дождя, больших 10 мм/час. Аналогичные зависимости $\tau_d = f(I)$ были получены для волн 0,41 и 1,6 см.

Максимальные значения ослабления в атмосфере во время дождя, наблюдавшиеся 21/VI 1965 г. при интенсивности дождя 65 мм/час, на волне 0,41 см составили 6,5 непера, на волне 0,82 см — 6,0 непера и на

ловиях сигнал от Солнца на волнах 0,41 и 0,82 см уменьшался приме
в 500 раз.

При $\tau < 2$ неперов ошибка измерений определялась стабильности
коэффициента усиления приемника и по абсолютной величине не п
вышала на трех волнах 0,04 непера. Для бóльших значений оптичест

$\tau \text{ д } \delta \delta$

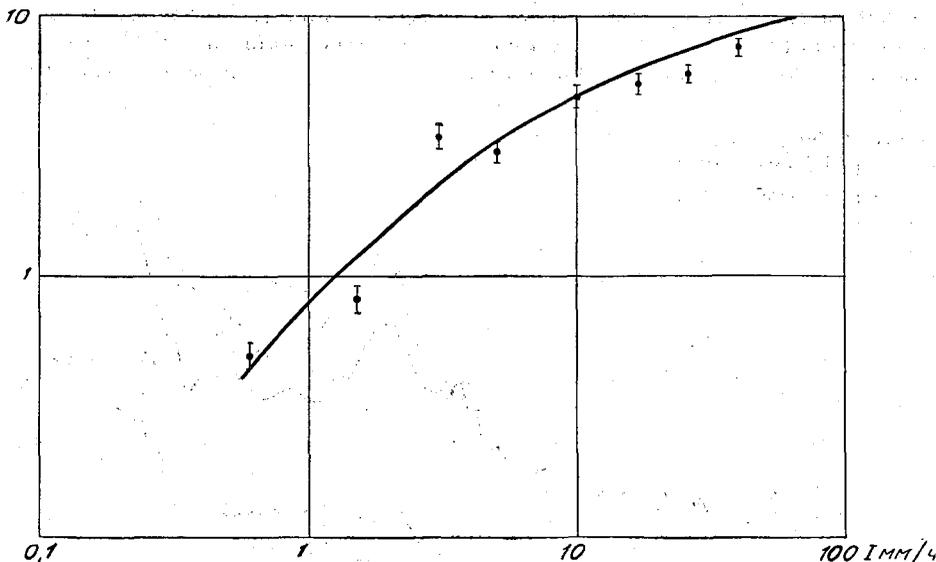


Рис. 3. Зависимость ослабления в дожде на волне 0,82 см от его интенсивности.

глубины интенсивность сигнала от Солнца оказывалась близкой к фл
туационному порогу чувствительности приемника, вследствие чего
солютная ошибка измерения τ_d возрастала.

4

В отдельные сеансы наблюдений на волне 0,82 см проводились из
рения ослабления в дожде на горизонтальной и вертикальной поляри
циях. Изменение плоскости поляризаций осуществлялось с помош
ферритового поляризатора. Калибровочные измерения были выполне
при наблюдениях радиоизлучения Солнца на двух поляризациях в без
лачную погоду. В табл. 2 представлены результаты обработки различ
ослабления в дожде на вертикальной и горизонтальной поляризации
Зенитный угол при этих измерениях составлял 30° , средние значен
интенсивности дождя — 2,5 мм/час, ослабления на вертикальной по
ризации — 1,7 непера.

Таблица 2

Сеанс	1	2	3	4	5	6	7
Время, час. мин. сек.	17 06 30	17 07 05	17 07 30	17 08 10	17 08 30	17 08 55	17 09
$\frac{\tau_d^{\rightarrow} - \tau_d^{\uparrow}}{\tau_d^{\uparrow}} \%$	5,8	4,0	2,9	4,2	5,4	2,2	7,

кальной и горизонтальной поляризациях при интенсивности 2,5 мм/час на волне 0,86 см составляет около 10%. Меньшие значения $\frac{\tau_{\lambda}^{\rightarrow} - \tau_{\lambda}^{\uparrow}}{\tau_{\lambda}^{\uparrow}}$ табл. 2 можно отнести за счет разброса зенитных углов наблюдений.

5

Одновременные измерения величины ослабления в осадках на волнах 0,41; 0,82 и 1,6 см дали возможность определить отношения коэф-

$\tau_{\alpha}(0,4), \tau_{\alpha}(0,8)$

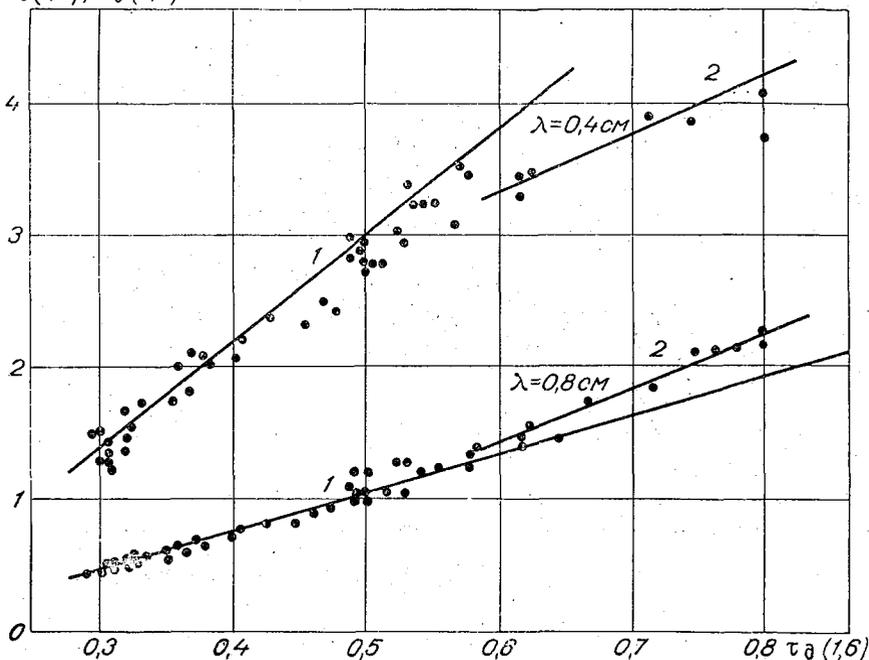


Рис. 4. Зависимость ослаблений в атмосфере на волнах 0,41 и 0,82 см от ослабления на волне 1,6 см 10/IX 1964 г.

фициентов $\frac{\tau_{\alpha}(0,4)}{\tau_{\alpha}(0,8)}$ и $\frac{\tau_{\alpha}(0,8)}{\tau_{\alpha}(1,6)}$. Значения τ_{α} находились по разности

полного ослабления в атмосфере и поглощения в кислороде и водяном паре. При умеренном и сильном дождях доля ослабления в атмосфере, приходящаяся на кислород и водяной пар, составляла весьма малую величину. Разделение на составляющие ослабления в облаках и дожде не производилось.

Первые измерения отношений коэффициентов ослабления были выполнены для осадков, выпадающих из слоисто-дождевых облаков. На рис. 4 приведены экспериментальные значения $\tau_{\alpha}(0,4)$ и $\tau_{\alpha}(0,8)$ в зависимости от ослабления на волне 1,6 см. В правой части рисунка находятся точки, полученные при измерениях во время дождя. Построены прямые, аппроксимирующие экспериментальные значения ослабления в те периоды, когда в месте приема дождя не было (1) и когда он выпадал (2). Наклон линии позволяет судить об отношениях коэффициен-

тов ослабления. В отсутствие дождя $\frac{\tau_d(0,8)}{\tau_d(1,6)} = 2,0$, $\frac{\tau_d(0,4)}{\tau_d(1,6)} = 3,8$, что соответствует спектральной характеристике ослабления в обл. при температуре 8°C. Прямые, характеризующие изменения ослаблений во время дождя, имеют другой наклон. При этом отношение $\frac{\tau_d(0,4)}{\tau_d(1,6)}$ уменьшается и приобретает значение 1,6, а отношение $\frac{\tau_d(0,8)}{\tau_d(1,6)}$ увеличивается до 3,8.

При наблюдениях за осадками, выпадающими из кучево-дождевых облаков, было отмечено, что в процессе выпадения дождя отношение

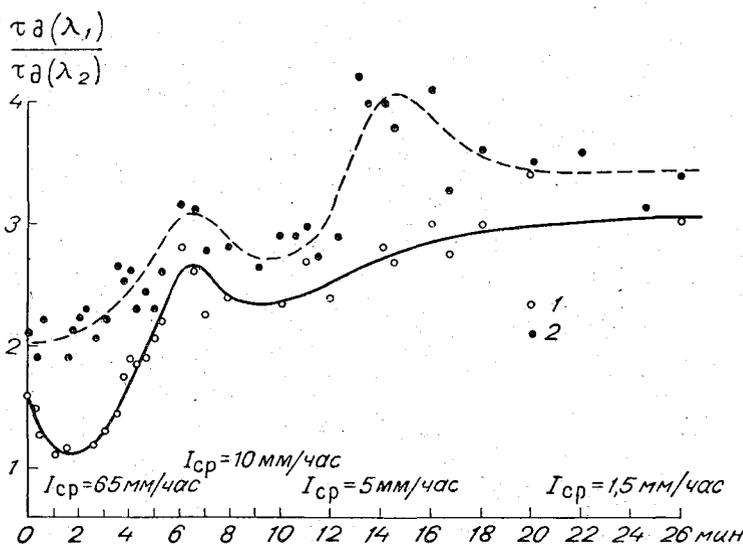


Рис. 5. Временные изменения относительных ослаблений в атмосфере на волнах 0,41; 0,82 и 1,6 см во время прохождения грозового фронта.

$$1 - \frac{\tau_d(0,4)}{\tau_d(0,8)}, \quad 2 - \frac{\tau_d(0,8)}{\tau_d(1,6)}$$

коэффициентов ослабления меняется. На рис. 5 приведены значения отношений коэффициентов ослабления $\frac{\tau_d(0,4)}{\tau_d(0,8)}$ и $\frac{\tau_d(0,8)}{\tau_d(1,6)}$ во время прохождения грозового фронта 21/VI 1965 г. По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое от начала появления дождя в месте измерения. Там же указаны значения интенсивности дождя, измеренные осадкомером. Антенна была выставлена навстречу движению грозы. В начальный период грозы отмечено интенсивное выпадение осадков. Относительное ослабление на волнах 0,41 и 0,82 см при этом составило 1 на волнах 0,82 и 1,6 см — 2,04. В дальнейшем отношения ослаблений обеих пар волн стали увеличиваться. На рис. 5 виден подъем кривой отношения $\frac{\tau_d(0,8)}{\tau_d(1,6)}$ при интенсивности дождя 5,0 мм/час.

Различие СВЧ-спектра ослабления в дожде и спектра ослабления в облачности связано с большими размерами капель и проявлением резонансных эффектов [6, 7]. На рис. 6 и 7 приведены расчетные зависимости относительных ослаблений волн 0,41; 0,82, 1,6 и 3,3 см для диапазона диаметров 0,6—4 мм. При расчетах (рис. 6) принималось, что

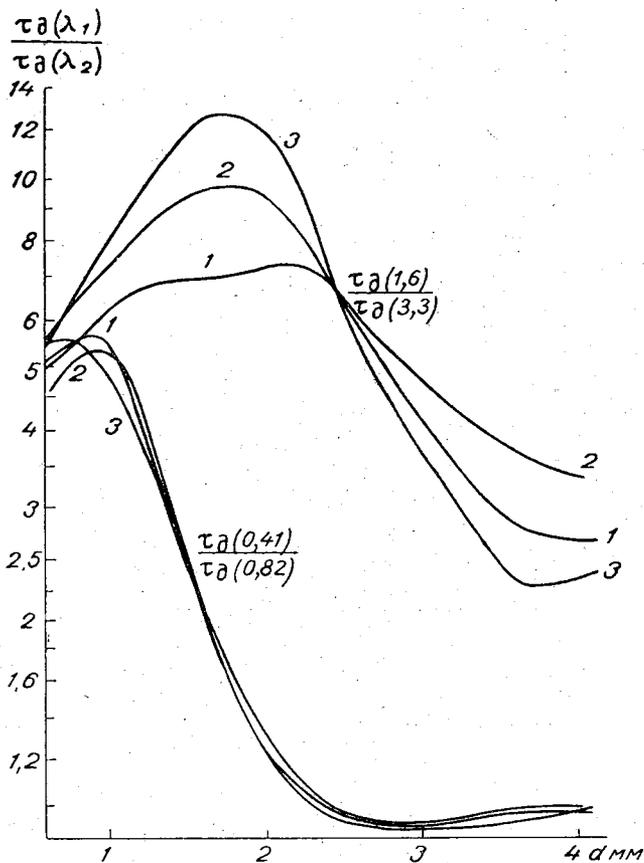


Рис. 6. Зависимость относительных ослаблений волн 0,41; 0,82; 1,6 и 3,3 см в дожде от эффективного диаметра капель (монодисперсная среда).

1) $\pm 10^\circ\text{C}$, 2) 0°C , 3) -20°C .

в дожде распределение капель по размерам соответствует распределению, приведенному в [8]. Учет многократного рассеяния (рис. 7) произведен для случая одномерной среды [9]. Пунктиром проведены аналогичные кривые при постоянном диаметре капель без учета многократного рассеяния.

Если сопоставить измеренные значения относительных ослаблений в дожде на указанных выше волнах с расчетными кривыми¹, можно оценить эффективные значения диаметров капель. При отношении ослаблений в дожде

$\frac{\tau_D(0,4)}{\tau_D(0,8)}$ и $\frac{\tau_D(0,8)}{\tau_D(1,6)}$ (см. рис. 4) эффективные

¹ Расчет факторов эффективности ослабления, поглощения и рассеяния капель воды по формулам Ми был выполнен И. Я. Гущиной на БЭСМ-2.

метр их лежит в пределах 1,6—2,0 мм. Значения относительных ослаблений для начального периода грозы (см. рис. 5) соответствуют средним размерам диаметров капель (3,4—3,8 мм). Изменение относительно

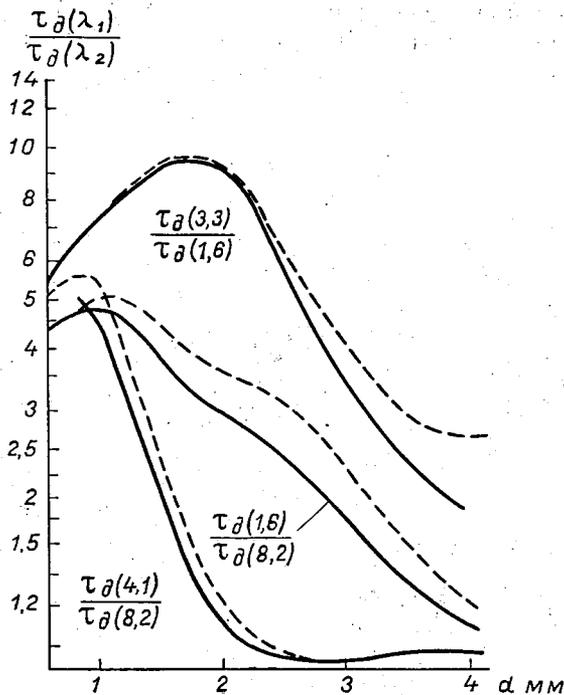


Рис. 7. Зависимость относительных ослаблений волн 0,41; 0,82; 1,6 и 3,3 см в дожде с одинаковым размером капель от диаметра капель при учете многократного рассеяния (одномерная среда).

спектра трех волн по времени позволяет судить об уменьшении средних размеров капель.

7

Результаты измерений ослаблений на трех волнах были использованы для оценки интегральной водности, содержащейся в столбе атмосферы во время дождя. Для оценки интегральной водности была принята модель, учитывающая распределение капель по размерам. При этом предполагалось, что распределение капель по размерам [8] имеет место на всем пути распространения волн.

Расчет интегральной водности производился для двух вариантов при учете однократного рассеяния и многократного (одномерная среда).

Эффективный диаметр капель находился по отношению $\frac{\tau_d(\lambda_1)}{\tau_d(\lambda_2)}$ двух комбинаций волн: 0,41 и 0,82 см, 0,82 и 1,6 см.

В табл. 3 приведены результаты обработки одного сеанса измерений грозового дождя 21/VI 1965 г. Наблюдения проводились при зенитном угле $z=40^\circ$. Здесь M_1 — интегральная водность, полученная по и

ченная с помощью измерений на волнах 0,82 и 1,6 см; M'_1 и M'_2 — то же с учетом многократного рассеяния; $W_{0,8}$ — интегральная водность облачности, при которой наблюдалось бы указанное ослабление на волне 0,82 см.

Таблица 3

Время, час. мин. сек.	15 24 00	15 25 30	15 26 40	15 28 00	15 29 15	15 31 00
τ_d (0,4) непер	4,92	5,40	5,00	4,18	3,34	3,73
τ_d (0,8) непер	3,10	5,29	4,58	2,17	1,52	1,66
τ_d (1,6) непер	1,47	2,70	2,23	0,83	0,58	0,60
M_1 кг/м ²	2,3	4,8	4,1	1,7	1,3	1,4
M_2 кг/м ²	2,4	4,3	3,6	1,6	1,1	1,3
M'_1 кг/м ²	3,5	7,5	6,6	2,4	1,7	1,9
M'_2 кг/м ²	3,7	6,5	5,6	2,5	1,7	1,9
$W_{0,8}$ кг/м ²	16,5	26,6	22,9	10,5	7,6	8,3
I мм/час		65			10	

Время, час. мин. сек.	15 34 00	15 36 15	15 37 30	15 42 00	15 44 00
τ_d (0,4) непер	3,43	3,42	2,73	2,50	2,04
τ_d (0,8) непер	1,46	1,30	1,00	0,83	0,69
τ_d (1,6) непер	0,50	0,45	0,25	0,20	0,19
M_1 кг/м ²	1,3	1,30	1,0	0,9	0,7
M_2 кг/м ²	1,1	1,0	1,0	0,9	0,6
M'_1 кг/м ²	1,7	1,6	1,3	1,1	0,9
M'_2 кг/м ²	1,7	1,5	1,4	1,2	0,8
$W_{0,8}$ кг/м ²	7,3	6,5	5,0	4,2	3,5
I мм/час			5		

Из табл. 3 видно, что расхождения между значениями интегральной водности, определенными по разным комбинациям волн, в среднем составляют 10—15%. Значения M , полученные с учетом многократного рассеяния, получаются большими примерно на 50% по сравнению с теми, которые учитывают лишь однократное рассеяние. Если сравнить $W_{0,8}$ с остальными значениями интегральной водности, соответствующими одному и тому же моменту времени, то оказывается, что среднее сечение ослабления капель дождя в 4—7 раз превышает сечение ослабления облачности. В предположении, что облака и дождь имеют одну и ту же интегральную водность, ошибка в определении M составит примерно 20%. Значения интегральной водности сильного дождя и мощных кучевых облаков дают сопоставимые результаты. Различие в ослаблении связано, по-видимому, с большим сечением ослабления капель дождя.

Для более точного определения интегральной водности и возможности разделения вклада составляющих полного ослабления в дожде и облаках необходим учет высотной зависимости распределения капель по размерам, что требует дополнительных исследований.

1. Распространение ультракоротких волн. Перевод с англ. под ред. Б. А. Шиллрова. «Советское радио», 1954.
2. Усиков А. Я., Герман В. Л., Ваксер И. Х. Экспериментальное и теоретическое исследование поглощения и рассеяния миллиметровых волн в осадках. Украинский физический журнал, т. 6, № 5, 1961.
3. Okamura S., Funakawa K., Uda H., Kato I., Oguchi T. Effect of Polarization on the Attenuation by Rain at Millimeter-Wave Length. J. Radio Res. Lab. (Tokyo), vol. 8, No. 36, March 1961.
4. Oguchi T. Attenuation of Electromagnetic Wave Due to Rain with Distorted Raindrops. J. Radio Res. Labs (Tokyo), vol. 7, No. 33, Sept. 1960.
5. Башаринов А. Е., Кутуза Б. Г. Исследование радиоизлучения и поглощения атмосферы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн. См. настоящ. сборник.
6. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
7. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
8. Best A. C. The Size Distribution of Raindrops. Q. J. Roy. Met. Soc., vol. 76, No. 3, 1950.
9. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, 1956.

КОНТРАСТЫ РАДИОЯРКОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ОБЛАКОВ И ОСАДКОВ

Возможности обнаружения облаков и осадков средствами пассивной радиолокации зависят от радиоярких температур и контрастов этих температур как при обзоре указанных метеорологических целей на фоне земной и водной поверхностей с борта летательных аппаратов, так и при радиометрических наблюдениях с Земли.

Следуя работам [2, 3], интенсивность теплового излучения среды, находящейся при температуре $T_{\text{ср}}$ и характеризующейся коэффициентом поглощения α , будет

$$I_f = \frac{2k}{\lambda^2} T_{\text{ср}} \left[1 - \exp\left(-\int_0^{\infty} \alpha dl\right) \right] + I_s \exp\left(-\int_0^{\infty} \alpha dl\right), \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, λ — длина волны излучения.

Первое слагаемое в соотношении (1) описывает собственное излучение атмосферы, а второе — космическое радиоизлучение.

Величина $\int_0^{\infty} \alpha dl = \Gamma$ характеризует общее поглощение радиоволн в атмосфере под углом δ .

Выражая интенсивность теплового радиоизлучения через температуру, соотношение (1) можно записать в виде

$$T_{\text{я}}(\delta) = T_{\text{ср}} (1 - e^{-\Gamma(\delta)}) + T_s e^{-\Gamma(\delta)}. \quad (2)$$

Так как на $\lambda \leq 10$ см величина $T_{\text{я}}$ не превосходит долей градуса [2], то

$$T_{\text{я}}(\delta) = T_{\text{ср}} [1 - e^{-\Gamma(\delta)}]. \quad (3)$$

В работе [2] авторы считают $\Gamma(\delta)$ малой величиной, поэтому яркостную температуру неба из-за излучения атмосферы они определяют как

$$T_{\text{я}}(\delta) = T_{\text{ср}} \Gamma(\delta). \quad (4)$$

Эту же формулу (4) они рекомендуют использовать при расчете радиоярких температур облаков и осадков. Однако наши вычисления показали, что на $\lambda \leq 3$ см необходимо пользоваться формулой (3), а не формулой (4), так как последняя в случае определения $T_{\text{я}}(\delta)$ облаков и осадков даже на $\lambda = 3$ см может давать погрешность порядка 200%.

димо учитывать отражение части энергии излучения среды 2 от границы раздела сред 1—2, которые определяются коэффициентом отражения (по мощности)

$$R_2^2 = \left(\frac{E_{2 \text{ отр}}}{E_{2 \text{ пад}}} \right)^2,$$

где $E_{2 \text{ пад}}$ и $E_{2 \text{ отр}}$ — значения комплексных амплитуд падающей и отраженной волн на поверхности сред.

В результате радиояркая температура среды 2 на верхней границе определяется выражением

$$T_{я2} = T_{2 \text{ ср}} = (1 - R_2^2)(1 - e^{-\Gamma}). \quad (4)$$

Для газов атмосферы, облачности и большинства осадков R_2^2 — малая величина, поэтому расчетной формулой для этих сред является выражение (3).

Коэффициент поглощения подстилающей поверхности в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн велик, и тепловое радиоизлучение формируется в тонком поверхностном слое. В этом случае $e^{-\Gamma} \approx 0$ $T_{я2} = T_{2 \text{ ср}}(1 - R_2^2)$.

Если граница раздела сред является плоской поверхностью, т. е. для неровностей $h_{\text{п}}$ выполняется критерий шероховатости Релея $h_{\text{п}} \leq \frac{\lambda}{16 \cos \delta} = h_{\text{макс}}$, то для вертикальной и горизонтальной компонент поля теплового радиоизлучения, распространяющегося в однородной среде 1, коэффициенты отражения R^2 от границы раздела сред 1—2 будут различны.

В работах разных авторов [5, 8, 11] приведены теоретические и экспериментальные значения коэффициентов отражения от различных поверхностей. При этом коэффициенты отражения для водной и других поверхностей рассчитаны с учетом того, что эти поверхности ровны. В литературе, к сожалению, очень мало экспериментальных данных о величинах R^2 для взволнованной водной и других неровных поверхностей.

При установке радиометра на борту летательного аппарата его антенна будет принимать энергию теплового радиоизлучения подстилающей поверхности и безоблачной атмосферы либо атмосферы с облаками и осадками.

Разность между энергией теплового радиоизлучения, принятой антенной от подстилающей поверхности и безоблачной атмосферы, и энергией, принятой антенной при наличии облачности и осадков, определяет радиояркий контраст зон облаков и осадков.

Энергию теплового радиоизлучения, принимаемую антенной, направленной к Земле, в случае безоблачной атмосферы можно выразить через радиояркую температуру следующим образом:

$$T_{я} = T(1 - R^2)e^{-\Gamma_a} + \bar{T}(1 - e^{-\Gamma_a}) + \bar{T}(1 - e^{-\Gamma_a})R^2e^{-\Gamma_a}, \quad (5)$$

где T — абсолютная температура подстилающей поверхности, Γ_a — коэффициент поглощения радиоволн газами атмосферы.

Третий член правой части соотношения (5) определяет часть энергии теплового излучения атмосферы, которая, отразившись от подстилающей поверхности, попадает в антенну радиометра. Назовем ее по светке (рис. 1).

личии облаков и осадков, будем определять посылно, рассчитывая для каждого слоя среднюю температуру и коэффициент поглощения (рис. 1).

Для облаков без осадков имеем следующее соотношение:

$$T_{\text{я}} = T(1 - R^2)e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)} + \bar{T}_1(1 - e^{-\Gamma_1})[e^{-(\Gamma_2 + \Gamma_3)} + R^2e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)}] + \bar{T}_2(1 - e^{-\Gamma_2})[e^{-\Gamma_3} + R^2e^{-(2\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3)}] + \bar{T}_3(1 - e^{-\Gamma_3})[1 + R^2e^{-(2\Gamma_1 + 2\Gamma_2 + \Gamma_3)}], \quad (7)$$

где $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ — коэффициенты поглощения в газах атмосферы и облаках для каждого слоя, T_1, T_2, T_3 — средние температуры слоев.

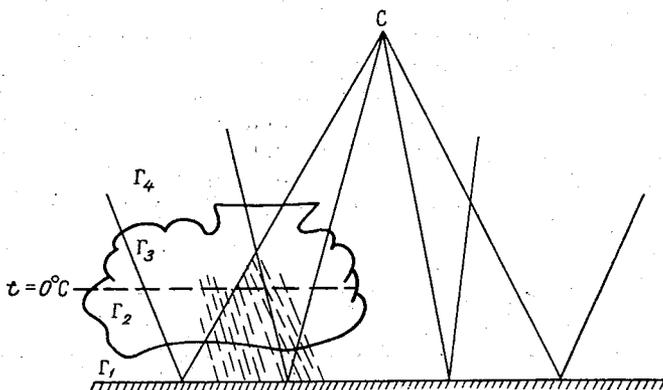


Рис. 1. Схема, поясняющая обнаружение облаков и осадков бортовым радиотеплолокатором.

При наличии дождевых облаков, согласно рис. 1, будем иметь следующее выражение для радиояркостной температуры:

$$T_{\text{я}} = T(1 - R^2)e^{-(\Gamma'_1 + \Gamma'_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4)} + \bar{T}_1(1 - e^{-\Gamma'_1}) \times [e^{-(\Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4)} + R^2e^{-(\Gamma'_1 + \Gamma'_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4)}] + \bar{T}_2(1 - e^{-\Gamma_2}) \times [e^{-(\Gamma_3 + \Gamma_4)} + R^2e^{-(2\Gamma'_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4)}] + \bar{T}_3(1 - e^{-\Gamma_3}) \times [e^{-\Gamma_4} + R^2e^{-(2\Gamma'_1 + 2\Gamma'_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4)}] + \bar{T}_4(1 - e^{-\Gamma_4}) \times [1 + R^2e^{-(2\Gamma'_1 + 2\Gamma'_2 + 2\Gamma_3 + \Gamma_4)}]. \quad (8)$$

В соотношениях (7) и (8) предполагается, что подсветка обусловлена сплошной облачностью или зоной осадков, одинаковой по своим характеристикам с облачностью и осадками, заполняющими непреломленную часть главного лепестка диаграммы направленности антенны. В реальных условиях, особенно при малых углах δ , это может иногда не выполняться.

Разность между соотношениями (7), (8) и (6) или между соотношениями (8) и (7) даст величину контраста радиояркостных температур $\Delta T_{\text{я}}$ зон облаков и осадков над различными подстилающими поверхностями.

В указанные соотношения входят коэффициенты поглощения радиоволн в газах атмосферы, облаках и осадках. Для газов атмосферы их

и коэффициенты поглощения для облаков без осадков и слабых дождей [1, 4, 6], так как в этих случаях параметр $\rho \frac{2\lambda a}{\lambda} < 1$ (где a — радиус частицы) и ослабление радиоволн вследствие малого рассеяния практически происходит за счет их поглощения. Однако для крупных дождевых капель заметным является вклад рассеяния. Вследствие этого уравнение (1) должно решаться с учетом рассеяния, что, вообще говоря, сопряжено с большими трудностями.

Хотя имеется несколько приближенных способов решения уравнения переноса с учетом рассеяния, их применение является специальной задачей, выходящей за рамки нашей статьи. Однако для того чтобы приближенно знать пределы применимости соотношения (8), были произведены расчеты, связанные с точным определением эффективных площадей рассеяния Q_s и эффективных площадей ослабления Q_t , 1 м^3 различных дождей с типичными распределениями капель по точным формулам Ми. Число капель N в 1 м^3 полагалось равным 500. Точные значения Q_s и Q_t для капель данного размера были взяты из работ [4, 5].

Из анализа табл. 1 можно сделать ряд практически важных выводов. Для $\lambda \geq 2 \text{ см}$ вплоть до очень сильных дождей ($I=20 \text{ мм/час}$

Таблица

Значения эффективных площадей ослабления Q_t и полного рассеяния Q_s ($\text{мм}^2/\text{м}^3$) для различных дождей

λ см	Интенсивность дождя, мм/час					
	$I=0,25$			$I=1$		
	Q_t	Q_s	$\frac{Q_s}{Q_t}$	Q_t	Q_s	$\frac{Q_s}{Q_t}$
0,8	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$2,16 \cdot 10^{-3}$	0,28	$3,99 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	0,41
1,2	$1,97 \cdot 10^{-3}$	$2,72 \cdot 10^{-4}$	0,14	$1,03 \cdot 10^{-2}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	0,22
1,6	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$
2,0	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$
3,0	$9,89 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$

λ см	Интенсивность дождя, мм/час					
	$I=5$			$I=20$		
	Q_t	Q_s	$\frac{Q_s}{Q_t}$	Q_t	Q_s	$\frac{Q_s}{Q_t}$
0,8	$18,97 \cdot 10^{-2}$	$10,13 \cdot 10^{-2}$	0,53	$81,14 \cdot 10^{-2}$	$48,81 \cdot 10^{-2}$	0,60
1,2	$5,71 \cdot 10^{-2}$	$2,15 \cdot 10^{-2}$	0,38	$27,21 \cdot 10^{-2}$	$13,81 \cdot 10^{-2}$	0,49
1,6	$2,44 \cdot 10^{-2}$	$5,59 \cdot 10^{-3}$	0,23	$12,55 \cdot 10^{-2}$	$4,31 \cdot 10^{-2}$	0,34
2,0	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,14	$5,98 \cdot 10^{-2}$	$1,06 \cdot 10^{-2}$	0,19
3,0	$2,81 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$1,95 \cdot 10^{-2}$	$1,74 \cdot 10^{-3}$	0,09

$Q_s \ll Q_t$. Это позволяет достаточно точно определять по формуле (8) значение радиоярких температур почти во всем сантиметровом диапазоне волн. Для $\lambda < 2 \text{ см}$, в частности когда $\lambda=0,8 \text{ см}$, Q_s становится соизмеримой с Q_t почти для всех дождей. На волнах $\lambda=1,2 \div 1,6 \text{ см}$ без больших погрешностей можно пренебречь рассеянием для морозящих слабых дождей.

можно более уверенно интерпретировать рассчитанные ниже значения $T_{я}$ и $\Delta T_{я}$ не только облаков, но и зон осадков. Такие расчеты были проведены при условии, что указанные атмосферные образования локализируются над различными подстилающими поверхностями.

При расчетах, относящихся к водной поверхности, температура воды T принималась равной 290°K . Распределение температуры воздуха с высотой соответствовало стандартному. Распределение влажности воздуха бралось по А. А. Хвостикову. Для облаков без осадков типа слоистых и слоисто-кучевых их толщина полагалась равной $\Delta H=0,5$ км, а средняя водность $\bar{W}=0,1$ г/м³; для высоко-кучевых и высоко-слоистых облаков $\Delta H=0,6$ км и $\bar{W}=0,17$ г/м³; для кучевых и мощных кучевых облаков $\Delta H=1,5$ км и $\bar{W}=0,2$ г/м³. Коэффициент заполнения диаграммы направленности антенны частицами облаков и осадков $K_3=1$ для первых и вторых типов облаков и $K_3=0,5$ для кучевых облаков.

При наличии слабого дождя ($I=1$ мм/час) толщина облаков $\Delta H=7$ км, толщина зоны дождя $\Delta H_{д}=3$ км, водность облаков $\bar{W}=0,2$ г/м³. Для умеренного дождя ($I=5$ мм/час) $\Delta H=8$ км, $\Delta H_{д}=4$ км, $\bar{W}=0,3$ г/м³. Наконец, для сильного дождя ($I=20$ мм/час) $\Delta H=9$ км, $\Delta H_{д}=5$ км, $W_{д}=1$ г/м³. Нижняя кромка дождевых облаков предполагалась на высоте 0,5 км.

Расчеты радиоярких температур и их контрастов проводились для разных частот, углов скольжения, горизонтальной и вертикальной компоненты поля теплового радиоизлучения.

В табл. 2 и 3 представлены результаты расчетов $T_{я}$ и $\Delta T_{я}$, когда облака и осадки находятся над водной поверхностью.

Заметим, что $\Delta T_{я}$ рассчитывались как разность между соотношением (7) или (8) и соотношением (6).

Из анализа табл. 2 и 3 видно, что в рассматриваемых диапазонах волн величины $\Delta T_{я}$ облаков без осадков, расположенных над водой, малы и редко превышают $\pm 10^{\circ}$. Другая картина наблюдается при наличии зон осадков. В этих случаях $\Delta T_{я}$ всегда положительны, нередко превышают 100° . Величина $\Delta T_{я}$ слабо зависит от вида поляризации, однако заметна частотная зависимость и зависимость от угла скольжения, которая различна у разных видов поляризации. Интересно отметить, что $\Delta T_{я}$ сильных дождей на $\lambda=3$ см больше, чем на $\lambda=0,8$ см и $\lambda=1,3$ см. На $\lambda=10$ см вследствие слабого поглощения в облаках и осадках $\Delta T_{я}$ не превышают 12° даже для сильных дождей.

Таблица 2

Контрасты радиояркой температуры ($^{\circ}\text{K}$) при наблюдении нежданных облаков над водой (горизонтальная поляризация)

λ см	Облака								
	слоистые, слоисто-кучевые			высоко-кучевые, высоко-слоистые			кучевые, мощные кучевые		
	угол скольжения, град.								
	90	60	30	90	60	30	90	60	30
0,8	2	1	-8	2	4	-14	5	7	-31
1,3	10	10	-34	3	-10	-37	0	4	-78
3	-6	0	1	-6	0	0	0	6	-14

**Контрасты радиояркости температур различных дождей (°К),
выпадающих над водой**

λ см	Интенсивность дождя, мм/час	Горизонтальная поляризация			Вертикальная поляризация		
		угол скольжения, град.					
		90	60	30	90	60	30
0,8 1,3 3 10	1	58	67	98	72	61	35
		29	30	15	30	24	20
		18	9	20	8	9	8
		2	2	7	2	2	2
0,8 1,3 3 10	5	103	115	134	128	109	43
		73	76	64	56	81	37
		26	32	95	110	25	37
		1	0	3	7	7	1
0,8 1,3 3 10	20	101	110	126	128	96	28
		104	102	138	110	78	42
		102	121	174	110	101	55
		4	7	12	5	5	2

Значения ΔT_{λ} различных дождей, выпадающих над сушей, на $\lambda = 1$ см приведены в табл. 4. Необходимые для расчетов величины коэффициентов отражения R были взяты из работы [11]. Расчетные значения ΔT_{λ} дождей, выпадающих над хвойным лесом, приведены в табл. 5.

Таблица 4

Контрасты ΔT_{λ} (°К) различных дождей, выпадающих над сушей ($\lambda = 1$ см)

Интенсивность дождя, мм/час	Горизонтальная поляризация			Вертикальная поляризация		
	угол скольжения, град.					
	90	60	30	90	60	30
1	17	24	63	18	12	-7
5	26	36	81	29	15	-17
20	27	36	81	30	13	-15

Таблица 5

**Контрасты ΔT_{λ} (°К) различных дождей,
выпадающих над хвойным лесом ($\lambda = 3$ см)**

Интенсивность дождя, мм/час	Угол скольжения, град.		
	90	60	30
1	-1	-1	-5
5	-5	-7	-15
20	-74	-89	-162

несколько меньше, чем над водной поверхностью ($\lambda=1,3$ см). Это объясняется главным образом большим влиянием собственного радиоизлучения суши по сравнению с излучением воды.

Интересно отметить, что для дождей, выпадающих над хвойным лесом ($R^2 \approx 0$), на $\lambda=3$ см величины $\Delta T_{\pi} < 0$, т. е. зоны дождя, просматриваемые сверху, холоднее районов хвойного леса, над которыми дождь не выпадает.

Облака без осадков, расположенные над сушей или хвойным лесом, чаще всего характеризуются величинами ΔT_{π} , не превышающими $1-2^{\circ}$ К.

Расчеты контрастов ΔT_{π} над снегом и льдом (табл. 6 и 7) проводились для условий характерного зимнего времени в нашем полушарии. Температура подстилающей поверхности принималась равной 268° К. Поглощение в облаках определялось с учетом температурной поправки [1].

Таблица 6

Контрасты ΔT_{π} ($^{\circ}$ К) снегопада, выпадающего над снежной поверхностью ($\lambda=1$ см)

Интенсивность снегопада, мм/час	Горизонтальная поляризация			Вертикальная поляризация		
	угол скольжения, град.					
	90	60	30	90	60	30
0,1	1	2	11	1	1	0
1	2	4	15	2	2	-2
5	10	14	50	10	5	-10

Таблица 7

Контрасты ΔT_{π} ($^{\circ}$ К) снегопада, выпадающего над льдом на морской воде ($\lambda=1$ см)

Интенсивность снегопада, мм/час	Горизонтальная поляризация			Вертикальная поляризация		
	угол скольжения, град.					
	90	60	30	90	60	30
0,1	13	16	26	14	13	11
1	19	22	39	19	16	15
5	92	128	138	90	78	51

При интенсивности снегопада $I=0,1$ мм/час в переводе на воду вертикальная протяженность облачности принималась равной $\Delta H=2$ км, а средняя водность капельножидкой фазы облака $\overline{W}=0,1$ г/м³, вертикальная мощность зоны снегопада $\Delta H_c=1,5$ км.

При $I=1$ мм/час $\Delta H=3$ км, $\overline{W}=0,1$ г/м³, $\Delta H_c=2,5$ км. Когда же $I=5$ мм/час, $\Delta H=4$ км, $\overline{W}=0,5$ г/м³, $\Delta H_c=3,5$ км.

Так как ослаблением в твердых осадках при определении общего поглощения можно пренебречь, то собственное радиоизлучение зимних облаков и осадков обусловлено капельножидкой фазой, т. е. водностью зимних облаков.

При наблюдении зон снегопадов, выпадающих над снежной подстилающей поверхностью, контрасты ΔT_{π} меньше, чем для зон дождей. Это обусловлено меньшим поглощением радиоволн зимними облаками и

радиоизлучением земной поверхности, свободной в теплое полугодие от снега. Однако контрасты $\Delta T_{\text{я}}$ при наблюдении снегопада над льдом и водной поверхности по своей величине приближаются к $\Delta T_{\text{я}}$ над чистой водой. Причиной этого является меньшее собственное радиоизлучение льда на водной поверхности и увеличение поглощения радиоволн в капельножидких облаках с понижением температуры.

Скудость экспериментальных данных о коэффициентах отражения $R(\delta, \lambda)$ водной поверхности при разном волнении, а также других по стилающих поверхностей ограничивает универсальность полученных результатов.

В тех случаях, когда наблюдения ведутся с Земли, величины радиоярких температур безоблачной атмосферы и при наличии облаков без осадков и дождевой облачности могут быть соответственно рассчитаны с помощью следующих формул:

$$T_{\text{я}} = \bar{T} (1 - e^{-\Gamma_a}), \quad (1)$$

$$T_{\text{я}} = \bar{T}_1 (1 - e^{-\Gamma_1}) + \bar{T}_2 (1 - e^{-\Gamma_2}) e^{-\Gamma_1} + \bar{T}_3 (1 - e^{-\Gamma_3}) e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)}, \quad (1)$$

$$T_{\text{я}} = \bar{T}_1 (1 - e^{-\Gamma_1}) + \bar{T}_2 (1 - e^{-\Gamma_2}) e^{-\Gamma_1'} + \bar{T}_3 (1 - e^{-\Gamma_3}) e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2')} + \bar{T}_4 (1 - e^{-\Gamma_4}) e^{-(\Gamma_1' + \Gamma_2' + \Gamma_3)}. \quad (1)$$

Обозначения в этих формулах те же, что и в соотношениях (6) — (8). Расчеты (табл. 8) выполнены при взятых ранее атмосферных условиях для $\lambda = 0,8$ см (числитель) и $\lambda = 3$ см (знаменатель).

Таблица

Расчетные значения $T_{\text{я}}$ и $\Delta T_{\text{я}}$ (°К) облаков и осадков при наблюдении с Земли

Тип облачности и интенсивность дождя	Угол места антенны, град.							
	90		60		30		10	
Слоистые	29 3	5 0	34 3	5 0	55 5	8 0	133 17	18 1
Слоисто-кучевые	28 3	3 0	32 3	4 0	54 5	7 0	127 16	15 0
Высоко-кучевые	27 3	3 0	31 3	2 0	49 5	2 0	123 17	8 1
Мощные кучевые	99 11	74 8	110 12	82 9	161 18	114 13	252 58	137 42
$I = 1$ мм/час	120 12	95 9	133 14	105 10	187 23	140 18	262 65	147 46
$I = 5$ мм/час	224 30	199 27	234 34	206 30	264 56	217 51	273 135	158 129
$I = 20$ мм/час	273 132	248 129	273 146	245 143	273 200	226 195	273 214	158 198

ров зависит не только от контраста $\Delta T_{я}$, но и от чувствительности приемника, времени просмотра элементарной площадки и коэффициента заполнения K_3 .

Поскольку на практике интерес представляет энергия теплового радиоизлучения, воспринимаемая антенной радиометра, то ее характеризуют антенной температурой $T_{ант}$

$$T_{ант} = T_{я}(1 - \beta_s)\eta K_3 + T_{\delta}\beta_s\eta + T_0(1 - \eta), \quad (12)$$

где $T_{я}$ — яркостная температура в направлении главного лепестка диаграммы направленности, β_s — коэффициент рассеяния антенны, η — к. п. д. антенны, T_{δ} — средняя яркостная температура излучения, попадающего в боковые лепестки, T_0 — температура антенны.

Обычно $\beta \approx 0,2 \div 0,3$, $\eta \approx 0,8$. Если наблюдения ведутся со спутника с высот порядка нескольких сот километров, то в первом приближении в формуле (12) можно опустить второе и третье слагаемые. Тогда при $K_3 = 1$ $T_{ант} = 0,56T_{я}$ и $\Delta T_{ант} = 0,56\Delta T_{я}$.

В работе [9] показано, что наиболее часто встречающееся значение K_3 зон осадков для площади радиусом 50 км составляет около 0,3—0,4, а для площади радиусом 25 км — 0,6. Тогда соответственно $\Delta T_{ант} = 0,2\Delta T_{я}$ и $\Delta T_{ант} = 0,4\Delta T_{я}$.

Если изменение антенной температуры, обусловленное $\Delta T_{я}$ облаков и осадков, превосходит чувствительность приемника радиометра, указанные атмосферные образования будут обнаружены.

Возможности обнаружения зависят также от времени просмотра элементарной площадки, ибо сигнал можно считать установившимся, если указанное время равно $2-3\tau$ (здесь τ — постоянная времени приемника).

Наконец, обнаружение облаков и осадков будет существенно зависеть от величины коэффициента заполнения K_3 . Проиллюстрируем это на следующем примере. Рассмотрим случай, когда $K_3 = 1$ и когда $K_3 < 1$. Для простоты будем считать, что радиоизлучение подстилающей поверхности ослабляется только облаками. Вклад радиояркостной температуры газов атмосферы в $T_{ант}$ в формулах учитывать не будем, так как при любом значении K_3 он будет одинаковым.

В первом случае ($K_3 = 1$)

$$T_{ант} = (T_{яЗ}e^{-\Gamma_{обл}} + T_{яобл})(1 - \beta_s)\eta, \quad (13)$$

где $T_{яЗ}$ — яркостная температура Земли, $T_{яобл}$ — яркостная температура облаков.

Во втором случае ($0 < K_3 < 1$)

$$T_{ант} = [T_{яЗ}(1 - K_3 - K_3e^{-\Gamma_{обл}}) + T_{яобл}K_3](1 - \beta_s)\eta. \quad (14)$$

Из выражений (13) и (14) видно, что вклад излучения в $T_{ант}$ прямо пропорционален K_3 , чего нельзя сказать о влиянии излучения подстилающей поверхности.

Примем $e^{-\Gamma_{обл}} = 0,5$. Это соответствует поглощению электромагнитной энергии на $\lambda = 1,3$ см в дожде интенсивностью 5 мм/час при $\delta = 90^\circ$.

Будем считать $K_3 = 0,35$. Тогда $T_{яЗ}e^{-\Gamma_{обл}} \approx T_{яЗ}(1 - K_3 - K_3e^{-\Gamma_{обл}})$, т. е. от подстилающей поверхности в обоих случаях поступает практически одинаковое количество энергии, а разность величин $T_{ант}$ будет определяться изменением величины собственного радиоизлучения облачности. При этих условиях контраст $\Delta T_{ант}$ указанных атмосферных образований на фоне подстилающей поверхности составит около 20% ранее рассчитанного (см. табл. 3).

определено по формулам (13) и (14).

К настоящему времени накоплен некоторый экспериментальный материал по собственному тепловому радиоизлучению чистой атмосферы при наличии облаков и осадков [10]. Однако объем этого материала значительно меньше того, который получен при использовании средств активной радиолокации в метеорологических целях. Результаты же экспериментального определения радиоизлучения атмосферы и атмосферных образований с борта летательных аппаратов, насколько известны еще не получены.

Автором совместно с Н. Ф. Павловым и И. В. Корольковым с помощью изготовленного макета трехсантиметрового радиометра в июле 1964 были начаты измерения $T_{\text{я}}$ атмосферы с Земли. Измерения проводились совместно с метеорологической радиолокационной станцией МРЛ-1, которая использовалась для поиска зон осадков и получения их радиол

Т а б л и ц а

Радиояркая температура атмосферы при различной погоде ($\lambda=3$ см)

Дата	Время, час. мин.	δ°	$T_{\text{я}}$ °К	Наличие осадков и облаков
1964 г. 14 VI	15 10—17 00	0	214	Сильный обложной дождь
		3	200	
		5	139	
		10	95	
23 VI	17 00—17 55	2	58	Безоблачно
		10	14	
		45	6	
5 VIII	17 20—18 40	0	113	Кучевая и мощная кучевая облачность 5 баллов
		0	141	
		0	149	
		3	79	
		10	3	
		20	0	
7 VIII	12 00—14 00	0	141	Кучевая и мощная кучевая облачность 5 баллов
		0	82	
		3	78	
		3	83	
		3	146	
		3	75	
		3	69	
		3	45	
		0	130	
		0	141	
18 VIII	18 30—19 05	0	113	Безоблачно
		0	103	
		1	81	
		10	18	
12 VIII	15 40	0	187	Слабый обложной дождь
		0	182	
		0	206	
	16 00	0	133	Дождь прекратился облачность 10 баллов
		0	155	
		0	110	

отражателем 736 мм. Флукуационная чувствительность приемника при $\tau=64$ сек. была около $1,5^\circ$.

В результате измерений антенной температуры атмосферы при различной погоде были определены яркостные температуры $T_{\text{я}}$. При этом использовалось известное приближенное соотношение

$$T_{\text{я}}(\delta) = \frac{T_{\text{ант}}(\delta) - T_0(1 - \eta)}{\eta}. \quad (15)$$

Экспериментально полученные значения $T_{\text{я}}$ представлены в табл. 9. Анализ таблицы показывает, что значения $T_{\text{я}}$ при наличии облаков и осадков больше, чем значения $T_{\text{я}}$ при ясной или малооблачной погоде. В среднем из всех измерений контраст радиоярких температур $\Delta T_{\text{я}}$ сильного дождя составлял при $\delta=0 \div 10^\circ$ около $80-110^\circ \text{K}$. При слабом дожде и угле места антенны $\delta=0^\circ$ $\Delta T \approx 75^\circ \text{K}$. При сплошной слоисто-кучевой облачности и $\delta=0^\circ$ $\Delta T \approx 15 \div 20^\circ \text{K}$. Следует отметить один случай (7/VIII 1964 г.), когда при $\delta=0^\circ$ наблюдался отрицательный контраст ($\Delta T = -80^\circ \text{K}$) отдельного кучево-дождевого облака.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает, в общем, их удовлетворительное согласие. Вместе с тем следует еще раз подчеркнуть необходимость проведения дальнейших систематических измерений $T_{\text{я}}$ и $\Delta T_{\text{я}}$ атмосферы как с Земли, так и в особенности с борта летательных аппаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баттан Л. Д. Радиолокационная метеорология. Гидрометеиздат, Л., 1962.
2. Троицкий В. С., Жевакин С. А., Цейтлин Н. М. Радиозлучение атмосферы и исследование поглощения сантиметровых волн. Известия вузов, сер. «Радиофизика», т. 1, № 2, 1958.
3. Николаев А. Г., Перцов С. В. Радиотеплокация. Пассивная радиолокация. «Советское радио», 1964.
4. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Гидрометеиздат, 1966.
5. Распространение ультракоротких радиоволн. Пер. с англ. под ред. Б. А. Шилле-рова. «Советское радио», 1954.
6. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
7. Жевакин С. А., Троицкий В. С. Поглощение сантиметровых волн в слоистой атмосфере. Радиотехника и электроника, № 1, 1959.
8. Тейлор Р. Измерения радиолокационных отражений от земной поверхности на частотах 10; 15,5 и 35 Гц. Зарубежная радиотехника, № 3, 1956.
9. Степаненко В. Д. Некоторые геометрические характеристики облаков и осадков по радиолокационным наблюдениям. См. настоящий сборник.
10. Orhaug T. The Effect of Atmospheric Radiation in the Microwave Region. Publ. Nat. Radio Astronom., vol. 1, No. 4, 1962.
11. Соловьев Н. П. Отражающие свойства земных покровов. Труды РИИ ГВФ, вып. 27, 1963.

НЕКОТОРЫЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАКОВ И ОСАДКОВ ПО РАДИОЛОКАЦИОННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Для ряда радиометеорологических и других задач необходимо знание таких геометрических характеристик облаков и осадков, какими являются их горизонтальные площади и вертикальные размеры.

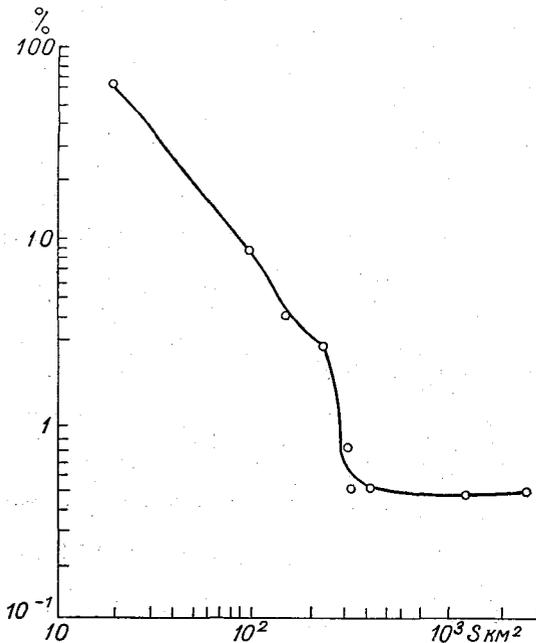


Рис. 1. Повторяемость площадей радиоэхо осадков.

расстояниях от РЛС, вследствие кривизны Земли, затухания радиоволн и облучения верхних, слабо отражающих частей осадков, как правило, меньше их действительных геометрических размеров.

На рис. 1 представлено распределение площадей 282 очагов осадков в пределах 100 км, полученных с помощью указанных РЛС над территорией ЕТС в теплое полугодие. Из этого рисунка видно, что примерно в 80% случаев площадь радиоэхо очагов осадков не превышает 60 км², хотя и наблюдаются отдельные очаги размером 2500 км² и более.

Известно, что обложные осадки занимают площади десятки, тысячи и сотни тысяч квадратных километров, а ливневые — в несколько сотен или тысяч квадратных километров. Однако, как было отмечено в работах [1, 4], площади радиоэхо часто бывают меньше площади зон осадков, особенно при обнаружении неметеорологическими РЛС, характеризующимися небольшим потенциалом.

Для РЛС типа МРЛ-1 других высокопотенциальных РЛС осадки, фиксируемые плувиографами в пределах 50—70 км от РЛС, изображаются на экране указанных станций без существенных площадных искажений [2].

Радиоэхо зон осадков, расположенных на больш

экранов ИКО указанных РЛС отметками зон осадков на различных дальностях.

Так как в интервале 0—50 км используемые РЛС обнаруживают все осадки, то отношение площади, занятой осадками, S_0 к площади круга радиусом 50 км S_k представляет собой площадной коэффициент заполнения диаграммы направленности K_z при обнаружении осадков с борта летательных аппаратов, когда элементарная площадка на поверхности земли имеет радиус 50 км.

Представление об указанной степени закрытия экранов ИКО можно получить из табл. 1 и 2. В них представлены повторяемости в процентах отношений площадей, занятых осадками, S_0 к площадям круга S_k или площадям колец, радиусы которых указаны в таблицах.

Таблица 1

R км	S_0/S_k										Число дней с наблюдениями	
	0,04—0,1	>0,1—0,2	>0,2—0,3	>0,3—0,4	>0,4—0,5	>0,5—0,6	>0,6—0,7	>0,7—0,8	>0,8—0,9	>0,9—1		среднее
0—50	40,7	22,7	13,7	4,64	4,54	4,54	4,54	—	—	4,64	0,24	22
>50—100	47,0	34,5	3,0	15,5	—	—	—	—	—	—	0,12	32

Таблица 2

R км	S_0/S_k					Число дней с наблюдениями
	≤0,04	>0,04—0,08	>0,08—0,12	>0,12—0,16	среднее	
100—150	64	20	8	8	0,042	25

Величина S_0 определялась суммированием всех площадей радиоэхо отдельных очагов осадков, которые расположены в выбранных интервалах дальности.

Как и следовало ожидать, наибольшее значение степени закрытия экрана наблюдается в радиусе 50 км, где средняя величина $\frac{S_0}{S_k} = 0,24$.

Наименьшее из рассмотренных случаев значение степени закрытия наблюдается в радиусе 100—150 км, где $\frac{S_0}{S_k} = 0,042$.

Площади, занятые атмосферными образованиями в вертикальной плоскости на ИДВ, могут быть получены при анализе рисунков 2 и 3. Кривые на этих рисунках построены по результатам радиолокационных наблюдений с помощью МРЛ-1, работающей в режиме вертикального сканирования антенны. Для уменьшения ошибок за счет влияния дальности и отражаемости z на геометрические размеры облаков обработке подвергались случаи, когда облака без осадков находились от МРЛ-1 на $R \leq \leq 16$ км, а дождевые облака — на $R \leq \leq 50$ км.

вых облаков. Чаще всего их толщина порядка 5—8 км. Несколько меньшей толщиной радиоэхо слоисто-дождевых облаков. Максимум повторяемости для них приходится на $\Delta H = 4 \div 5$ км. Радиоэхо облаков без осадков ха

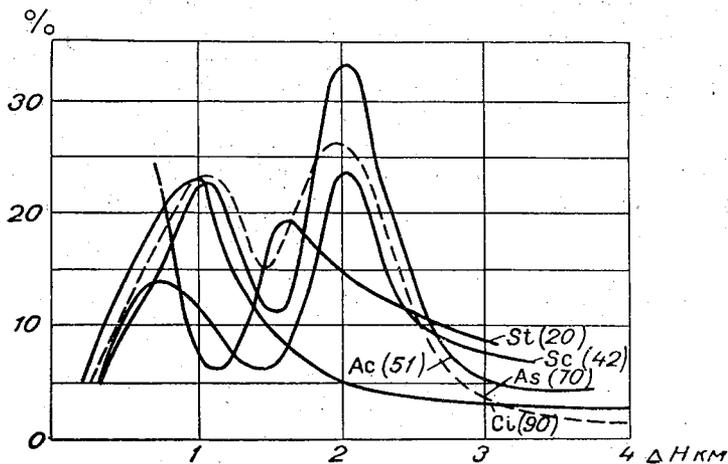


Рис. 2. Повторяемость толщины радиоэхо неждевых облаков.

актеризуется обычно двугорбыми кривыми повторяемости их толщины. При этом первый максимум соответствует толщине 1 км, а второй — примерно 2 км.

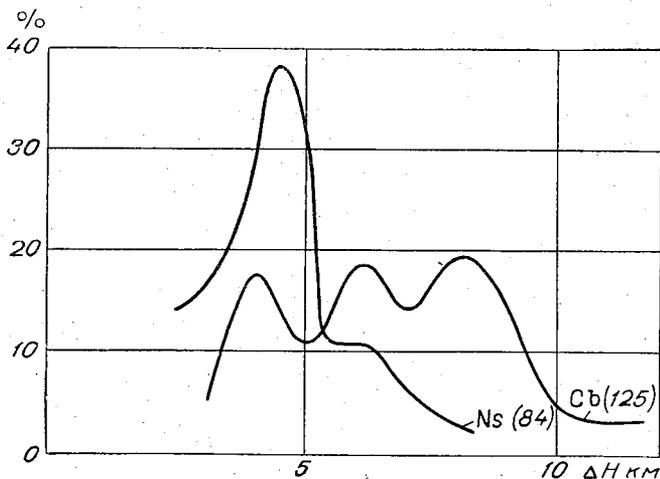


Рис. 3. Повторяемость толщины радиоэхо дождевых облаков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баттан А. Д. Радиолокационная метеорология. Гидрометеиздат, Л., 1962.
2. Брылев Г. Б., Сальман Е. М. О предельной дальности радиолокационного обнаружения ливневых осадков. Труды ГГО, вып. 159, 1964.
3. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Гидрометеиздат, 1966.
4. Atlas D., Banks H. The Interpretation of Microwave Reflection from Rainfall. Met., vol. 8, No. 3, 1953.

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ ПОЛЕЙ ОСАДКОВ НА УКРАИНЕ

Сведения о пространственной структуре областей осадков, наиболее вероятных площадях и формах очагов осадков, о повторяемости осадков той или иной интенсивности по градациям имеют большое практическое приложение, поэтому знание особенностей статистической структуры выпадающих осадков в тех или иных районах представляется нам весьма ценным.

Протяженности зон осадков различной интенсивности представляют интерес при решении задачи об определении этих зон с помощью радиометрической аппаратуры.

Еще в 20-е годы И. И. Касаткин занимался изучением областей одновременного выпадения осадков над территорией Москвы и ее окрестностей [4], однако наибольший интерес к вопросу исследования структуры поля осадков начал проявляться с появлением новых методов наблюдений (радиолокационных, самолетных, спутниковых).

Серия работ по изучению характера пятнистости поля осадков была проведена на Валдае и Украине, в районах, наиболее густо оснащенных метеорологическими станциями и постами [3, 5, 6].

Некоторые сведения о структуре поля выпадающих осадков имеются по Северо-Западу ЕТС и Азиатской территории СССР [1, 2, 7, 8], однако большинство вышеуказанных работ посвящено изучению лишь структуры ливневых осадков.

Точность наблюдений за зонами осадков зависит от чувствительности измерительной аппаратуры, а также от размеров зон и интенсивности выпадающих внутри этих зон осадков.

Какие же особенности структуры поля осадков будут фиксироваться измерительной аппаратурой и какие особенности будут выпадать из поля ее действия, какие будут получаться искажения при различных масштабах осреднения по площади? Вот круг интересующих нас вопросов.

В данной работе, в которой представлены некоторые предварительные результаты исследования пятнистости поля осадков на Украине, нами были использованы пловнографические записи хода дождей, зафиксированных станциями и постами Экспериментального метеорологического полигона (ЭМП).

Как уже было отмечено, предыдущие исследования характера пятнистости в тех или иных районах СССР проводились в основном либо с использованием радиолокационных методов (в этом случае ввиду ограниченной разрешающей способности измерительной аппаратуры не имелось почти никакой информации об осадках малой интенсивности), либо

мени. Нами же была предпринята попытка исследовать пятнистость пол осадков за 15-минутные интервалы времени. Кроме того, как показал некоторые наши расчеты, нельзя пренебрегать дождями малой интенсивности.

Расчет повторяемости осадков различной интенсивности по градациям для некоторых пунктов ЕТС (в процентах от времени выпадения все дождей за летний сезон) показал, что наибольшая повторяемость приходится не на ливневые дожди, а на осадки малой интенсивности. В 90–95% времени выпадения всех осадков на Северо-Западе ЕТС их интенсивность составляет 0–3 мм/час. В Москве повторяемость осадков интенсивностью 0–3 мм/час составляет 86%, в Полтаве — 81%.

Сами по себе эти величины большие, но разница между ними велика. Это объясняется тем, что в Москве (центр ЕТС) и в Полтаве (Украина) увеличивается повторяемость осадков интенсивностью 3,1–10 мм/час (12–13% против 5% на Северо-Западе ЕТС).

Что же касается интенсивностей осадков больше 10 мм/час, то на Северо-Западе повторяемость их составляет лишь 1–2%, правда, к югу ЕТС повторяемость их увеличивается до 6–7%, т. е. на Украине увеличивается число ливневых дождей.

Значительный вклад вносят осадки малой интенсивности и в общую сумму всех выпадающих осадков. Так, в Ленинграде за теплое полугодие около 300 мм осадков выпадает с интенсивностью 0–3 мм/час и около 150 мм — с интенсивностью 3,1–10 мм/час.

В Москве вклад осадков малой интенсивности тоже велик (190 мм против 100 мм выпадающих осадков с интенсивностью 3,1–10 мм/час). В Полтаве увеличивается число ливневых дождей и соответственно вклад, вносимый ими в общую сумму осадков. Здесь около 130 мм осадков выпадает с интенсивностью до 3 мм/час и около 100 мм — с интенсивностью 3,1–10 мм/час и больше.

Выбор нами района ЭМП для изучения характера пятнистого пол осадков объясняется, во-первых, значительной густотой сети станций постов, во-вторых, тем, что пятнистость в районах типа степного Крыма, Украины, уральских и североказахстанских степей выражена наиболее ярко, очаги осадков довольно мелкие и корреляционные связи между значениями осадков в разных пунктах ослабевают быстро.

Нами было произведено картирование отдельных моментов дождей имевших место на Украине, и получено 497 очагов (с учетом тех очагов реальность которых подтверждалась плевниографической записью ход дождя хотя бы на одной станции) и 197 пятен, реальность которых подтверждалась сразу двумя станциями и больше.

Таблица

Повторяемость пятен различной протяженности по градациям (% от общего числа случаев)

	≤ 3 км	3,1–6 км	6,1–10 км	10,1–15 км	> 15 км	Число случаев
Реальность пятна подтверждалась даже одним пунктом	22	49	22	6	1	497
Реальность пятна подтверждалась двумя пунктами и более	68	20	9	2	1	197

осадков протяженностью до 6 км (88% всех случаев), а на очаги протяженностью больше 10 км приходится всего несколько процентов от всех очагов, имевших место.

Средняя протяженность пятна по большой оси составляла 6 км при максимальном значении, равном 22 км.

К сожалению, мы должны отметить, что все расчеты выполнены нами безотносительно к происхождению осадков. В дальнейшем изучение пятности поля осадков будет проводиться с учетом происхождения осадков, физико-географических условий района, синоптической ситуации.

Помимо протяженности очагов осадков, нами были произведены вычисления площадей, одновременно охваченных дождем. Площади рассчитывались по формуле $S = \pi ab$, где a и b — большая и малая полуоси очагов осадков.

Форма пятен считалась эллиптической, так как при картировании отдельных моментов дождей по 15-минутным интервалам в основном форма очагов осадков имела вид несколько вытянутого эллипса.

Анализ табл. 2 показывает, что наиболее часто встречаются очаги площадью до 20 км² (около 83% всех случаев), причем максимум (64,5%) приходится на очаги площадью до 10 км². Пятна осадков площадью от 20 до 30 км² составляют около 5% всех пятен, а на площади других градаций приходится всего несколько процентов от общего числа случаев очагов выпавших осадков.

Т а б л и ц а 2

Повторяемость очагов осадков различной площади

Площадь, км ²	<10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—100	>100
Повторяемость, % от всех случаев очагов осадков	64,5	19,8	5,1	2,5	2,1	3,5	2,5

Средняя площадь пятен была порядка 15 км² при минимальном значении 3 км² и максимальном 276 км².

Проведенные нами вычисления позволяют сделать следующий вывод.

Для территории Украины и районов, сходных с ней по физико-географическим условиям, характерны сравнительно небольшие очаги осадков. Наиболее вероятны пятна протяженностью до 6 км и площадью до 20 км².

ЛИТЕРАТУРА

1. Анчугова Р. А., Морозова Т. И. О временной и пространственной изменчивости ливневых осадков по данным радиолокационных наблюдений. Труды ГГО, вып. 186, 1966.
2. Богомазова З. П., Петрова З. П. Исследование выдающихся дождей Северо-Западного района ЕТС и их зависимости от площади распространения. Труды ГГИ, вып. 1(55), 1947.
3. Богомазова З. П., Петрова З. П. Исследование выдающихся дождей на территории СССР, их хода и распространения по площади. Труды ГГИ, вып. 6(60), 1948.
4. Касаткин И. И. Классификация дождей. Мет. вестник, № 3, 1925.
5. Мучник В. М. Обнаружение гроз радиолокатором по данным о максимальной интенсивности дождей. Метеорология и гидрология, № 10, 1963.
6. Мучник В. М. Некоторые радиолокационные характеристики ливней и гроз. Труды ЦАО, вып. 20, 1958.
7. Петрова З. П. Ливни на Азиатской территории СССР. Труды ГГИ, вып. 1(55), 1947.
8. Сальман Е. М. Радиолокационные исследования структуры ливней и гроз. Труды ГГО, вып. 72, 1957.

О ВОЗМОЖНЫХ ПОГРЕШНОСТЯХ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

Одной из важных задач теплорадиолокационных измерений является оценка точности определения радиояркой температуры принимаемого излучения. Эта точность зависит от ряда факторов, и в первую очередь от параметров антенно-фидерного тракта и характеристик приемного устройства. Кроме того, значительное влияние оказывает методика градуировки аппаратуры, измерений и обработки.

Целью настоящей статьи является детальное рассмотрение влияния этих факторов на точность воспроизведения радиояркой температуры и оценка суммарной погрешности в применении к измерению радиоизлучения водной поверхности с помощью самолетной радиометрической аппаратуры в диапазоне $\lambda = 3,2$ см. Чувствительность радиометра составляет $1,5^\circ \text{K}$ при постоянной времени $\tau = 1$ сек.

Определение радиояркой температуры исследуемой поверхности с помощью теплорадиолокационной аппаратуры можно условно разделить на две операции: определение антенной температуры и переход от антенной температуры к радиояркой. Ошибки, возникающие в процессе измерений, также удобно рассматривать в такой последовательности. Вообще на точность измерений радиояркой температуры оказывают влияние следующие источники ошибок:

- 1) точность определения потерь в антенно-фидерном тракте;
- 2) точность определения коэффициента рассеяния антенны;
- 3) точность поддержания и определения нулевого уровня радиометра
- 4) точность определения температуры излучателя при градуировке
- 5) погрешности регистрации измеряемых величин и снятия отсчетов с ленты регистрирующего прибора.

1. Определение антенной температуры

Антенная температура радиоизлучения на входе приемника T_γ связана с температурой на выходе антенны T_a следующим соотношением:

$$T_\gamma = T_a(1 - \gamma) + T_0\gamma, \quad (1)$$

где γ — потери антенно-фидерного тракта.

Следовательно, чтобы определить антенную температуру, необходимо знать потери антенно-фидерного тракта. Учесть эти потери можно двумя

тракта и последующим их учетом; б) устранением влияния потерь антенно-фидерного тракта путем приведения градуировки аппаратуры непосредственно ко входу облучателя антенны.

Удобнее пользоваться вторым методом, поскольку первый требует высокой точности измерений. В настоящее время точность измерений потерь в сантиметровом диапазоне составляет $\pm 0,1$ дБ, что соответствует ошибке в определении радиояркой температуры примерно $\pm 7^\circ$ (при $T_0 = 300^\circ \text{K}$).

При использовании второго метода определение величины радиояркой температуры сводится к сравнению на входе приемника полезного сигнала с сигналом от какого-либо эталонного источника. Так как полезный сигнал попадает в приемник через антенно-фидерный тракт, эталонный сигнал также должен проходить через этот тракт.

В описываемой аппаратуре в процессе измерений радиояркой температур автоматически осуществляется периодическая калибровка нулевой точки шкалы, т. е. точки, в которой антенная температура равна температуре «холодного» эталона, путем снятия модуляции с коммутатора и подключения согласованной нагрузки с температурой T_0 ко входу приемника. Очевидно, что при отсутствии модуляции, т. е. когда коэффициент модуляции равен нулю, $T_a = T_0$.

Калибровка крутизны шкалы в рабочей точке производится путем подключения через направленный ответвитель, ко входу канала, шумов от газоразрядной лампы типа ГШ. В этом случае на входе антенная температура повысится на величину ΔT , а напряжение на выходе радиометра увеличится на величину ΔE . Крутизна шкалы S тогда будет

$$S = \frac{\Delta E}{\Delta T} \text{ в/град.} \quad (2)$$

Если считать, что шкала радиометра линейна, то нулевая точка и крутизна определяют всю шкалу. Величина калибровочного сигнала T_k практически постоянна во времени, однако в зависимости от коэффициента усиления ему могут соответствовать различные отсчеты, выраженные в единицах длины шкалы выходного прибора. Образец записи антенной температуры представлен на рис. 1. Очевидно, антенная температура определяется следующим соотношением:

$$T_a = T_0 - T_k \frac{l}{k}. \quad (3)$$

Отсюда калибровочный сигнал

$$T_k = \frac{T_0 - T_a}{l} k, \quad (4)$$

где $\frac{T_0 - T_a}{l}$ — крутизна шкалы регистрирующего прибора в град/мм, T_0 — температура «холодного» эталона, l — линейный отрезок шкалы, соответствующий разности температур $T_0 - T_a$, k — отрезок шкалы, соответствующий приращению сигнала от «горячего» эталона ГШ.

Градуировку аппаратуры, т. е. определение величины калибровочного сигнала T_k , можно проводить перед установкой радиометрической аппаратуры на самолет. Для этого используется радиоизлучение атмосферы. Антенна вместе с волноводным трактом помещается в металлический экран и направляется в зенит с известной радиояркой температурой. Размеры экрана выбираются таким образом, чтобы обеспечить прием

правленности антенны, экранируя влияние задних и боковых лепестков. Раскрыв экрана должен составлять не более $60-80^\circ$, в пределах которого радиояркую температуру безоблачной атмосферы можно считать постоянной в трехсантиметровом диапазоне [4]. Таким образом, с помощью металлического экрана, направляя задние и боковые лепестки антенной системы в область неба с известной радиояркой температурой, можно произвести градуировку радиометра и считать ее приведенной

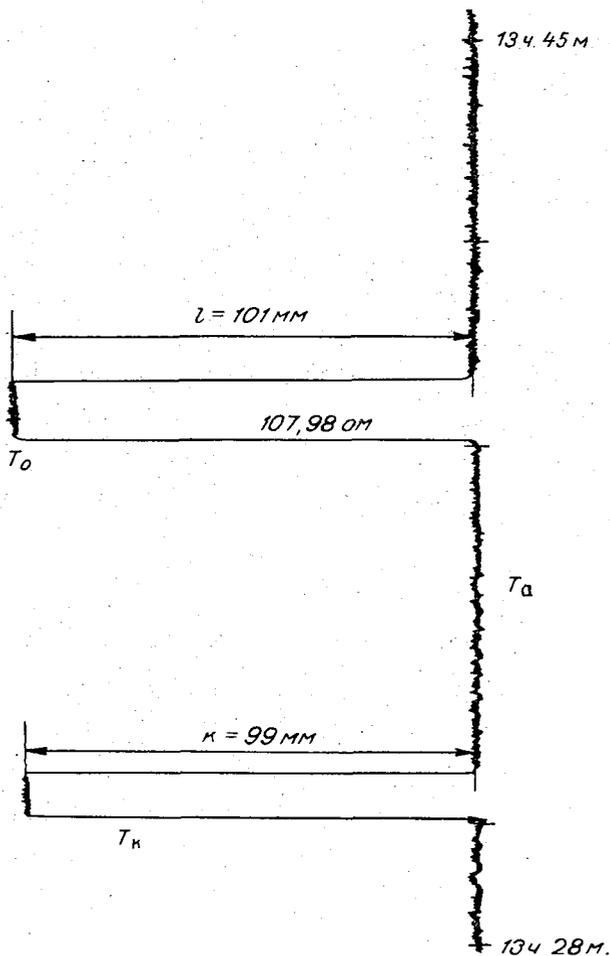


Рис. 1. Образец записи антенной температуры. Каспийское море, 29/XII 1966 г.

ко входу облучателя. На рис. 2 изображена диаграмма направленности антенны с экраном и без него. Одновременно с градуировкой аппаратуры необходимо определять метеорологические характеристики атмосферы для расчетов радиояркой температуры безоблачного неба.

Вторым методом, пригодным в наземных условиях, является градуировка радиометрической аппаратуры по азотной нагрузке. В этом случае производится подключение согласованной нагрузки, находящейся при температуре жидкого азота, непосредственно к облучающему рупору антенны. Для проведения градуировки необходимо точное измерение потерь

антенны.

Радиояркая температура излучения, подаваемого на вход облучателя, рассчитывается по формуле

$$T'_{аз} = T_{аз}\eta + T_{ср}(1 - \eta), \quad (5)$$

где $T'_{аз}$ — радиояркая температура азотной нагрузки, $T_{ср}$ — температура окружающей среды, η — к. п. д. фидерного тракта, $T_{аз}$ — температура азота с учетом потерь, возникающих в согласованной нагрузке. Когда коэффициент стоячей волны равен единице, эта температура равна физической температуре азота 77°K .

Для наземного эксперимента расчет калибровочного сигнала осуществляется по формуле (4), в которой $T_a = T'_{аз}$. В случае самолетных из-

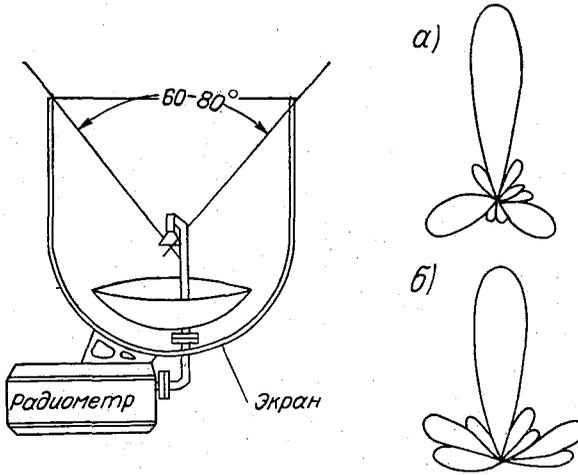


Рис. 2. Формирование диаграммы направленности антенны.

а — без экрана, б — с экраном.

мерений необходимо еще учитывать потери в радиопрозрачном обтекателе

$$T'_к = \frac{T_к}{\eta_1}, \quad (6)$$

где η_1 — к. п. д. обтекателя, $T'_к$ — величина калибровочного сигнала с учетом потерь в обтекателе.

Третьим методом, применяющимся в самолетных условиях, является определение $T_к$ по радиоизлучению водной поверхности. Для этой цели выполняется несколько полетов над однородной водной поверхностью с известной физической температурой на минимально допустимой высоте (100 м). Для градуировки необходимо знать величину радиояркой температуры водной поверхности, которая определяется по расчетным данным. С помощью расчета также определяется радиоизлучение атмосферы. Полученное расчетное значение радиояркой температуры водной поверхности с учетом противоизлучения атмосферы принимается равным антенной температуре. Далее вычисление величины калибровочного сигнала можно осуществить по формуле (4).

Рассмотрим преимущества и недостатки перечисленных методов градуировки радиометрической аппаратуры.

так как позволяет определить величину калибровочного сигнала совершенно независимым способом. Однако при измерении абсолютных значений радиояркостной температуры водной поверхности вносится большая погрешность в определяемую по T_k антенную температуру. Это вызвано низкой точностью радиотехнических измерений потерь в дополнительном тракте, соединяющем азотную нагрузку с облучателем; точность измерений, как уже указывалось выше, не превышает $\pm 0,1$ дБ.

Методы градуировки по радиоизлучению атмосферы или водной поверхности обладают большей точностью, определяемой только ошибкам метода расчетов.

Погрешности в определении антенной температуры можно оценить используя основное уравнение (3). Прологарифмировав его и определив дифференциал, переходя к конечным приращениям, получаем выражение для относительной ошибки в определении антенной температуры

$$\frac{\Delta T_a}{T_a} = \frac{\frac{\Delta T_0}{T_0} \frac{1}{T_k} \frac{l}{k} + \frac{\Delta T_k}{T_k} \frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_0} \left(\frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta k}{k} \right)}{\frac{1}{T_k} \frac{l}{k} - \frac{1}{T_0}}, \quad (7)$$

где $\frac{\Delta T_0}{T_0}$ — относительная погрешность в определении температуры «холодного» эталона, $-\frac{\Delta T_k}{T_k}$ — относительная погрешность в определении величины калибровочного сигнала, $\frac{\Delta l}{l}$, $\frac{\Delta k}{k}$ — относительные погрешности в определении линейных размеров шкалы регистрирующего прибора, соответствующих разности температур $T_0 - T_a$ и приращению «горячего» эталона T_k .

В связи с тем что линейные размеры l и k были выбраны практически одинаковыми (см. рис. 2) и принимая во внимание, что погрешности Δl и Δk , определяемые точностью снятия отсчетов с ленты регистрирующего прибора, равны (составляют примерно 1 мм), выражение (7) примет вид

$$\frac{\Delta T_a}{T_a} = \frac{\frac{\Delta T_0}{T_0} \frac{1}{T_k} + \frac{\Delta T_k}{T_k} \frac{1}{T_0} + \frac{\Delta l}{l} \frac{2}{T_0}}{\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T_0}}. \quad (8)$$

Ошибка в определении температуры «холодного» эталона с помощью стандартного термометра сопротивления составляет $0,4 \pm 0,2^\circ$.

Величина калибровочного сигнала определяется, согласно [1], по формуле

$$T_k = \frac{c}{\alpha} (T_e - T_0), \quad (9)$$

где T_e — электронная температура разряда, составляющая примерно $15\,000 - 20\,000^\circ \text{K}$, c — коэффициент связи газоразрядной трубки с шумовым генератором, α — коэффициент ослабления аттенюатора (отношение падающей мощности к проходящей).

Так как $T_e \gg T_0$, а величина T_0 в полете меняется всего лишь в пределах $20 - 25^\circ \text{K}$, можно считать величину T_k постоянной во времени. Сле

тогда градуировки аппаратуры.

При определении T_K по радиоизлучению водной поверхности значительная ошибка может возникнуть при учете коэффициента излучения водной поверхности, поскольку достаточно надежных данных при различных температурах и солености воды не имеется. Разброс данных в коэффициенте излучения составляет около 0,005, что приводит к ошибке в определении антенной температуры около 1,5°.

Можно также определить T_K по излучению атмосферы, ибо здесь при различном состоянии безоблачной атмосферы радиояркая температура зенитной области неба колеблется в пределах 3—5° К. Однако, так как в этом случае сама антенная температура мала, ошибки измерения возрастают.

Учитывая сказанное, можно оценить относительную ошибку в определении антенной температуры в зависимости от метода градуировки аппаратуры следующими величинами (табл. 1):

Т а б л и ц а 1

Метод градуировки	Относительная ошибка, %
По азотной нагрузке	10,0
По радиоизлучению атмосферы . .	7,0
По радиоизлучению водной поверхности	5,0

2. Определение радиояркой температуры по известной антенной температуре

В самолетном радиометре остронаправленная антенна зеркального типа. Кроме основного лепестка, диаграмма направленности имеет боковые лепестки, поэтому антенная температура при заданных радиоярких температурах исследуемой поверхности и фона будет представлять сумму излучений, принимаемых не только из области главного лепестка диаграммы, но и из более широкой зоны, в общем случае составляющей угол 4π стер.

При известной диаграмме направленности $F(\theta, \varphi)$ и распределении яркости $T_A(\theta, \varphi)$ антенная температура определяется следующим соотношением:

$$T_A(\theta_0, \varphi_0) = \frac{S_{эф}}{\lambda^2} \int_4 \int_{\pi} T_A(\theta, \varphi) F(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (10)$$

где $S_{эф}$ — приемная площадь антенны, θ_0, φ_0 — направление максимума диаграммы направленности антенны.

Однако практически распределение яркости $T_A(\theta, \varphi)$ не известно, а диаграмма направленности $F(\theta - \theta_0, \varphi - \varphi_0)$ известна с некоторой достоверностью, поскольку она снимается обычно лишь в двух плоскостях, а уровень дальнего бокового излучения часто оказывается ниже чувствительности аппаратуры. Поэтому важную характеристику антенны представляет оценка интегрального потока бокового рассеяния в некоторый телесный угол. Обычно для оценки этой величины вводится коэффициент

¹ В силу принципа взаимности [1] диаграмма направленности антенны на прием тождественна диаграмме на передачу.

рассеянной мощности P_0 , равный отношению мощности P вбок, излученной антенной вне телесного угла Ω главного лепестка диаграммы направленности антенны, ко всей излученной мощности P_0 . Очевидно, связь коэффициента β_Ω с диаграммой направленности антенны $F(\theta, \varphi)$ имеет вид

$$\beta_\Omega = 1 - \frac{\int_\Omega F(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi}{\int_{4\pi} F(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi} \quad (11)$$

При строго заданной функции $F(\theta, \varphi)$ величина мощности, рассеянной вне телесного угла главного лепестка, однозначно вычисляется согласно выражению (10). Тогда для измеряемого микроволнового излучения с радиояркостной температурой T_n , находящегося на равномерном фоне с радиояркостной температурой T_ϕ , антенная температура будет равна

$$T_a = T_n(1 - \beta) + T_\phi\beta. \quad (12)$$

Однако на практике нельзя рассчитывать на точное определение функции диаграммы направленности для любого угла по всей сфере. Тем не менее можно, проанализировав основные факторы, влияющие на распределение рассеянной энергии в пространстве для типичных антенн, и не зная детально диаграммы направленности, оценить величину мощности, рассеянной вне рабочего угла.

Рассмотрим основные факторы, влияющие на распределение излучаемой мощности в волновой зоне зеркальной антенны:

- а) вид амплитудного распределения в раскрыве антенны на заданной длине волны λ ;
- б) излучение облучателя зеркала антенны вне угла облучения раскрыва зеркала;
- в) излучение дифракционных токов вблизи кромки зеркала;
- г) рассеяние излучения на элементах конструкции антенны и конструкции носителя антенны.

Размер раскрыва антенны и вид распределения амплитуд в раскрыве определяют пространственное распределение основной доли излученной мощности в телесном угле вблизи нормали к антенне. Расчет этого распределения проводится интегрированием по раскрыву, поэтому обычно распределение полученного поля называют апертурным. Оценим, какая часть излученной мощности заключена в телесном угле исследуемой поверхности, образованном конусом θ , представляющим собой угол между нормалью к раскрыву антенны и направлением на границу исследуемой поверхности, если центр ее лежит на нормали:

$$G(\Omega) = \frac{\int_0^\Omega F(\theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_0^\pi F(\theta) \sin \theta \, d\theta} \quad (13)$$

В случае протяженных поверхностей, имеющих место при измерениях температуры воды, $G(\Omega) = 1$.

Амплитудные распределения в раскрыве зеркальных антенн зависят от диаграммы направленности облучающего устройства. При облучении зеркала часть излученной мощности рассеивается вне телесного угла, который занимает зеркало относительно фазового центра облучателя.

ния, сосредоточен в значительно большем телесном угле, примыкающем к задней полусфере.

Более сложную задачу представляет оценка излучения зеркала за счет дифракционных токов на освещенной и теневой частях зеркала, облученного сферическим фронтом. Приблизительно можно оценить величину кромочных токов, если просуммировать излучение облучателя в телесном угле, который равен площади дифракционных токов, деленной на квадрат расстояния до облучателя.

Рассеяние электромагнитной энергии на элементах конструкции, попадающих в поток излучения (облучатель, опоры, обшивка носителя и т. д.), может составлять значительную величину. Мощность, рассеянная на элементах конструкции, сосредоточена в широких телесных углах вблизи направления зеркального отражения лучей от элементов конструкции. Чаще всего эти углы приходятся на переднюю полусферу антенны.

Приведенный анализ отдельных факторов, влияющих на рассеяние энергии, позволяет оценить радиояркостную температуру по известной антенной температуре.

Для антенны, находящейся под самолетом, когда все заднее рассеяние трансформируется в переднюю полусферу, в случае протяженной исследуемой поверхности, для которой $\Omega \gg \Omega_{\text{гд}}$, получим следующее выражение:

$$T_a = (1 - \beta_0) T_n + T_{\text{ф}} \beta_0. \quad (14)$$

Таким образом, коэффициент $G(\Omega)$ представляет собой характеристику направленного излучения, а β_0 характеризует ненаправленное излучение антенной системы.

Как уже было показано выше, в нашем случае $G(\Omega) = 1$, а величина β_0 определяется рассеянием облучателя и дифракцией на кромках зеркала.

Экспериментально определить рассеяние вне главного лепестка диаграммы направленности можно с помощью метода искусственных источников радиоизлучения, который подробно описан в [2]. В качестве такого источника использовался диск из поглощающего материала — черной резины с насечками, коэффициент излучения которой составляет примерно 0,96—0,98 (рис. 3). Угловые размеры «черного» диска были выбраны равными угловым размерам главного лепестка диаграммы направленности антенны для уменьшения дифракционной поправки. Для исключения влияния излучения земной поверхности использовался металлический экран, описанный выше.

Измерения проводились в следующей последовательности: а) расчетным способом определялась радиояркостная температура атмосферы T_n в направлении на источник и производилась запись антенной температуры T_1 на шкале регистрирующего прибора

$$T_1 = T_n (1 - \beta) + T_{\text{ф}} \beta. \quad (15)$$

Фоном являлось излучение атмосферы, принимавшееся в боковые лепестки диаграммы направленности антенны; б) устанавливался искусственный источник и производилась запись антенной температуры T_2 при том же фоне

$$T_2 = T_n (1 - \beta) + T_{\text{ф}} \beta. \quad (16)$$

Для уменьшения среднеквадратической ошибки осуществлялась серия таких измерений.

$$\beta = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_d - T_n}, \quad (17)$$

где T_d — радиояркая температура «черного» диска, $T_2 - T_1$ — разность антенных температур с диском и без него, определяемая по лент самописца с помощью калибровочного сигнала T_k шумового генератора

В результате измерений получено среднее значение коэффициента рассеяния 0,22.

В самолетных условиях была выполнена проверка значений измеренного коэффициента рассеяния антенны. Для этого полет проводился по

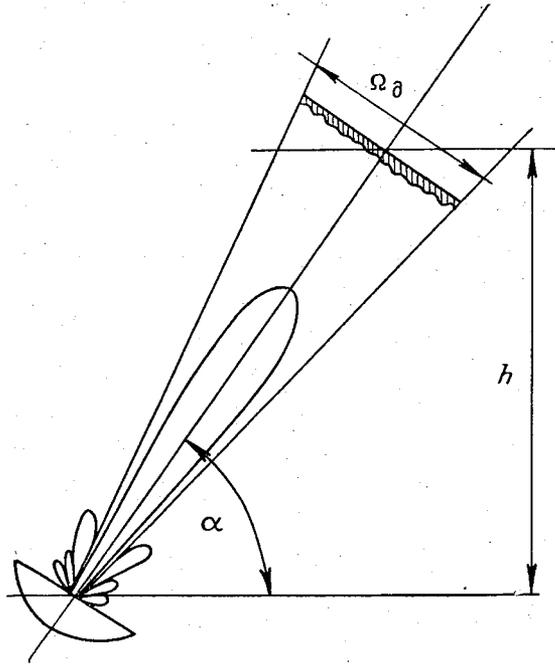


Рис. 3. Схема измерения коэффициента рассеяния антенны.

следующей методике. В районе Каспийского моря был осуществлен полет над песчаным островом, причем высота H и скорость полета v при определении β выбирались исходя из соотношения

$$\Delta x = \theta H + 3v\tau \quad (18)$$

и

$$v \leq \frac{\Delta x}{3\tau},$$

где θ — ширина диаграммы направленности антенны, τ — постоянная времени, Δx — размеры острова.

Коэффициент рассеяния был рассчитан по формуле

$$\beta = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_o - T_b}, \quad (19)$$

где $T_2 = T_o(1 - \beta) + T_{\phi}\beta$, $T_1 = T_b(1 - \beta) + T_{\phi}\beta$; T_o , T_b — расчетные значения радиоярких температур излучения песчаного острова и морской воды.

что метод измерения коэффициента рассеяния антенны в самолетных условиях обладает одним существенным недостатком: величина β полностью определяется значениями коэффициентов излучения водной поверхности и песчаной поверхности острова, известных с малой точностью. Это приводит к значительным ошибкам в определении β . Кроме того, в реальных условиях затруднен выбор подходящих объектов (острова) для измерения β , полностью вписывающихся в главный лепесток диаграммы направленности антенны.

Рассмотрим вклад в β каждой составляющей диаграммы направленности.

В первых боковых лепестках сосредоточено примерно 5—8% рассеянной энергии; дифракция на кромках зеркала антенны составляет 2—4%, а рассеяние на облучателе равно примерно 8—10%. Поскольку антенна имеет линейную поляризацию, можно считать, что половина ненаправленной излученной мощности обладает горизонтальной, а половина — вертикальной поляризацией. Следовательно, примерно 14% рассеянной мощности обладает радиояркой температурой, практически равной T_a исследуемой поверхности.

Оценку погрешности в определении радиояркой температуры можно произвести исходя из основного уравнения (12). Преобразуя его, мы получаем выражение для радиояркой температуры

$$T_{я} = \frac{T_a - T_{\phi}^3}{1 - \beta}. \quad (20)$$

Определив дифференциал логарифма этого выражения и переходя к конечным приращениям, получаем следующую формулу для относительной погрешности в определении радиояркой температуры:

$$\frac{\Delta T_{я}}{T_{я}} = \frac{\frac{\Delta T_a}{T_a} \frac{1}{T_{\phi}^3} + \frac{\Delta T_{\phi}}{T_{\phi}} \frac{1}{T_a} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \frac{1}{T_a}}{\frac{1}{T_{\phi}^3} - \frac{1}{T_a}} + \frac{\frac{\Delta \beta}{\beta}}{\frac{1}{\beta} - 1}, \quad (21)$$

где $\frac{\Delta T_{\phi}}{T_{\phi}}$ — относительная погрешность в определении радиояркой температуры фона, $\frac{\Delta \beta}{\beta}$ — относительная погрешность в определении коэффициента рассеяния антенны.

В формулу (21) входит относительная ошибка в определении антенной температуры, определенная в предыдущем параграфе.

В результате вычислений были получены следующие значения относительной погрешности в определении радиояркой температуры водной поверхности (табл. 2):

Таблица 2

Метод градуировки	$\Delta T_{я}/T_{я} \%$
По азотной нагрузке	15,5
По радиоизлучению атмосферы	11
По радиоизлучению водной поверхности	9

градуировки по радиоизлучению водной поверхности (пресная вода с известной температурой) ошибка составляет примерно 9%, что при радиояркой температуре воды около 110° К дает абсолютную ошибку в 10. Это означает, что существующие методы градуировки аппаратуры и определения основных характеристик аппаратуры (чувствительность, коэффициент рассеяния антенны и потери в антенно-фидерном тракте) не позволяют с разумной точностью определять радиояркую и по истинную температуру водной поверхности. Значительно лучшие результаты дают относительные измерения, в процессе которых осуществляется привязка результатов на отдельных участках измерений к истинной температуре воды, определяемой по независимым инфракрасным или судовым измерениям. Оценки получающихся в этом случае ошибок по экспериментальным данным выполнены в [3] и подтверждают возможность использования радиометрической аппаратуры для температурной съемки водных поверхностей, хотя точность теплорадиолокационных измерений пока уступает инфракрасным измерениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. «Советское радио», 1964.
2. Цейтлин Н. М. Применение методов радиоастрономии в антенной технике. «Советское радио», 1966.
3. Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г., Мелентьев В. В. Определение температуры водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне. С настоящего сборник.
4. Hogg D. C. Effective Antenna Temperatures Due to Oxygen and Water Vapor the Atmosphere. J. Appl. Optics, vol. 30, No. 9, 1959.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОБЛАКОВ И ОСАДКОВ

Определение характеристик мощных облачных образований и обнаружение зон осадков по их радиоизлучению является единственно возможным способом решения этой задачи в спутниковой метеорологии. Особенно это важно для обнаружения осадков и определения их интенсивности над акваториями земного шара, очень слабо освещенными в метеорологическом плане. Знание местонахождения зон облачности и осадков и их перемещения во времени дает богатейший материал для прогноза погоды в глобальном масштабе [1].

Радиоизлучение облаков и осадков в микроволновом диапазоне дает существенный контраст по сравнению с излучением чистой атмосферы, который может быть легко обнаружен. В реальных случаях облачных образований и осадков оптическая толщина τ составляет менее 0,5, а вероятность выживания кванта $\lambda < 0,1$. В этих условиях, как показано в [2], вкладом многократного рассеяния можно пренебречь и уравнение переноса излучения будет иметь следующий вид:

$$I(\tau, \theta) = I_0 e^{-\tau \sec \theta} + B(1 - e^{-\tau \sec \theta}) + B_1(1 - e^{-\tau \sec \theta})e^{-\tau \sec \theta}. \quad (1)$$

Переходя от интенсивностей к радиояркостным температурам, получим

$$T_{\text{я}} = (1 - R)T_{\text{п}}e^{-\tau \sec \theta} + T(1 - e^{-\tau \sec \theta}) + RT(1 - e^{-\tau \sec \theta})e^{-\tau \sec \theta}, \quad (2)$$

где $T_{\text{п}}$ — температура подстилающей поверхности, T — температура среды, в которой происходит перенос излучения, τ — оптическая толщина слоя, θ — угол между нормалью к слою и направлением визирования, R — коэффициент отражения подстилающей поверхности.

Так как слоистообразные облака и осадки малой интенсивности имеют оптические толщины τ , не превышающие 0,2, а $\lambda \approx 0,02 \div 0,04$, расчеты переноса микроволнового излучения можно проводить по формуле (2). В табл. 1 и 2 представлены расчетные данные по контрастам облачности и осадков на фоне водной поверхности. Расчеты были проведены по реальным метеорологическим характеристикам атмосферы и подстилающей поверхности, которые были получены в экспериментальных полетах. Для сопоставления расчетов с измерениями использовались результаты четырех полетов, в которых измерялась радиояркостная температура облаков и осадков. При сравнениях вычислялись и экспериментально определялись приращения радиояркостной температуры за счет облачности и

Радиояркостный контраст осадков

12 X 1966 г.
 Балтийское море
 Вид облачности: 10 б Ns
 $H_{н.г} = 200$ м, $H_{в.г} = 1800$ м
 10 б As
 $H_{н.г} = 4000$ м, $H_{в.г} = 5200$ м
 $T_{н.г} = 254^\circ$ К, $T_{в.г} = 251,6^\circ$ К
 Осадки: интенсивность 1 мм/час
 T воды = 278° К

26 XII 1966 г.
 Азовское море
 10 б Frlb
 $H_{н.г} = 250$ м, $H_{в.г} = 350$ м
 10 б Ns
 $H_{н.г} = 350$ м, $H_{в.г} = 3850$ м
 $T_{н.г} = 282^\circ$ К, $T_{в.г} = 257,2^\circ$ К
 Интенсивность 1,5—2 мм/час
 T воды = 283° К

Длина волны, см	$\Delta T_{я}$ град.		$\Delta T_{я}$ град.	
	теоретический	экспериментальный	теоретический	экспериментальный
0,8	43,0	41,5	96,6	105,0
3,2	4,0	9,0	5,0	15,0

Т а б л и ц а

Радиояркостный контраст облачности

10 X 1966 г.
 Онежское озеро
 Вид облачности: 10 б Sc
 $H_{н.г} = 1100$ м, $H_{в.г} = 3000$ м
 $T_{н.г} = 267,7^\circ$ К, $T_{в.г} = 256,1^\circ$ К
 T воды = 279° К

26 XII 1966 г.
 Азовское море
 10 б Sc
 $H_{н.г} = 650$ м, $H_{в.г} = 2200$ м
 $T_{н.г} = 277,3^\circ$ К, $T_{в.г} = 269^\circ$ К
 T воды = 283° К

Длина волны, см	$\Delta T_{я}$ град.		$\Delta T_{я}$ град.	
	теоретический	экспериментальный	теоретический	экспериментальный
0,8	24,5	26,0	13,0	15,0
3,2	2,5	2,0	2,0	4,0

осадков по отношению к радиояркостной температуре подстилающей поверхности при безоблачном небе

$$\Delta T_{я} = T_{я обл} - T_{я атм} \quad (6)$$

Кратко рассмотрим методику измерений облачности и осадков, для которых использовалась радиометрическая аппаратура диапазонов 0 и 3,2 см, описанная в [4].

Полеты проводились в районах, где проходила граница облачности. Таким образом, над одной и той же подстилающей поверхностью проводились измерения при безоблачном небе и при облачности и осадках. Подстилающей поверхностью служила водная поверхность озер и морей. Учитывая малую изменчивость температуры воды на достаточном удалении от берега, можно с помощью этой методики получить значения приращения радиояркостной температуры за счет облаков и осадков. Для определения высоты верхней и нижней кромки облачности, распределения температуры и влажности с высотой перед началом и в конце измерений

наружение мощной облачности и зон осадков производилось с помощью самолетного навигационного радиолокатора.

На основании самолетных измерений радиоизлучения облаков и осадков, проведенных в 1967 г., составлена табл. 3, в которой содержатся приращения $\Delta T_{\text{я}}$ за счет различных типов облачности и осадков.

Таблица 3

Тип облачности	Интенсивность осадков, мм/час	$\Delta T_{\text{я}}$ град.	
		$\lambda = 0,8$ см	$\lambda = 3,2$ см
Ci, Cs	—	2—5	0,0
Cu cong.	—	15—45	2,5—7,0
Sc	—	26,0	2,0
As, Ac	—	15,0	4,0
Cu	—	7—12	2—4
Frb, Ns, Ac	1	55,0	6,0
St fr., As, Ac	1,5—2	100,0	20,0
Ns, As, Ac	2—3	110,0	45,0

Как видно из табл. 3, максимальные значения $\Delta T_{\text{я}}$ получены для мощных слоисто-дождевых облаков, а минимальные значения — для облаков верхнего яруса. С увеличением интенсивности осадков возрастает и радиояркий контраст $\Delta T_{\text{я}}$.

Интересно сопоставить результаты самолетных измерений зон облачности и осадков различной интенсивности с расчетами, выполненными на основании метеорологических измерений на земле и на самолете. Сопоставление проведено для четырех случаев, из которых два включают в себя осадки, а два — облачность. Результаты сравнения внесены в табл. 1 и 2. Здесь же приведены метеорологические характеристики атмосферы, облачности и осадков по данным самолетных измерений: $H_{\text{в.г}}$ — высота верхней границы облачности, $H_{\text{н.г}}$ — высота нижней границы, $T_{\text{в.г}}$ и $T_{\text{н.г}}$ — температура на верхней и на нижней границе облачности соответственно.

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных показало хорошее соответствие между ними. Расхождение, как правило, не превышает 20% в диапазоне $\lambda = 0,8$ см.

Анализ полученных данных показывает, что даже для осадков небольшой интенсивности, до 2 мм/час, в диапазоне 0,8 см контрасты достигают 70—90°. Это означает, что имеется реальная возможность обнаруживать зоны осадков средней интенсивности не только над однородной водной поверхностью, но и над естественной подстилающей поверхностью суши, колебания радиояркой температуры которой составляют обычно 20—40° [3].

При рассмотрении экспериментальных и теоретических данных видно, что для обнаружения зон облачности и осадков целесообразно использовать измерения в двух длинах волн: 0,8 и 3,2 см. На канале $\lambda = 0,8$ см получается наибольший радиояркий контраст, а диапазон $\lambda = 3,2$ см необходим для определения вида и температуры подстилающей поверхности, а также осадков при наличии многоярусной облачности.

1. Башаринов А. Е., Егоров С. Т., Колосов М. А., Кутуза Б. И. Авторское свидетельство № 27927 от 23/V 1964 г.
2. Волчок Б. А., Черняк М. М. Перенос микроволнового излучения в облаках осадках. См. настоящий сборник.
3. Шифрин К. С., Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г. Исследование поля микроволнового излучения в атмосфере. См. настоящий сборник.
4. Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г., Волков В. Г. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения. См. настоящий сборник.

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДА СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ С ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

1

Зондирование атмосферы методом приема атмосферного радиотеплового излучения является развитием наземных исследований радиотеплового излучения атмосферы.

Начиная с работ Дайка и Беринджера [1] по настоящее время (см., например, обзор [2]) выполнен широкий цикл исследований радиоизлучения свободной атмосферы.

В ряде работ приведены результаты наблюдений радиотеплового излучения гидрометеоров ([3—5], статьи настоящего сборника и др.).

В [7] предложено использовать результаты радиометрических наблюдений СВЧ-излучения атмосферы с летательных аппаратов для обнаружения областей дождевых образований.

Обсуждение метода радиометрического СВЧ-зондирования, приведенное в [8] и в статьях настоящего сборника, показывает целесообразность дальнейших теоретических и экспериментальных исследований этого метода.

Ниже приводятся некоторые модели спектра СВЧ-излучения неоднородной атмосферы и оценки чувствительности метода к определению влагосодержания и водосодержания.

2

Радиометрическое обнаружение гидрометеоров и определение влагосодержания и водосодержания в атмосфере при наблюдении с летательного аппарата основано на измерении спектра интенсивности уходящего СВЧ-потока теплового излучения атмосферы.

Поток уходящего теплового излучения в СВЧ-диапазоне состоит из прямого потока излучения слоя атмосферы, ослабленного потока излучения подстилающей поверхности и отраженного подстилающей поверхностью потока противоизлучения атмосферы.

Радиояростная температура излучения зависит от состояния атмосферы и является функцией интегрального поглощения в направлении визирования.

$$T_{\text{я}}(\lambda) = T_0 [1 - R(\lambda)] e^{-\int_0^H \gamma_{\lambda}(h) dh} + \int_0^H T(h) \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_h^H \gamma_{\lambda}(l) dl} dh + \\ + R(\lambda) e^{-\int_0^H \gamma_{\lambda}(h) dh} \int_0^H T(h) \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_0^h \gamma_{\lambda}(l) dl} dh, \quad (1)$$

где H — высота аппарата над поверхностью земли, T_0 — температур подстилающей поверхности, $R(\lambda)$ — коэффициент отражения поверхности, $\gamma_{\lambda}(h)$ — погонный коэффициент поглощения атмосферы.

Определение высотных профилей температуры и поглощения в атмосфере по результатам измерения спектра радиоярких температур $T_{\text{я}}(\lambda)$ представляет весьма сложную задачу.

Введение интегральных параметров позволяет выразить радиояркость через среднюю температуру атмосферы T^* и интегральное поглощение

$$T_{\text{я}}(\lambda) = T_0(1 - R)e^{-\tau(\lambda)} + T_1^*(1 - e^{-\tau(\lambda)}) + T_2^* R e^{-\tau(\lambda)} (1 - e^{-\tau(\lambda)}), \quad (2)$$

где

$$T_1^*(\lambda) = \frac{\int_0^H T(h) \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_h^H \gamma_{\lambda}(l) dl} dh}{\int_0^H \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_h^H \gamma_{\lambda}(l) dl} dh},$$

$$T_2^*(\lambda) = \frac{\int_0^H T(h) \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_0^h \gamma_{\lambda}(l) dl} dh}{\int_0^H \gamma_{\lambda}(h) e^{-\int_0^h \gamma_{\lambda}(l) dl} dh},$$

$$\tau(\lambda) = \int_0^H \gamma_{\lambda}(h) dh.$$

При известной температуре подстилающей поверхности значения величин средних температур $T_1^*(\lambda)$ и $T_2^*(\lambda)$ вычисляются по данным моделям атмосферы.

В сантиметровом диапазоне радиоволн основной поглощающий слой находится на высотах до 3 км, и в первом приближении можно полагать что $T_1^*(\lambda) \approx T_2^*(\lambda) \approx T_0 - \Delta T$.

Как видно из (2), производная радиояркости от величины интегрального поглощения в слое увеличивается с возрастанием отражательной способности подстилающей поверхности.

совые коэффициенты $\kappa_p^*(\lambda, T_0)$, $\kappa_w^*(\lambda, T_0)$, $\kappa_d(\lambda, T_0)$ известными величинами, имеем систему уравнений, допускающую решение благодаря различию спектральных характеристик ослабления в водяном паре, жидких капельных облаках и дожде.

3

Чувствительность радиометрического метода к измерению интегральных значений влагосодержания и водосодержания может быть оценена с помощью соотношений для малых приращений.

Представим (2) в виде

$$T_{\text{я}}(\lambda) = T_0(1 - R(\lambda))e^{-2\tau(\lambda)} + \Delta T_{\text{я}}(\lambda), \quad (1)$$

где поправка $\Delta T_{\text{я}}(\lambda)$ учитывает неизотермичность атмосферы.

Дифференцируя (6), в первом приближении имеем

$$\frac{dT_{\text{я}}(\lambda)}{d\tau} \approx 2R(\lambda)T_0e^{-2\tau(\lambda)}. \quad (2)$$

Согласно (7) минимальное регистрируемое изменение интегрально поглощения определяется условием

$$\Delta\tau_{\text{мин}} \approx \frac{\Delta T_{\text{мин}}}{2T_0R(\lambda)e^{-2\tau(\lambda)}}, \quad (3)$$

где $\Delta T_{\text{мин}} = 3\sigma_{\text{я}}$ — минимальное регистрируемое изменение температур $\sigma_{\text{я}}$ — среднеквадратическое значение шумовых вариаций радиояркости.

Соотношения для минимальных регистрируемых значений изменений влагосодержания и водосодержания имеют вид

$$\Delta\rho_{\Sigma\text{мин}} = \frac{\Delta T_{\text{мин}}}{2T_0R(\lambda)e^{-2\tau(\lambda)}\kappa_p^*(\lambda, T_0)}, \quad (4)$$

$$\Delta w_{\Sigma\text{мин}} \approx \frac{\Delta T_{\text{мин}}}{2T_0R(\lambda)e^{-2\tau(\lambda)}\kappa_w^*(\lambda, T_0)}, \quad (5)$$

$$\Delta w_{\Sigma\lambda\text{мин}} \approx \frac{\Delta T_{\text{мин}}}{2T_0R(\lambda)e^{-2\tau(\lambda)}\kappa_d^*(\lambda, T_0)}. \quad (6)$$

Максимальная чувствительность к изменению влагосодержания достигается на частоте резонансного поглощения паров воды $f = 22, 23$ Гц.

Величина минимального регистрируемого значения $\Delta\rho_{\Sigma\text{мин}}$ вариаций влагосодержания для различных значений интегрального поглощения при величине флуктуационного порога $\Delta T_{\text{мин}} = 1^\circ$ приведена в табл. 1.

Таблица 1

τ	0,1	0,5	1
$\Delta\rho_{\Sigma\text{мин}}$ Г/см ²	0,25	0,54	1,4

Чувствительность к изменению капельного водосодержания, как и казывают оценки по (10), в коротковолновой части сантиметрового диапазона слабо зависит от частоты.

$\Delta w_{\Sigma \text{ мин}}$ мм на волне около 2 см приведена в табл. 2.

Таблица 2

τ	0,1	0,5	1
$\Delta w_{\Sigma \text{ мин}}$ мм	10^{-1}	$2 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-1}$

Чувствительность к изменению водосодержания при облачности средней интенсивности составляет около 30% водозапаса в облаках.

Оценки минимальной обнаруживаемой интенсивности осадков $I_{\text{мин}}$ мм/час при наблюдении на волне около 1 см (где имеется заметное спектральное различие поглощения в облаках и дожде) для высоты нижней кромки облачности $H_0 \approx 1$ км приведены в табл. 3.

Таблица 3

τ	0,1	0,5	1
$I_{\text{мин}}$ мм/час	2,5	5	10

В диапазоне волн около 1 см вследствие значительной величины интегрального поглощения чувствительность радиометрического метода допускает обнаружение осадков средней интенсивности.

4

Точность радиометрического метода определения влагосодержания ограничивается влиянием инструментальных и методических погрешностей.

Методические погрешности возникают за счет неучитываемых вариаций весовых коэффициентов T^* , $k_p^*(\lambda, T_0)$, $k_w^*(\lambda, T_0)$ и $k_d^*(\lambda, T_0)$, входящих в уравнения (2) и (5). Вариации весовых коэффициентов могут, например, возникать за счет отклонения реализаций вертикального распределения температуры, влажности и водности от распределения, принятого в расчетной модели; влияния температурных изменений коэффициентов поглощения в парах воды и гидрометеорах, а также за счет изменений сечений поглощения в зависимости от размеров дождевых капель и влияния эффектов рассеяния на крупных каплях.

Дополнительные погрешности могут возникать за счет поглощения в димерах паров воды и влияния фоновых излучений вне главного лепестка антенны.

Инструментальные погрешности вызываются погрешностями калибровки шкалы радиояркости, влиянием собственных флуктуационных шумов приемника, нестабильностями тракта и др.

Корректный учет влияния методических погрешностей, свойственных радиометрическому методу, требует привлечения обобщенных данных о распределениях метеопараметров в атмосфере.

Предварительные оценки показывают, что величины методических погрешностей в условиях, когда интегральное поглощение не превышает 0,5, составляют 20—50% измеряемых значений величин влагосодержания и водосодержания.

Значительное усложнение задачи возникает в условиях облачности с разрывами, частично перекрывающими поле зрения радиометрической аппаратуры.

1. Dicke R., Beringer R., Kuhl R. L., Vane A. B. Atmospheric Absorption Measurements with a Microwave Radiometer. Phys. Rev., vol. 70, 1946, p. 340.
2. Кисляков А. Г., Станкевич К. С. Исследование тропосферного поглощения радиоволн радиоастрономическими методами. Изв. вузов, сер. «Радиофизика» т. X, № 9—10, 1967, стр. 1244.
3. Crawford A. B., Hogg D. C. Measurement of Atmospheric Attenuation at Millimeter Wavelengths. Bell System Techn. J., vol. 35, No. 4, 1956, p. 907.
4. Hogg D. C., Semplack R. A. Estimated Sky Temperature Due to Rain in the Microwave Band. Bell Syst. Techn. J., vol. 40, No. 3, 1961, p. 1331.
5. Straiton A. W., Tolbert C. W., Britt C. O. Apparent Temperatures of Some Terrestrial Materials and the Sun at 4.3 Millimeter Wavelengths. J. Appl. Phys. vol. 29, No. 5, 1958, p. 776.
6. Ананов Н. И., Башаринов Е. А., Кирдяшев К. П., Кутуза Б. Г. Флуоресценция радиоизлучения облачной атмосферы в миллиметровом диапазоне волн. Радиотехника и электроника, т. X, № 11, 1941, 1965.
7. Башаринов А. Е., Егоров С. Т., Колосов М. А., Кутуза Б. Г. Свидетельство на изобретение № 27927 от 23/V 1964 г. по заявке на изобретение № 951474/38 с приоритетом от 7/V 1963 г.
8. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. Гидрометесиздат, 1966.

ТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЛЕДЯНОГО ПОКРОВА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

1

Наряду с методами изучения ледяного и снежного покровов при активном зондировании в последнее время получает развитие радиометрический способ регистрации радиотеплового излучения покровов [1, 2].

Зависимость излучательной способности покровов от их состояния и значительная проникающая способность радиоволн СВЧ-диапазона определяют разнообразные возможности радиометрической методики.

Излучательная способность ледяного покрова определяется его поглощающими и отражающими свойствами и зависит от температуры, солености, толщины покрова, наличия влаги в жидкой фазе, характера подстилающей поверхности, свойств верхнего снегового слоя и т. д.

Поток радиотеплового излучения представляется в виде суперпозиции прямого потока излучения ледового слоя и потоков, возникающих за счет отражений на нижней и верхней границах.

Определение излучательной способности и характера поляризации СВЧ-излучения производится с помощью моделей типа плоско-слоистых структур, различающихся по температуре, диэлектрической проницаемости и величине угла потерь.

Частотная характеристика погонного поглощения ледового слоя в области, где угол потерь может полагаться постоянным, имеет зависимость, обратную длине волны, что определяет увеличение проникающей способности излучения в дециметровом диапазоне по сравнению с проникающей способностью в диапазонах сантиметровых и миллиметровых радиоволн [3, 4].

2

Наблюдения теплового радиоизлучения ледяных покровов в сантиметровом и дециметровом диапазонах производились на водоемах с пресной и соленой водой.

В зимние периоды 1962—1965 гг. производились измерения на Балтийском море и на озерах в Московской и Ленинградской областях. В 1964—1966 гг. производились наблюдения излучения льда на Карском море.

При наблюдении интенсивности излучения ледяного покрова, образующегося на поверхности воды, обнаружено увеличение радиоизлучения

костные температуры при этом изменялись от $T_{\text{я}}=110^\circ\text{К}$ для воды до $T_{\text{я}}=200^\circ\text{К}$ для молодых льдов как для пресных, так и для морских водоёмов.

С увеличением интегрального поглощения вдоль луча визирования наблюдается увеличение интенсивности излучения и радиояркость достигает $240\text{—}250^\circ\text{К}$.

Появление снега на поверхности льда приводит к повышению интенсивности радиоизлучения покрова. Была обнаружена зависимость интенсивности излучения от плотности и структуры снега. Наблюдаемые изменения радиояркости составляют $20\text{—}30^\circ$.

При повышении влажности снежного покрова и льда наблюдается уменьшение радиояркости на $40\text{—}50^\circ$.

По измерениям углояркостных характеристик вертикально поляризованной компоненты излучения льда было обнаружено увеличение «эффективной» диэлектрической проницаемости покрова от 3 до 5,5 в зависимости от степени увлажнения льда.

При наличии снега эффективная диэлектрическая проницаемость покрова с повышением влажности изменялась от 1,75 (при сухом рыхлом снеге) до 5,5. При наблюдении интенсивности излучения морских льдов отмечалось увеличение поглощения (по сравнению с пресными льдами). Изменение солёности на $6\text{—}8\%$ приводило к изменению радиояркости на $20\text{—}30^\circ$ [5].

3

При наблюдении радиоизлучения в условиях формирования ледяного покрова на поверхности воды отмечалось ослабление поляризации теплового радиоизлучения. Это явление позволяет регистрировать границы ледяных полей путем поляризационной селекции сигналов, принимаемых радиометрической станцией.

Условия обнаружения границ ледяных полей путем поляризационной селекции сигналов практически не зависят от толщины льда.

Образование на поверхности льда слоя снега, как и наличие на поверхности раздела вода—лед и лед—воздух неровностей, вызывает ослабление поляризации излучения.

4

Тепловое радиоизлучение представляет собой некоррелированный случайный процесс.

При прохождении шумового сигнала по тракту с конечной полосой пропускания устанавливается корреляционная связь между мгновенными значениями шумового напряжения на выходе тракта. Представляя СВЧ-тракт радиометрического приемника в виде эквивалентного фильтра с полосой пропускания Δf , заметим, что период времени τ , в течение которого мгновенные значения выходного напряжения оказываются коррелированными, представляет величину, обратную полосе пропускания.

Тепловое радиоизлучение воды через слой льда представляет собой суперпозицию излучений, вышедших из ледяного покрова после многих кратных отражений в слое льда. В случае, когда время запаздывания за счет последовательных отражений $t_3 < \tau$, а неровности на границах раздела лед—вода и лед—воздух удовлетворяют критерию шероховатости Релея, в высокочастотном тракте радиометрического приемника наблюдаются интерференционные явления.

напряжения. Характер интерференционных осцилляций зависит от электрических свойств ледяного покрова и параметров приемной аппаратуры.

Приведенные примеры, вероятно, далеко не исчерпывают возможности радиометрического метода определения параметров ледяного и снежного покрова, имеющего в ряде случаев преимущества по сравнению с методом активного зондирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Selig T., Nance D. Electronics, No. 19, May 1961.
2. Kennedy I., Sakamoto R., Ross I. Meeting in Miami, 1965.
3. Gummig W. J. Appl. Phys., vol. 23, Nos 7—8, 1952.
4. Watt A., Maxwell E. J. Res. Nat. Bur. Stand., vol. 240, No. 1948. †
5. Курская А. А., Федорова Л. В., Яковлева Г. Д. Тепловое излучение льда в сантиметровом и дециметровом диапазонах. См. настоящий сборник.

Труды ГГО, вып. 222

ПЕРЕНОС МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Отв. редактор *К. С. Шифрин*

Редактор *А. И. Вайцман*

Техн. редактор *Л. А. Липатова*

Корректоры: *Т. В. Алексеева* и *З. Т. Тимченко*

Сдано в набор 20/II 1968 г. Подписано к печати 31/VII 1968 г.
Бумага 70×108¹/₁₆. Бум. л. 5,25. Печ. л. 14,70. Уч.-изд. л. 13,32.
Тираж 650 экз. М-12840. Индекс МЛ-5. Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2-я линия, д. № 23. Заказ № 205. Цена 93 коп.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Ленинград, Прачечный пер., д. 6