

**Государственный комитет Российской Федерации
по высшему образованию
Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)**

П р е п р и н т № 370

**ОСЛАБЛЕНИЕ МЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ
РАДИОВОЛН И ИЗМЕНЕНИЕ ИХ ФАЗЫ В СРЕДЕ,
СОСТОЯЩЕЙ ИЗ СУХИХ И ОБВОДНЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ**

**Е. Н. Винякин
М. Е. Зиничева
А. П. Наумов**

НИЖНИЙ Новгород 1993

В и н я й к и н Е. Н., З и н и ч е в а М. Б., Н а у м о в А. П.
ОСЛАБЛЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН И ИЗМЕНЕНИЕ
ИХ ФАЗЫ В СРЕДЕ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ СУХИХ И ОБВОДНЕННЫХ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ. //
Препринт № 370 - Нижний Новгород : НИРФИ, 1993. - 39с.

УДК 621.371.3: 55/.5.10.52

Рассмотрены ослабляющие и преломляющие свойства обводненных пылевых частиц с песчаными и суглинистыми ядрами в диапазоне длин волн 0,08 - 10 см. Обсуждаются модели однородных пылевых частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью. Количественные характеристики ослабления радиоволн, полученные для различных моделей частиц, сопоставлены с точным решением электродинамической задачи для двухслойных частиц ("Шар в оболочке"). Определены изменения фазы радиоволн, обусловленные наличием в среде пылевых образований.

1. Постановка задачи.

Сантиметровые (СМ) и миллиметровые (ММ) радиоволны при распространении в атмосфере испытывают молекулярное поглощение и ослабляются гидрометеорами. Исследованию этих процессов посвящена обширная литература. В гораздо меньшей степени изучены характеристики распространения СМ и ММ радиоволн в атмосфере, содержащей твердые (сухие или увлажненные) пылевые частицы. Однако в связи с появлением линий связи указанных диапазонов в регионах, подверженных пылевым бурям, а также в связи с повышением чувствительности используемой на практике приемной аппаратуры существенно возрастает актуальность исследований этих характеристик.

Проблема изучения характеристик распространения радиоволн в пылевых образованиях содержит физические (метеорологические), математические и радиофизические аспекты. Первый из перечисленных аспектов касается модели среды распространения. Для решения прямой задачи, т. е. при расчетах радиохарактеристик в запыленной атмосфере, должны быть известны плотности пылевых образований, состав, форма и размеры пылинок, степень их обводненности. Характерные физические параметры частиц, взвешенных в воздухе во время пылевых бурь, рассматривались в [1-4]. Однако запыленность атмосферы возникает не только в пустынных районах - она образуется также в результате извержения вулканов [5] и воздействия искусственных факторов [5, 7].

Математические аспекты решения задачи сводятся к реализации вычисления эффективных сечений ослабления частиц с последующим суммированием этих сечений для частиц всех размеров, присутствующих в среде распространения, с учетом конкретного вида их распределения по размерам в качестве весовой функции. Подобные вычисления обычно выполняются в рамках теории Ми, которая упрощается в предельных случаях (случаи малых и больших частиц). Для проведения расчетов в общем случае требуются высокопроизводительные ЭВМ и определенный опыт в программировании специальных функций с комплексными аргументами. К настоящему времени разработано уже несколько алгоритмов расчета коэффициентов Ми (в [8] выполнены обзор и сравнение восьми таких алгоритмов). Каждый из них, обладая определенными достоинствами, имеет в то же время и ограничения для практического использования. В приложениях к [9] даны тексты вычислительных программ расчета характеристик поглощения и рассеяния электромагнитного излучения на однородном шаре и на шаре в оболочке, написанные на стандартном Фортране.

Указанное обстоятельство, с первого взгляда, исчерпывает матема-

тические аспекты решения задачи об ослаблении радиоволн сферическими частицами. Однако использование на конкретных ЭВМ программ, написанных даже в общем виде, сопровождается нередко трудностями, связанными с тем, что

- во-первых, в разных ЭВМ числа представляются различным количеством разрядов и, как следствие, накапливавшиеся ошибки округления чисел начинают проявляться на различных этапах функционирования одной и той же программы на разных ЭВМ. Количество разрядов и порядки, которыми представляются числа в ЭВМ, определяют и рабочий цифровой диапазон функционирования программы, т. е. в программах, которые отлажены на достаточно мощных ЭВМ, но используются на ЭВМ других классов, могут возникать трудности, связанные с "преждевременным" переполнением или с занулением чисел, что требует по сути дела новой отладки программ и введения корректирующих множителей. Изложенное справедливо для любых программ, но особенно остро стоят эти вопросы, если речь идет о выполнении таких "тонких" расчетов, которые подобны расчетам рядов Ми ;

- во-вторых, критерии эффективности алгоритмов в существенной степени определяются соотношениями между поглощающими и рассеивающими характеристиками изучаемого объекта. Поэтому в настоящее время не приходится говорить о едином универсальном алгоритме расчетов по теории Ми, и для каждой задачи распространения радиоволн в конкретном диапазоне необходимо выбрать определенный алгоритм (алгоритмы) и адаптировать его (их) к решению данной задачи.

Радиофизические аспекты проблемы связаны с изучением и заданием зависимости диэлектрической проницаемости вещества пылинки от частоты и степени обводнения, с выбором наиболее подходящих для конкретной задачи алгоритмов расчета эффективных сечений ослабления радиоволн с физической точки зрения, а также в установлении областей применимости различных физических приближений для расчетов характеристик ослабления и преломления радиоволн. Впрочем, граница между различными аспектами одной и той же задачи часто оказывается условной. В данной работе кратко рассмотрены все упомянутые стороны проблемы, но основное внимание уделено, разумеется, обсуждению радиофизических вопросов.

В [1-4, 7] были выполнены расчеты ослабления радиоволн СМ и длинноволновой части ($\lambda \gg 8\pi m$) ММ диапазонов для моделей среды, состоящей из сферических (реже эллипсоидальных) сухих и увлажненных (с относительной долей увлажнения $v \leq 20\%$) частиц с плотностью взвешенной пыли $\rho_n \sim 0,01-50$ г. м. В [2-4, 7] оценивалось влияние эллипсоидальных частиц на дополнительное изменение фазы и на изменение поляри-

зации радиоволн. Результаты [1-4,7] получены в приближении малых частиц : $2ka \sin \lambda^{-1} \ll 1$ (рейлеевское приближение). Известно [10], что коэффициент ослабления малых частиц определяется поглощением электромагнитной энергии и не зависит от плотности распределения $f(a)$ частиц по размерам. Кажущаяся зависимость коэффициента ослабления радиоволн в пылевой среде от $f(a)$, полученная в [4], обусловлена тем, что в указанной работе расчеты выполнены для различных видов $f(a)$ при фиксированной оптической видимости, которая, однако, сама является функционалом $f(a)$.

В коротковолновой части МН диапазона рейлеевское приближение уже может нарушаться для частиц (особенно увлажненных), которые содержатся в пылевых бурях и имеют размеры $a \ll \langle a \rangle$, где $\langle a \rangle$ - средний радиус пылинки. Поэтому вопрос о влиянии вида распределения частиц пыли по размерам $f(a)$ на радиохарактеристики атмосферы на волнах $\lambda \leq 3$ км требует особого рассмотрения. Отметим также, что анализ зависимости радиохарактеристик от степени увлажнения пылинок ранее проводился лишь для некоторых фиксированных значений v , при которых значения диэлектрической проницаемости определялись экспериментальным путем в лабораторных условиях.

В данной работе рассмотрены ослабляющие и преломляющие свойства обводненных пылевых частиц с песчаными и суглинистыми ядрами в диапазоне длин волн $\lambda = 0,08-10$ см. Обсуждаются модели однородных пылевых частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью, которая вводится двумя различающимися способами : из условия равенства поляризуемостей однородной частицы с эффективными параметрами и рассматриваемой двухслойной сферической частицы, а также путем простого усреднения по объему частицы значения ее диэлектрической проницаемости. Количественные характеристики ослабления радиоволн, полученные для различных моделей частиц, сравниваются с точным решением электродинамической задачи для двухслойной частицы (обобщение теории Ми на случай задачи "Шар в оболочке"). Расчеты по строгой теории выполнялись для ряда характерных распределений частиц как с предельными размерами их радиусов, которые были получены при обработке натуральных наблюдений, так и с фиксированными величинами минимального, максимального и среднего размеров, что дало возможность изучить в явном виде влияние функции распределения частиц на ослабление радиоволн в запыленной атмосфере. Выполнен анализ зависимости ослабляющих свойств частиц от степени их обводнения, температуры и химического состава ядер. Определены изменения фазы радиоволн, обусловленные наличием в среде пылевых образований.

2. Модели пылевых частиц и запыленной области.

При расчетах радиохарактеристик по трассам, проходящим через области пылевых бурь, необходимо знать пространственные размеры этих областей, а также макро и микрофизические параметры пылевых образований, которые уже упоминались в разделе 1, - плотность пыли, ее химический состав, форму пылинок, распределение частиц пыли по размерам, степень увлажнения. Эти характеристики вместе с радиофизическими алгоритмами составляют единую радиометеорологическую модель явления.

Однако данные о характерных размерах пылевых бурь в литературе пока отсутствуют. Плотность пылевых образований либо нужно измерять, либо можно оценивать по формуле, аналогичной той, которая связывает водность туманов с метеорологической дальностью видимости S_M (см. [11]). В [3] для плотности пыли приведено соотношение :

$$\rho_{\Pi} = C_{\Pi} S_M^{-1,07} \quad (1)$$

для Судана $C_{\Pi} = 2,3 \cdot 10^{-5}$, при этом плотность ρ_{Π} выражена в кг. м^{-3} , а S_M - в км. По данным [12] песчаные бури с видимостью 10 м и менее существуют в 0,015% времени года. Ослабление, вносимое такими бурями, сравнимо с ослаблением в дожде для соответствующих регионов. При наиболее часто реализующихся бурях метеорологическая дальность видимости превышает 500 м. Концентрация частиц пыли резко падает с высотой [13], но в приземных слоях она может достигать значительных величин [1-4].

При описании распределения частиц пыли по размерам $f(a)da$ используются различные функции :

1) Экспоненциальное распределение :

$$f_1(a)da = (1/a_0) \exp(-a/a_0) da, \quad (2)$$

2) Нормальное распределение :

$$f_2(a)da = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left[-\frac{(a-a_0)^2}{2\sigma^2}\right] da, \quad (3)$$

3) Логарифмически-нормальное :

$$f_3(a)da = \frac{1}{\sqrt{2\pi} a \ln \sigma_x} \exp\left[-\frac{(\ln a - \ln \xi)^2}{2(\ln \sigma_x)^2}\right] da, \quad (4)$$

4) Эмпирическое, из работы [1], являющееся средним, полученным

по 4-ем образцам пыли в пылевых бурях вблизи Хартума :

Таблица 1.

a_i , см	$f_4(a_i) \Delta a_i$
0,01	0,23
0,00375	0,210
0,0015	0,203
0,000375	0,120
0,00015	0,230
0,0000375	0,110
0,000015	0,104

5) Степенное :

$$f_5(a)da = 0,26 a^{-0,9} da, \quad (5)$$

6) Монодисперсное :

$$f_6(a)da = \delta(a-a_0) da. \quad (6)$$

В распределениях 1-6 a - радиус частиц. В эмпирическом распределении $f_4(a)da$, заданном таблицей 1, среднее значение $\langle a \rangle = 0,0014$ см. В данной работе использовались все указанные распределения. При этом параметры распределений $f_i(a)da$ ($i=1-3, 5, 6$) выбирались таким образом, чтобы среднее значение радиуса каждого из них совпадало с $\langle a \rangle$ распределения $f_4(a)da$. В таблице 2 приведены средние значения $\langle a \rangle$, среднеквадратичные отклонения $\sigma = \{\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2\}^{1/2}$ и доли частиц с радиусами $a > \langle a \rangle$ ($\int_{\langle a \rangle}^{a_{\max}} f_i(a) da$) всех шести нормированных на единицу распределений.

Таблица 2.

Т и п ы распределений	$\langle a \rangle$, см	σ , см	$\int_{\langle a \rangle}^{a_{\max}} f_i(a) da$
1	0,0014	0,0014	0,37
2	0,0014	0,00025	0,50
3	0,0014	0,0011	0,36
4	0,0014	0,0024	0,28
5	0,0014	0,0019	0,33
6	0,0014	0,0	-

Отметим, что для экспоненциального распределения: $\langle a \rangle = \sigma = a_0$; в нормальном распределении $a_0 = \langle a \rangle$; для логарифмически-нормального: $\langle a \rangle = \xi \exp[(\ln b_A)^2 / 2]$ ($\langle a \rangle = 0.0014$ см при $\xi = 0.001$ см и $b_A = 2$), $\sigma = \langle a \rangle [\exp(\ln b_A)^2 - 1]^{1/2}$.

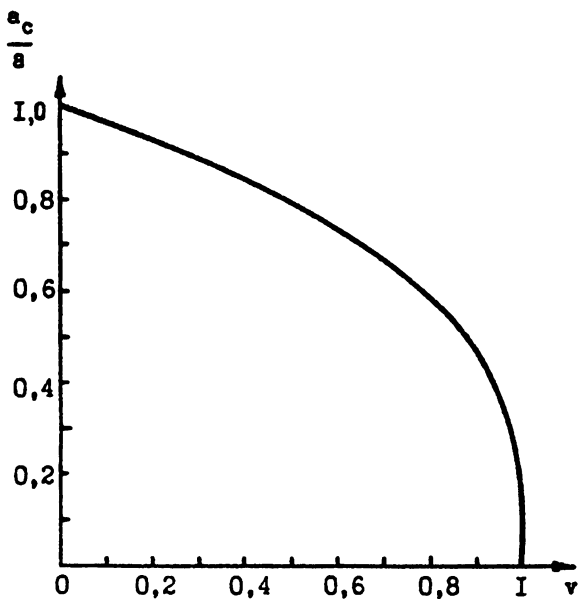
Что касается других параметров пылевых частиц, отметим следующее: химический состав. Чаще реализуются песчаные бури. Иногда рассматривают и суглинистые частицы. Во время искусственных возмущений типа [6] замутненность атмосферы может определяться гранитными образованиями. Сведения о диэлектрических проницаемостях соответствующих пород содержатся, например, в [14, 31].

Форма частиц. Расчеты радиохарактеристик ниже выполнялись для сферических пылевых частиц. Реальные частицы представлялись в виде эффективных сфер, ослабляющие свойства которых считались подобными ослабляющим характеристикам природных образований. В последнее время успешно развиваются методы расчетов эффективных сечений ослабления радиоволн частицами произвольной формы в некотором интервале параметра дифракции ($\tilde{\rho} = 2\pi a |m| \lambda^{-1} \ll 1-2$) [15].

Степень обводнения частиц являлась параметром задачи. При рассмотрении принималась двухслойная модель частицы: ядро из нерастворимого вещества в виде шара с радиусом a_c и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ окружено сферической оболочкой из жидкой воды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_w = \epsilon_{w1} + i\epsilon_{w2}$ ("жар в оболочке"). Если радиус такой частицы обозначить через a и долю полного объема, приходящуюся на водную оболочку - через v , то $v = 1 - (a_c/a)^3$. На рис. 1 приведена зависимость между отношением a_c/a и величиной v .

Обзор теоретических и экспериментальных сведений об обводнении частиц в атмосфере применительно к континентальному аэрозолю выполнен, в частности, в [27]. В указанной статье приведена и библиография работ по данной проблеме. В [27] отмечается, что в настоящее время можно считать установленным при относительных влажностях воздуха $u > 35\%$ наличие в атмосфере обводненных частиц. Синтетическая модель аэрозольных частиц [32], основанная на предположении о равномерном перемешивании веществ, входящих в состав частиц, привела к ряду положительных результатов, однако эта модель может использоваться, по-видимому, со значительными оговорками, особенно при относительных влажностях, превышающих некоторые критериальные значения.

При определенных влажностях в атмосфере преобладающим процессом в образовании увлажненных частиц является конденсационный процесс, поэтому модель двухслойной частицы, состоящей из нерастворимого ядра и водной оболочки, следует из общей теории соответствующих про-



Р и с. I

Зависимость отношения радиусов ядра частицы a_c и полной сферической оболочки обводненной частицы a от доли объема v , приходящейся на водную оболочку частицы

цессов. Указанный процесс обычно рассматривается как квазистационарный, поскольку время установления равновесия между увлажненной частицей и окружающей средой составляет доли секунды, в то время как характерный масштаб изменения внешних условий среды порядка нескольких секунд [33]. Однако все эти выводы для атмосферного аэрозоля требуют определенной коррекции при рассмотрении пылевых бурь, значительная доля частиц в которых характеризуется большими ядрами конденсации и сам процесс характеризуется значительной нестационарностью. По этой причине и из-за недостатка экспериментальных сведений степень увлажнения частиц в пылевых бурях в данной работе считалась параметром задачи.

В [16] получено строгое решение электродинамической задачи об ослаблении и рассеянии электромагнитного излучения на двухслойных частицах (обобщение теории Ми на случай задачи "Шар в оболочке"). В первом разделе статьи уже отмечались трудности выполнения расчетов ослабляющих свойств даже для однородного шара, но там же упоминался и ряд алгоритмов для соответствующих вычислений. Поэтому естественными представляются попытки свести решение электродинамической задачи для двухслойных частиц к задаче для однородного шара в рамках теории Ми. Это можно достичь введением в некоторых случаях эффективного значения диэлектрической проницаемости ослабляющего объекта (в нашем случае, пылинки). Ввести эффективную диэлектрическую проницаемость сферы можно, по крайней мере, двумя способами :

- из условия равенства поляризуемостей однородной частицы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_{eff}$ и рассматриваемой двухслойной сферической частицы ;
- путем простого усреднения по объему частицы значения ее диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим каждый из способов введения величины ϵ_{eff} . Первый из них для отдельной частицы был рассмотрен одним из авторов статьи (Е. Н. В.). Поляризуемости P однородной частицы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_{eff}$ ($P=P_1$) и двухслойной сферической частицы ($P=P_2$) выражаются формулами [10] :

$$P_1 = a^3 \frac{\epsilon_{eff} - 1}{\epsilon_{eff} + 2} , \quad (7)$$

$$P_2 = a^3 \frac{(\epsilon_w - 1)(\epsilon + 2\epsilon_w) + (1 - \nu)(2\epsilon_w + 1)(\epsilon - \epsilon_w)}{(\epsilon_w + 2)(\epsilon + 2\epsilon_w) + 2(1 - \nu)(\epsilon_w - 1)(\epsilon - \epsilon_w)} . \quad (8)$$

Приравняв правые части (7), (8) и выделяя в них действительные

и мнимые части, получим выражения для $\epsilon_{\text{eff}1}$ и $\epsilon_{\text{eff}2}$, которые используются ниже для приближенных вычислений сечения ослабления, коэффициента ослабления и фазового смещения.

В результате имеем :

$$\epsilon_{\text{eff}1} = \frac{1 + R - 2R^2 - 2I^2}{(1-R)^2 + I^2}, \quad (9)$$

$$3I$$

$$\epsilon_{\text{eff}2} = \frac{BC - AD}{(1-R)^2 + I^2}, \quad (10)$$

где $R = \text{Re}(P \cdot a^{-5})$ - реальная часть поляризуемости частицы единичного радиуса, $I = \text{Im}(P \cdot a^{-3})$ - мнимая часть поляризуемости частицы единичного радиуса, при этом

$$R = \frac{AC + BD}{C^2 + D^2}, \quad I = \frac{BC - AD}{C^2 + D^2}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{ГДЕ } A &= 3(\epsilon_{W_1} \epsilon_1 - \epsilon_{W_2} \epsilon_2 - \epsilon_{W_1}) + \nu(2\epsilon_{W_1}^2 - 2\epsilon_{W_2} \epsilon_1 + 2\epsilon_{W_2} \epsilon_2 - 2\epsilon_{W_2}^2 - \epsilon_1 + \epsilon_{W_1}), \\ B &= 3(\epsilon_{W_1} \epsilon_2 + \epsilon_{W_2} \epsilon_1 - \epsilon_{W_2}) + \nu(4\epsilon_{W_1} \epsilon_{W_2} - 2\epsilon_{W_1} \epsilon_2 - 2\epsilon_{W_2} \epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_{W_2}), \\ C &= 3(\epsilon_{W_1} \epsilon_1 + 2\epsilon_{W_1} - \epsilon_{W_2} \epsilon_2) + 2\nu(\epsilon_{W_1}^2 - \epsilon_{W_1} \epsilon_1 + \epsilon_{W_2} \epsilon_2 - \epsilon_{W_2}^2 + \epsilon_1 - \epsilon_{W_1}), \\ D &= 3(\epsilon_{W_1} \epsilon_2 + 2\epsilon_{W_2} + \epsilon_1 \epsilon_{W_2}) + 2\nu(2\epsilon_{W_1} \epsilon_{W_2} - \epsilon_{W_1} \epsilon_2 - \epsilon_{W_2} \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_{W_2}). \end{aligned}$$

По теории Дебая в предположении существования одного времени релаксации τ_w :

$$\epsilon_{W,\omega}(T) - \epsilon_{W,0}$$

$$\epsilon_{W_1} = \epsilon_{W,0} + \frac{\epsilon_{W,\omega}(T) - \epsilon_{W,0}}{1 + (\omega\tau_w)^2}, \quad (12)$$

$$\epsilon_{W_2} = \omega\tau_w \frac{\epsilon_{W,\omega}(T) - \epsilon_{W,0}}{1 + (\omega\tau_w)^2}. \quad (13)$$

Температурная зависимость статической $\epsilon_{W,5}$ и значения оптической $\epsilon_{W,0}$ диэлектрических проницаемостей воды обсуждались и продолжают обсуждаться в литературе (см., например, [8, 17-23]). В данной работе мы использовали температурную зависимость $\epsilon_{W,5}$ в виде [19]:

$$\epsilon_{W,\omega} = 88,2 - 0,4088(T - 273,15) + 0,00081(T - 273,15)^2 \quad (14)$$

и значение $\epsilon_{W,0} = 5,5$. Параметр релаксации $\tau_w = \frac{\epsilon_{W,\omega}(T) + 2}{\epsilon_{W,0} + 2} \tau_{W,0}$.

Температурная зависимость $\tau_{W,0}$ принималась, согласно [24], в виде :

$$\tau_{W,0} = 10^{-12} \exp[9,8(273,15/T - 0,955)], \quad (15)$$

В литературе используются и другие аппроксимации $\tau_{w,0}(T)$ [19, 25]. Выводы о предпочтительности той или иной зависимости $\epsilon_{w,5}(T)$ и $\tau_{w,0}(T)$ могут быть сделаны на основе новых экспериментальных результатов. Здесь мы лишь отметим, что отличия диэлектрической проницаемости воды от значений, которые получаются по теории Дебая, наблюдаются на волнах $\lambda < 0,1$ см [26].

Другим способом вводилась эффективная диэлектрическая проницаемость сферы в работах [27, 28]. В указанных работах использовалось понятие среднего по объему частицы значения диэлектрической проницаемости $\bar{\epsilon}$:

$$\bar{\epsilon} = (1-\nu)\epsilon + \nu\epsilon_w. \quad (16)$$

Из (16) следует :

$$\bar{\epsilon}_1 = (1-\nu)\epsilon_1 + \nu\epsilon_{w1}, \quad \bar{\epsilon}_2 = (1-\nu)\epsilon_2 + \nu\epsilon_{w2}. \quad (17)$$

На рис. 2 приведены графики зависимости от ν величин ϵ_{eff1} , $\bar{\epsilon}_1$ и ϵ_{eff2} , $\bar{\epsilon}_2$ для обводненных частиц с песчаным ядром (см. раздел 3) при температуре $T = 300$ К на длинах волн $\lambda = 0,3$ см и 1 см. Из рисунка видно, что для $0 < \nu < 1$ $\bar{\epsilon}_1 > \epsilon_{eff1}$ и $\bar{\epsilon}_2 > \epsilon_{eff2}$. Разница в значениях $\bar{\epsilon}_1$ и ϵ_{eff1} на волне $\lambda = 0,3$ см уже мала и для этой длины волны на рисунке представлена из действительных частей диэлектрической проницаемости только величина ϵ_{eff1} .

На рис. 3 приведены зависимости ϵ_{eff1} , ϵ_{eff2} от ν для таких же частиц на двух длинах волн $\lambda = 0,1$ см и 1 см при температурах $T = 300$ К и 313 К. Действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости возрастает с повышением температуры, а мнимая - уменьшается на волне 1 см и увеличивается на волне 1 мм с ростом температуры. На рис. 4 даны аналогичные зависимости от длины волны при трех значениях обводнения частиц.

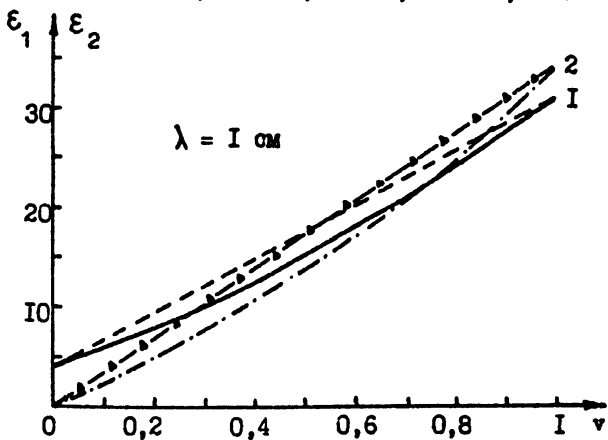
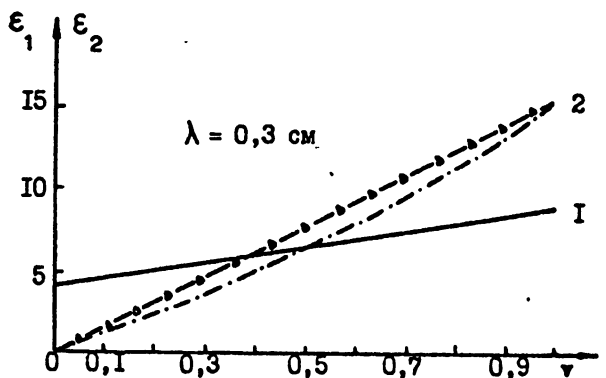
Области применения методик расчета ослабления радиоволн однородными пылевыми частицами с эффективной (или средней) диэлектрической проницаемостью устанавливаются (в разделах 3 и 4) на основе сравнения полученных результатов со строгими расчетами по обобщенной теории Ми.

3. Сечения ослабления радиоволн пылевыми частицами.

В данной работе рассчитывались сечения ослабления сферических частиц :

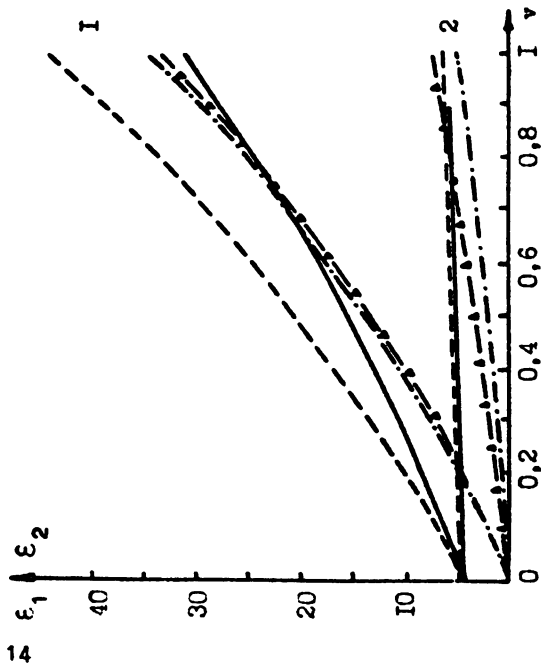
а) по строгой теории [16] для двухслойных частиц (с диэлектрической проницаемостью ϵ ядра и оболочки ϵ_w) :

$$Q_i = (\lambda^2/2\pi) \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n); \quad (18)$$



Р и с. 2

Зависимости эффективной (по поляризуемости) и средней (по объему) диэлектрических проницаемостей частиц от объема v водной оболочки частицы ($T = 300 \text{ K}$):
 верхний рисунок - $\lambda = 0,3 \text{ см}$; кривые 1 - $\epsilon_{\text{eff}1}$,
 2 - $\epsilon_{\text{eff}2}$ (штрих-пунктир), $\bar{\epsilon}_2$ (треугольники);
 нижний рисунок - $\lambda = 1 \text{ см}$; кривые 1 - $\epsilon_{\text{eff}1}$
 (сплошная кривая), $\bar{\epsilon}_1$ (пунктир);
 обозначения кривых 2 те же, что и на верхнем рисунке

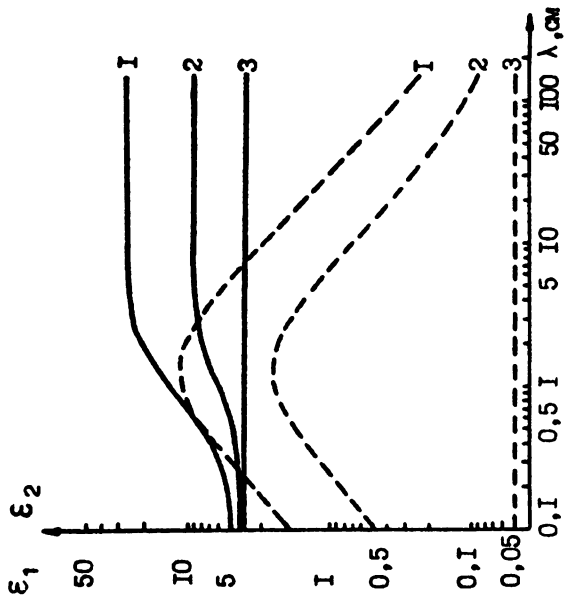


Р и с.3

Влияние температуры частиц на их эффективную диэлектрическую проницаемость при различных объемах в водной оболочке:

кривые 1 - $\lambda = 1$ см; сплошная - ϵ_{eff1} ($T = 300$ К), пунктир - $\epsilon_{eff1}(T = 313$ К), штрих-пунктир $\epsilon_{eff2}(T = 300$ К), треугольники $\epsilon_{eff2}(T = 313$ К). Кривые 2 - $\lambda = 0,1$ см.

Обозначения кривых те же, что и на длине волны $\lambda = 1$ см



Р и с.4

Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости двухслойной оболочечной частицы с вращаемым ядром от длины волны, $T = 300$ К.

Сплошные кривые - действительные части ϵ_{eff} , пунктирные кривые - мнимые части ϵ_{eff} ; 1 - $v = 0,4$; 2 - $v = 0,1$; 3 - $v = 0$

б) по теории Ми для однородных частиц с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_{eff}$, которая вводилась по поляризуемости эквивалентной поляризуемости двухслойных частиц того же радиуса (см. (9), (10)) :

$$Q_2 = (\lambda^2/2\pi) \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (\tilde{a}_n + \tilde{b}_n) ; \quad (19)$$

в) по теории Ми для однородных частиц с $\epsilon = \bar{\epsilon}$ (см. (16), (17), (19)). Соответствующее сечение ослабления в дальнейшем обозначено через Q_3 .

г) по трехчленному приближению формулы Ми для однородной частицы с $\epsilon = \epsilon_{eff}$ ^{*)} :

$$Q_3 = (\lambda^2/2\pi) \rho^3 (c_1 + c_2 \rho^2 + c_3 \rho^3) ; \quad (20)$$

д) по формуле (20) для $\epsilon = \bar{\epsilon}$ (см. (16), (17)). Сечение ослабления для этого варианта обозначим через Q_4 .

е) по одночленному приближению формулы Ми :

$$Q_4 = (\lambda^2/2\pi) c_1 \rho^3. \quad (21)$$

В формулах (18)-(21) :

$$a_n = \frac{\Phi_n(\rho) [\Phi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - A_n \chi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho})] - \sqrt{\epsilon_w} \Phi_n'(\rho) [\Phi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - A_n \chi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho})]}{\xi_n(\rho) [\Phi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - A_n \chi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho})] - \sqrt{\epsilon_w} \xi_n'(\rho) [\Phi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - A_n \chi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho})]}$$

$$b_n = \frac{\sqrt{\epsilon_w} \Phi_n(\rho) [\Phi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - B_n \chi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho})] - \Phi_n'(\rho) [\Phi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - B_n \chi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho})]}{\sqrt{\epsilon_w} \xi_n(\rho) [\Phi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - B_n \chi_n'(\sqrt{\epsilon_w \rho})] - \xi_n'(\rho) [\Phi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho}) - B_n \chi_n(\sqrt{\epsilon_w \rho})]}$$

*) Одно и трех-членные приближения теории Ми справедливы для случая релеевского рассеяния, когда ослабление электромагнитной энергии определяется поглощением. Отметим, что второй член аппроксимации (20) в литературе часто приводится с ошибочным коэффициентом (см. Приложение 2).

$$A_n = \frac{\sqrt{\varepsilon_w} \Phi_n(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon} \rho_c) - \sqrt{\varepsilon} \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n(\sqrt{\varepsilon} \rho_c)}{\sqrt{\varepsilon_w} \chi_n(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon} \rho_c) - \sqrt{\varepsilon} \chi_n'(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n(\sqrt{\varepsilon} \rho_c)}$$

$$B_n = \frac{\sqrt{\varepsilon_w} \Phi_n(\sqrt{\varepsilon} \rho_c) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) - \sqrt{\varepsilon} \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n(\sqrt{\varepsilon} \rho_c)}{\sqrt{\varepsilon_w} \chi_n'(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c}) \Phi_n(\sqrt{\varepsilon} \rho_c) - \sqrt{\varepsilon} \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon} \rho_c) \chi_n(\sqrt{\varepsilon_w \rho_c})}$$

$$a_n = \frac{\sqrt{\varepsilon_{off}} \Phi_n(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho}) \Phi_n'(\rho) - \Phi_n(\rho) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho})}{\sqrt{\varepsilon_{off}} \Phi_n(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho}) \xi_n'(\rho) - \xi_n(\rho) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho})}$$

$$b_n = \frac{\Phi_n(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho}) \Phi_n'(\rho) - \sqrt{\varepsilon_{off}} \Phi_n(\rho) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho})}{\Phi_n(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho}) \xi_n'(\rho) - \sqrt{\varepsilon_{off}} \xi_n(\rho) \Phi_n'(\sqrt{\varepsilon_{off} \rho})}$$

$$C_1 = \frac{6 \varepsilon_{offz}}{(\varepsilon_{offz} + 2)^2 + \varepsilon_{offz}^2}$$

$$C_2 = (\varepsilon_{offz} / 15) \left\{ \frac{18(7\varepsilon_{offz}^2 + 4\varepsilon_{offz} - 20 + 7\varepsilon_{offz}^2)}{25 [(\varepsilon_{offz} + 2)^2 + \varepsilon_{offz}^2]^2} + \frac{1}{(2\varepsilon_{offz} + 3)^2 + 4\varepsilon_{offz}^2} + 1 \right\}$$

$$C_3 = 4/3 \frac{(\varepsilon_{offz} - 1)^2 (\varepsilon_{offz} + 2)^2 + \varepsilon_{offz}^2 [2(\varepsilon_{offz} - 1)(\varepsilon_{offz} + 2) - 9] + \varepsilon_{offz}^4}{[(\varepsilon_{offz} + 2)^2 + \varepsilon_{offz}^2]^2}$$

$\rho = 2\pi a / \lambda$, $\rho_c = 2\pi a_c / \lambda$, Φ_n, χ_n, ξ_n - функции Гиккати-Бесселя, штрихами обозначены производные соответствующих функций по их аргументам.

При расчетах значений Q_3 и Q_7 в формулах для $\tilde{a}_n, \tilde{b}_n, C_1, C_2, C_3$ величины $\epsilon_{eff}, \epsilon_{eff1}, \epsilon_{eff2}$ заменялись соответственно на величины $\bar{\epsilon}, \bar{\epsilon}_1, \bar{\epsilon}_2$.

Расчеты выполнялись в диапазоне длин волн $\lambda = 0,08-10$ см для частиц с радиусами $a = 10^{-6} - 10^{-2}$ см. Рассматривались ядра частиц двух видов:

- песчаные с $\epsilon = 4 \cdot 10,05$;
- суглинистые с $\epsilon = 5 \cdot 10,25$ [14, 31].

Параметр ν изменялся в интервале значений от 0 до 1 при температурах $T = 300-325$ К. Принятые в данной работе пределы изменения радиусов пылевых частиц и длин волн соответствуют изменениям параметра β в интервале $0,6 \cdot 10^{-6} - 0,8$. Из общих физических соображений естественно ожидать, что при очень малых значениях параметра дифракции ($\beta \ll 0,1$) концепция эффективной (или средней) диэлектрической проницаемости частиц должна быть в достаточной степени адекватной строгой теории ослабления двухслойных частиц и в этом случае целесообразно использовать приближения (20), (21). Поэтому основные вычислительные проблемы данной задачи сводились к расчетам радиохарактеристик при значениях параметра β , близких к верхнему пределу указанного интервала. Однако, отладка математической программы расчетов выполнялась нами в более широком интервале параметра дифракции, когда верхний предел величины β достигал значений 25. Вычислительные аспекты задачи изложены в Приложении 1 к статье. Отметим, что в литературе продолжают обсуждаться асимптотические приближения Q для больших частиц при значениях параметра $\beta \approx 10-1000$ [29, 30]. Результаты при $\beta > 100$ представляют интерес для оптического диапазона волн.

Перечислим основные полученные результаты:

1. Наиболее близкой к строгому решению Q_1 является величина Q_2 . Значения Q_3 отличаются от Q_1 больше, чем Q_2 . Другими словами, введение эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} по поляризуемости предпочтительнее, чем введение средней по объему проницаемости $\bar{\epsilon}$. Этот результат иллюстрируется данными табл. 3, в которой приведены относительные отклонения соответствующих величин на волнах $\lambda = 0,08-0,5$ см для песчаных частиц радиуса $a = 0,01$ см при температуре $T = 300$ К, окруженных водной оболочкой, доля объема которой составляет $\nu = 0,2$.

Таблица 3.

λ , см	ρ	$\Delta Q_2 / Q_1, \%$	$\Delta Q_3 / Q_1, \%$
0,08	0,785	5,4	14,6
0,1	0,628	4,6	19,0
0,2	0,314	0,8	24,8
0,5	0,126	0,5	11,2

В данной и в других таблицах использовано обозначение $\Delta Q_i / Q_1 = (|Q - Q_i| / Q_1) \cdot 100$, где $i=2, 3, \dots, 6$.

Длина волны $\lambda = 0,5$ см выбрана нами условно, как длина волны, приходящаяся на середину ММ диапазона. Дело в том, что эта волна соответствует центру полосы поглощения молекулярного кислорода (частота $\nu = 60$ ГГц), и результаты по влиянию пыли на распространение электромагнитного излучения с указанной длиной волны не имеют особого практического значения. Аналогичное сравнение в равной степени можно было бы провести на близрасположенных волнах $\lambda = 0,4$ см или $0,6$ см, приходящихся на окна прозрачности ММ диапазона. О степени приближения аппроксимации (20) к точному решению можно судить по данным табл. 4 для суших ($\nu=0$) частиц того же радиуса $a=0,01$ см. Для увлажненных частиц ($\nu=0,2$) в рассматриваемом диапазоне воды расхождение между значениями Q_3 и Q_4 меньше.

Таблица 4.

λ , см	$\Delta Q_4 / Q_1, \%$
0,08	16,3
0,1	11,9
0,2	2,2
0,5	0,05

2. Вид зависимости фактора эффективности ослабления ($\tilde{Q}_i = Q_i / \pi a^2$) от объема обводнения частицы изменяется по диапазону. В коротковолновом участке диапазона ($\lambda \approx 1$ мм) величина нормированного сечения \tilde{Q}_i монотонно возрастает при переходе от твердой частицы ($a = 0,01$ см) к частице водяной (с ростом ν). Однако уже на волнах $\lambda > 2$ мм в зависимости величины \tilde{Q}_i от ν появляется максимум при некотором значении

$v = v_{\max}$. При этом для величины \tilde{Q} , на волне $\lambda = 2$ м $v_{\max} = 0.9$ и на волне $\lambda = 10$ см $v_{\max} = 0.1$ для частицы того же размера.

На рис. 5.6 приведены зависимости факторов эффективности ослабления излучения песчаной частицы с радиусом $a = 0.01$ см от объема ее водной оболочки ($T = 300\text{K}$) на волнах $\lambda = 0.1$ см и 1 см при различных описаниях ослабления (соотношения (18) - (20)). Кривые рис. 5.6 иллюстрируют результаты, изложенные в п. п. 1.2.

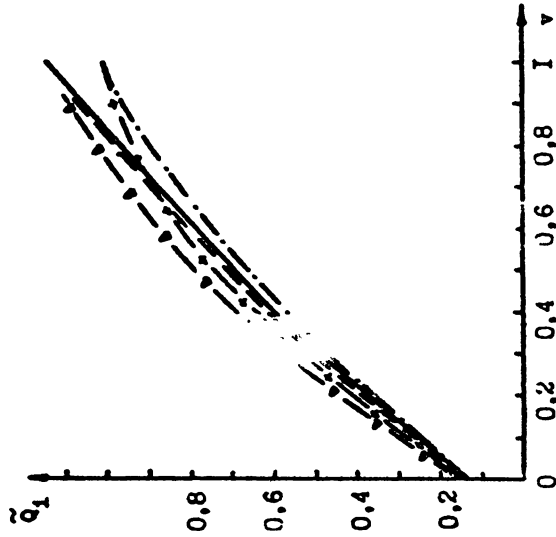
3. Максимум в зависимости $\tilde{Q}(v)$ имеет место и в рэлеевском приближении, когда

$$\tilde{Q} \approx \tilde{Q}_0 = (24ka/\lambda) \frac{\epsilon_{\text{eff}2}}{(\epsilon_{\text{eff}2} + 2)^2 + \epsilon_{\text{eff}2}^2} \quad (22)$$

Наличие максимума в зависимости $\tilde{Q}_0(v)$ обусловлено более быстрым ростом $\epsilon_{\text{eff}2}$ с увеличением v по сравнению с $\epsilon_{\text{eff}1}$ (см. рис. 2.3). На рис. 7 представлены зависимости отношения \tilde{Q}_1/\tilde{Q}_0 от v ($T = 300\text{K}$) для песчаных частиц с радиусами $a = 0.01$ см на $\lambda = 0.2$ см ; 0.5 см ; 1 см. По этому рисунку можно судить о точности одночленного рэлеевского приближения при описании ослабления миллиметровых радиоволн в наиболее крупных частицах, содержащихся в пылевых бурях.

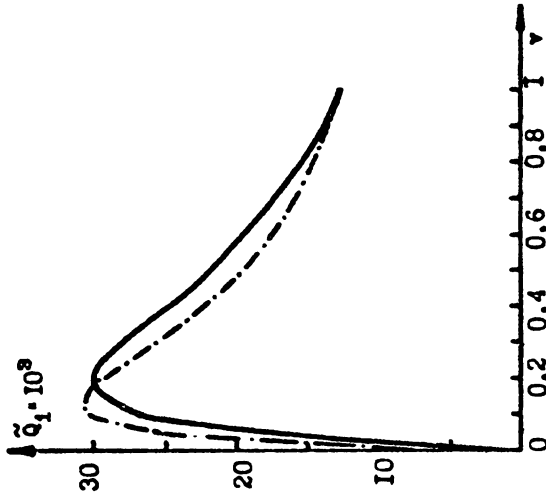
4. Зависимость нормированного сечения ослабления частицы от диэлектрической проницаемости ядра (на фиксированной длине волны) имеет следующий характер. Величина \tilde{Q}_1 для частицы с суглинистым ядром ($\epsilon = 5 + i \cdot 0.25$) превышает соответствующую величину для частицы с песчаным ядром ($\epsilon = 4 + i \cdot 0.05$) при малых долях объемов обводнения $v < v_0$. Для частиц с радиусами $a = 0.01$ см при температуре $T = 300\text{K}$ $v_0 = 0.04$ на длинах волн, приходящихся на середину ИМ диапазона, и $v_0 = 0.025$ в длинноволновой части этого диапазона. При значениях $v > v_0$ зависимость $\tilde{Q}_1(\epsilon)$ меняется на противоположную. Отмеченное обстоятельство проиллюстрировано на рис. 8 для длины волны $\lambda = 1$ см. Отношения нормированных сечений ослабления для суглинистых и песчаных частиц составляют $\sim 3.5 - 3.6$ при $v = 0$, ~ 0.89 при $v = 0.2 - 0.3$ и $\sim 0.992 - 0.994$ при $v = 0.9$ в диапазоне $\lambda = 0.5 - 1$ см.

5. Температурная зависимость фактора эффективности ослабления частиц, обусловленная зависимостью диэлектрической проницаемости их водной оболочки ϵ_w от T , имеет различный характер по диапазону и при различных объемах обводнения частиц. На рис. 9-11 приведены соответствующие температурные зависимости \tilde{Q}_1 частиц с песчаным ядром ($a = 0.01$ см) на длинах волн $\lambda = 0.1$; 0.2 ; 1 см. На рис. 12 представлена зависимость для объема обводнения песчаной частицы v_{\max} при которой реализуется максимум сечения ослабления, от длины волны при температурах $T = 300\text{K}$, 325K для двух радиусов частиц - $a = 0.01$ см



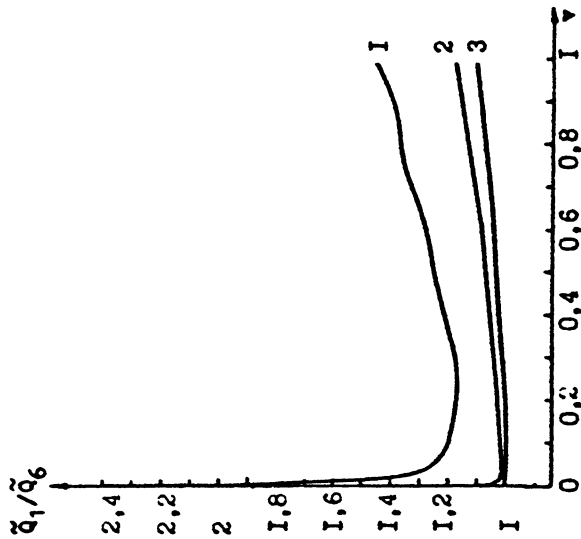
Р и с. 5

Зависимость факторов эффективности ослабления \tilde{Q}_1 песчаной частицы ($a = 0,01$ см) от объема γ ее водной оболочки при температуре $T = 300$ К на длине волны $\lambda = 0,1$ см: оплошная кривая — \tilde{Q}_1 , пунктир — \tilde{Q}_2 , штрих-пунктир — \tilde{Q}_3 , кресты — \tilde{Q}_4 , треугольнички — \tilde{Q}_5 .



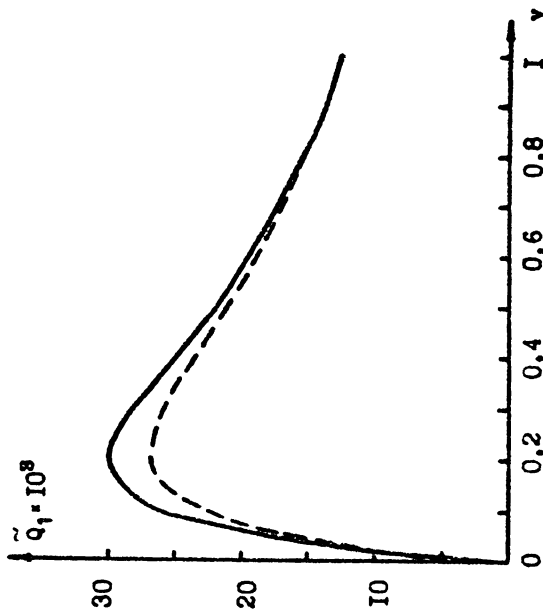
Р и с. 6

Зависимость факторов эффективности ослабления \tilde{Q}_1 сферической частицы ($a = 0,01$ см) от объема γ ее водной оболочки при температуре $T = 300$ К на длине волны $\lambda = 1$ см: оплошная кривая — \tilde{Q}_1 , штрих-пунктир — \tilde{Q}_3 , \tilde{Q}_5 . Кривые \tilde{Q}_2 , \tilde{Q}_4 весьма близки к \tilde{Q}_1 .



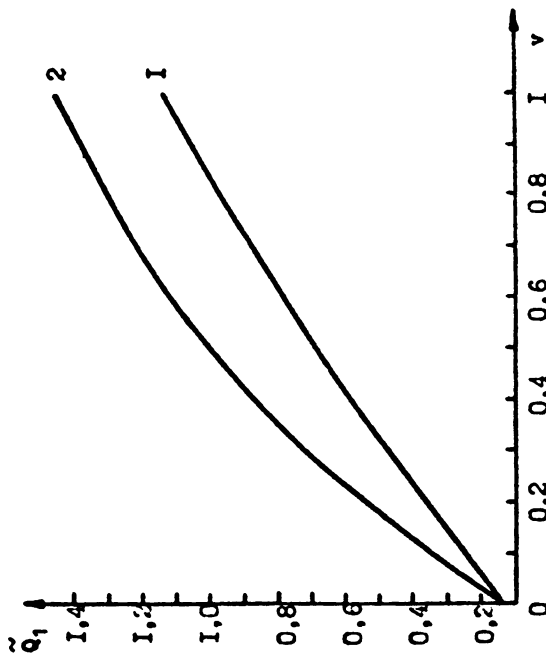
Р и с. 7

Зависимость отношения факторов эффективности ослабления \tilde{Q}_1/\tilde{Q}_6 пучковой частицы ($a = 0,01$ см) от объема v ее водной оболочки при температуре $T = 300$ К на длинах волн $\lambda = 0,2$ см (кривая 1), $\lambda = 0,5$ см (кривая 2), $\lambda = 1$ см (кривая 3)



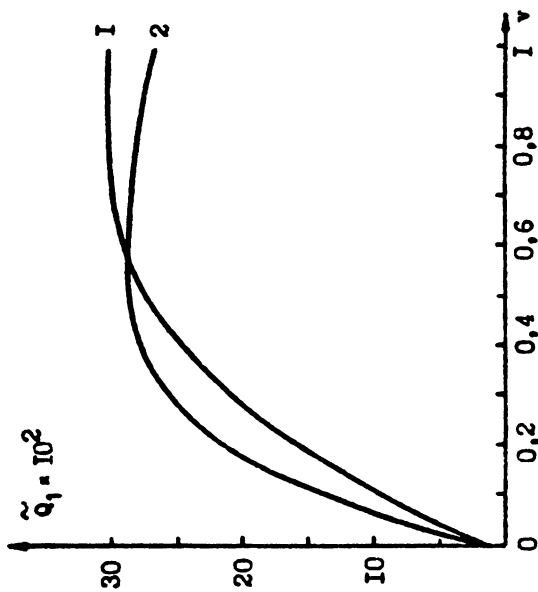
Р и с. 8

Сравнения зависимости факторов эффективности ослабления частиц с песчаным (сплошная кривая) и суглинистым (пунктирная кривая) ядрами от объема v их водной оболочки на длинах волн $\lambda = 1$ см ($a = 0,01$ см, $T = 300$ К)



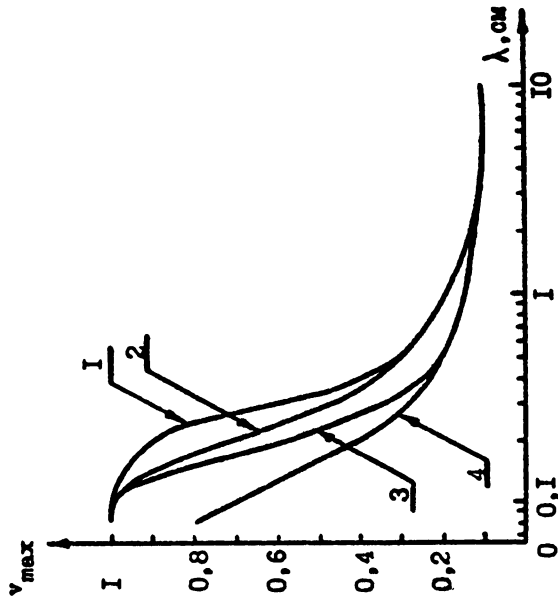
Р и с. 9

Зависимость фактора эффективности ослабления
песчаной частицы с радиусом $a = 0,01$ см от
доли ее объема обводнения на волне $\lambda = 0,1$ см
при температуре $T = 300$ К (кривая 1)
и $T = 325$ К (кривая 2)



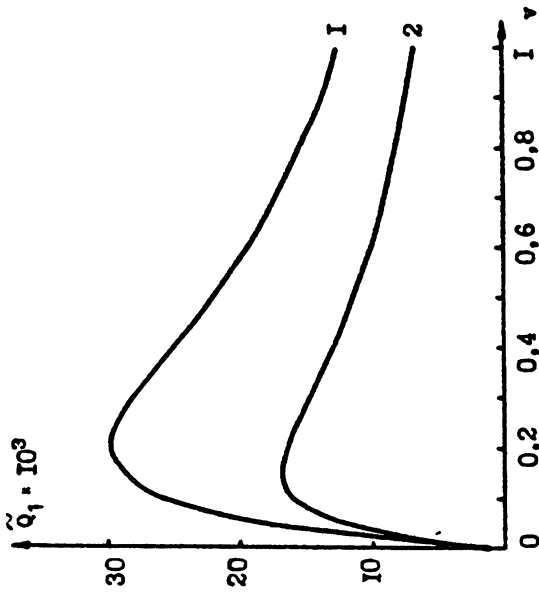
Р и с. 10

То же, что и на рис. 9 для длины волны
 $\lambda = 0,2$ см



Р и с. I 2

Доля объема обводнения песчаной частоты v_{max} при которой сечение песенка ослаблена достигает максимума, в зависимости от длины волны в диапазоне $\lambda = 0,08-10$ см:
 1 - радиус частоты $a = 0,01$ см; $T = 300$ К;
 2 - $a = 0,0014$ см; $T = 300$ К;
 3 - $a = 0,01$ см; $T = 325$ К;
 4 - $a = 0,0014$ см; $T = 325$ К



Р и с. I 1

То же, что и на рис. 9
 для длины волны $\lambda = 1$ см

и при среднем значении радиуса в песчаных бурях $a = 0,0014$ см. На рисунке видно, что значение v_{\max} , вообще говоря, уменьшается (на фиксированной волне) с ростом температуры T и уменьшением радиуса a , достигая насыщения в зависимости $v_{\max}(a)$ при $a = 0,0014$ см.

6. Относительная доля рассеяния \tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1 , обусловленная двухслойной сферической частицей ($v > 0,2$) с песчаным ядром ($a = 0,01$ см, $T = 300$ К) изменяется в пределах от 0,54 - 0,35 до 10^{-3} - $3 \cdot 10^{-3}$ на длинах волн $\lambda = 0,08$ - 10 см. Для сухой частицы такого же размера соответствующая доля рассеяния больше (см. таблицу 5). На рис. 13 представлена зависимость отношения \tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1 от v ($a = 0,01$ см, $T = 300$ К) для ряда длин волн коротковолновой части ММ диапазона ($\lambda = 0,1$ - 0,2 см) и на волне $\lambda = 0,08$ см. Величина \tilde{Q}_5 вычислялась по формуле [10]:

$$\tilde{Q}_5 = \left[\lambda^2 / 2(\pi a)^2 \right] \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (23)$$

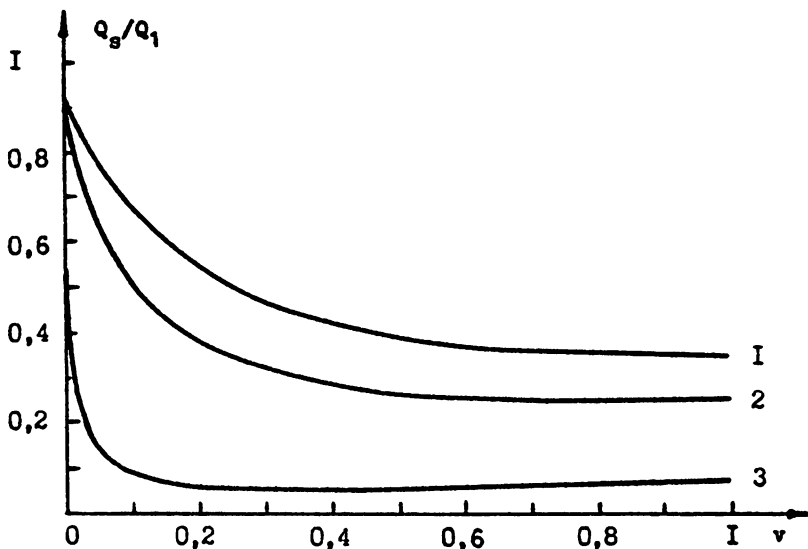
Таблица 5.

λ , см	$v = 0$		$v = 0,2$		$v = 1$	
	\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1	$\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_{SR}$	\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1	$\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_{SR}$	\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1	$\tilde{Q}_5/\tilde{Q}_{SR}$
0,08	0,93	1,19	0,54	1,18	0,35	1,68
0,1	0,89	1,14	0,37	1,16	0,26	1,84
0,2	0,54	1,04	0,06	1,16	0,07	1,87
0,5	0,07	1,006	0,004	1,29	0,012	1,36
0,7	0,03	1,003	0,002	1,27	0,006	1,21
1,0	0,01	1,002	0,001	1,20	0,003	1,11

В табл. 5 приведены также отношения фактора эффективности полного рассеяния \tilde{Q}_5 к фактору эффективности рассеяния \tilde{Q}_{SR} в резонансном приближении. Последнее получается из трехчленной формулы (20) при $\epsilon_{eff} = 0$:

$$\tilde{Q}_{SR} = (8/3) \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left[\frac{\epsilon_{eff} - 1}{\epsilon_{eff} + 2} \right]^2. \quad (24)$$

Зависимость \tilde{Q}_5/\tilde{Q}_1 от v на фиксированной длине волны λ имеет неглубокий минимум при некотором значении $v = v_{\min}$, которое уменьшается с ростом λ : $v_{\min} = 0,75$ для $\lambda = 0,1$ см и $v_{\min} = 0,2$ в середине ММ диапазона. Доля рассеяния в ослаблении, достигающая $\sim 93\%$ при $\lambda = 0,08$ см для самых крупных частиц в песчаных бурях, быстро уменьшается с уменьшением параметра дифракции $\tilde{\rho}$.



Р и с. 13

Зависимость относительной доли рассеяния электромагнитной энергии двухслойной частицей с песчаным ядром ($a = 0,01$ см, $T = 300$ К) от степени ее увлажнения

в коротковолновой части миллиметрового диапазона:

1 - $\lambda = 0,08$ см; 2 - $\lambda = 0,1$ см; 3 - $\lambda = 0,2$ см

4. Коэффициент ослабления радиоволн в пылевых образованиях.

Для нахождения коэффициента ослабления γ радиоволн необходимо провести интегрирование эффективных сечений ослабления по размерам пылевых частиц с использованием определенной функции их распределения :

$$\gamma (\text{дБ/км}) = 10^{\epsilon} \log_{10} e \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n_{\Pi}(a) Q(a, \lambda) da, \quad (25)$$

где число частиц в единице объема с радиусами, лежащими в интервале $a - a+da$, есть

$$n_{\Pi}(a) da = N f(a) da, \quad (26)$$

$$\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} f(a) da = 1,$$

полное число частиц в единице объема :

$$N = \frac{\rho_{\Pi}}{(4/3)\pi \rho_{\text{eff}} 10^{\epsilon} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^3 f(a) da} \quad (27)$$

В (27) плотность пылевых образований ρ_{Π} , выражена в г/м^3 , а плотность вещества частицы $\rho_{\text{eff}} = \rho_c (1-v) + v$ - в г/см^3 . Плотность вещества ядра пылинки принималась равной $\rho_c = 2.5 \text{ г/см}^3$.

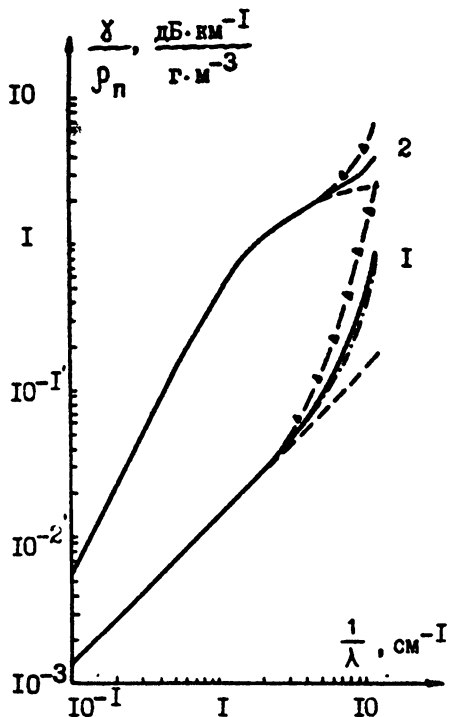
В рэлеевском приближении после подстановки выражения (21) в соотношение (25) получается следующая формула для коэффициента ослабления (поглощения) радиоволн :

$$\gamma_{\text{дБ/км}} = K \frac{\rho_{\Pi}}{\rho_{\text{eff}}} \cdot (1/\lambda) \frac{\epsilon_{\text{eff2}}}{\epsilon_{\text{eff1}}^2 + \epsilon_{\text{eff2}}^2} \quad (28)$$

В (28) коэффициент $K = 18\pi \log_{10} e = 24.6$; плотности ρ_{Π} и ρ_{eff} выражены в указанных выше единицах, длина волны λ - в см. Соотношение (28) отражает известный факт, что в рэлеевском приближении коэффициент ослабления радиоволн не зависит от вида функции распределения частиц по размерам.

Расчеты коэффициентов ослабления в данной работе выполнялись для всех типов распределений, рассмотренных в разделе 3.

На рис. 14 представлены значения удельных коэффициентов ослабления $\tilde{\gamma} = \gamma / \rho_{\Pi}$ радиоволн в пылевых образованиях от волнового числа для различных типов распределений песчаных частиц по радиусам (см. соотношения (2) - (6) и табл. 2). Семейство 1 кривых соответствует однородным, а семейство 2 - обводненным песчаным частицам при $v=0.2$



Р и с.14

Зависимость удельного коэффициента ослабления радиоволн
от волнового числа

для различных типов распределений песчаных частиц по размерам.

Кривые I - $\nu = 0$; сплошная кривая - $\tilde{\gamma}(f_1(a))$,

пунктир - $\gamma(f_2(a)) \approx \tilde{\gamma}(f_6(a))$,

штрих-пунктир - $\tilde{\gamma}(f_3(a))$,

треугольники - $\tilde{\gamma}(f_4(a)) \approx \tilde{\gamma}(f_5(a))$;

Кривые 2 - $\nu = 0,2$; $T = 300$ К.

Обозначения кривых, соответствующих различным типам распределений
частиц по размерам те же, что и для семейства кривых I

и $T = 300\text{K}$. Расчет величины $\tilde{\gamma}$ выполнялся по формулам (18), (25). Различие в кривых $\tilde{\gamma}$ для разных $f_i(a)$ имеет место при $\lambda < \lambda^* = 4\text{мм}$ ($v=0$) и при $\lambda < \lambda^* = 1,5\text{мм}$ для $v=0,2$. В то же время следует отметить, что результаты расчетов $\tilde{\gamma}$ при плотностях распределений частиц $f_2(a)$, $f_6(a)$, также как и при $f_4(a)$, $f_5(a)$ оказались близкими для каждой из указанных пар распределений ($\tilde{\gamma}(f_2) \approx \tilde{\gamma}(f_6)$; $\tilde{\gamma}(f_4) \approx \tilde{\gamma}(f_5)$), но существенно различаются между собой в областях $\lambda < \lambda^*$. Отношения соответствующих коэффициентов ослабления для коротковолнового участка ММ диапазона приведены в табл. 6.

Таблица 6.

λ , мм	$\tilde{\gamma}_1(f_{4,5}) / \tilde{\gamma}_1(f_{2,6})$	
	$v = 0$	$v = 0,2$
0,8	15,4	2,7
1	8,4	1,8
2	1,9	1,1
5	1,04	1,0

В таблице 7 приведены количественные данные об отношениях коэффициентов ослабления радиоволн в песчаных бурях, которые вычислены по формулам (18), (25) (т. е. с использованием сечений Q и соответствующие значения коэффициентов ослабления обозначены через γ_1) к величинам коэффициентов ослабления, полученным с использованием одночленной (Q_R) и трехчленной (Q_4) формул для сечений ослабления (соответствующие значения γ обозначены через γ_R и γ_4). Данные для обводненных частиц в таблице 7 приведены при температуре $T = 300\text{K}$. Повышение температуры до $T = 325\text{K}$ изменяет соответствующие отношения на $\sim 1-15\%$.

Таблица 7.

λ , мм	$v = 0$		$v = 0,2$	
	γ_1 / γ_4	γ_1 / γ_R	γ_1 / γ_4	γ_1 / γ_R
5,0	1,00	1,06	1,00	1,00
2,0	1,02	1,94	1,00	1,10
1,0	1,11	8,95	1,02	1,83
0,8	1,17	17,1	1,06	2,74

Из анализа приведенных и других полученных результатов следует, что приближение Q можно использовать для вычисления коэффициентов ослабления с точностью не хуже 2% при уменьшении длины волны вплоть до $\lambda = 2$ мкм в интервале температур 300 - 325 К, а приближение Q с точностью не хуже 6% до $\lambda = 5$ мкм. Коэффициент ослабления обводненными частицами слабо зависит (разброс 15-20% при $v < 0,2$) от химического состава ядра и температуры водной оболочки на фиксированной длине волны. Доля рассеяния в ослаблении, составляющая для сухих песчаных частиц на волне 0,08 см ~ 90% уменьшается до ~ 4% на волне $\lambda = 0,2$ см при $v=0,2$.

5. Влияние пылевых частиц на изменение фазы радиоволн.

Взвешенные в воздухе пылевые частицы не только ослабляют радиоволну, но и изменяют ее фазу. Ослабление и изменение фазы в среде, содержащей одинаковые сферические частицы с радиусом a, описываются комплексным показателем преломления [19]:

$$m = m_B \left[1 + 12\pi N k^{-3} S(0, a) \right], \quad (29)$$

$$\text{где} \quad S(0, a) = (1/2) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n) \quad (30)$$

амплитудная функция рассеяния при угле рассеяния $\theta = 0^\circ$ (рассеяние вперед), m_B - показатель преломления среды, в которой взвешены частицы, $k = 2\pi/\lambda$, остальные обозначения уже использовались в тексте статьи (см. формулы (18), (27)). Если распределение частиц по размерам отличается от монодисперсного, то соотношение (29) записывается в виде:

$$m = m_B \left[1 + 12\pi N k^{-3} \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} S(0, a) f(a) da \right] = m_B (m_1 + i m_2) \quad (31)$$

Набег фазы описывается действительной частью m . Пренебрегая отличием показателя преломления воздуха m_B от 1, из (31) можно определить дополнительный (по сравнению со случаем $N=0$) набег фазы на единицу длины пути распространения радиоволн как

$$k(m_1 - 1) = N \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} P(a, \lambda) f(a) da, \quad (32)$$

$$\text{где} \quad P(a, \lambda) = -(\lambda^2/4\pi) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n) = P_1 \quad (33)$$

дополнительное изменение фазы (сечение смещения фазы) на единицу длины пути, обусловленное одной частицей с радиусом a. Обозначение P_1 введено по аналогии с обозначением Q_1 формулы (18).

Выражение (32) поделим на β_n и запишем в более удобном для вы-

числений виде, используя значение μ из (27) :

$$k(m_2-1)\rho_{II}^{-1} = (1/\rho_{II})d\Phi/dl = \frac{\int_{a_{min}}^{a_{max}} P(a, \lambda) f(a) da}{40 \pi \rho_{eff} \int_{a_{min}}^{a_{max}} a^2 f(a) da} \quad (34)$$

В (34) $d\Phi/dl$ выражено в рад/км, ρ_{eff} - в г/см, a - в см.

Разлагая в ряды коэффициенты a, a, b, b и ограничиваясь членами порядка не выше ρ^6 , получаем для $P(a, \lambda)$ трехчленную формулу, аналогичную формуле (20) для сечения ослабления:

$$P_a = \pi a^2 \rho (q_1 + q_2 \rho^2 + q_3 \rho^4) \quad (35)$$

где

$$q_1 = 2 \frac{(\epsilon_{off1} - 1)(\epsilon_{off1} + 2) + \epsilon_{off2}^2}{(\epsilon_{off1} + 2)^2 + \epsilon_{off2}^2},$$

$$q_2 = (1/15) \left\{ 18 \frac{[(\epsilon_{off1} + 2)^2 + \epsilon_{off2}^2]^2}{(\epsilon_{off1} - 1)(2\epsilon_{off1} + 3) + 2\epsilon_{off2}^2} + \right.$$

$$\left. + 5 \frac{(2\epsilon_{off1} + 3)^2 + 4\epsilon_{off2}^2}{(\epsilon_{off1} - 1)} \right\}$$

где $c = (\epsilon_{off1} - 1)(\epsilon_{off1} - 2)(\epsilon_{off1} + 2)^2 + \epsilon_{off2}^2(2\epsilon_{off1}^2 + \epsilon_{off1} - 18 + \epsilon_{off2}^2)$

$$q_3 = 8\epsilon_{off2} \frac{(\epsilon_{off1} - 1)(\epsilon_{off1} + 2) + \epsilon_{off2}^2}{[(\epsilon_{off1} + 2)^2 + \epsilon_{off2}^2]^2}$$

Для действительного ϵ_{off} ,

т.е. при $\epsilon_{off2} = 0$, имеем: $q_1 = 2(\epsilon_{off1} - 1)/(\epsilon_{off1} + 2)$,

$$q_2 = (1/15) \left[18 \frac{(\epsilon_{off1} - 1)(\epsilon_{off1} - 2)}{(\epsilon_{off1} + 2)^2} + 5 \frac{\epsilon_{off1} - 1}{2\epsilon_{off1} + 3} + (\epsilon_{off1} - 1) \right], q_3 = 0.$$

В рэлеевском приближении из (35) следует:

$$P_a = \frac{4 \pi^2 a^2}{\lambda} \cdot \frac{(\epsilon_{off1} - 1)(\epsilon_{off1} + 2) + \epsilon_{off2}^2}{(\epsilon_{off1} + 2)^2 + \epsilon_{off2}^2} \quad (36)$$

Подставляя (36) в (34), получим выражение для дополнительного сдвига фазы на единицу длины пути и на единицу плотности (удельное смещение фазы) пыли в рэлеевском приближении в рад. км⁻¹ / г. м⁻³ :

$$\frac{(d\Phi/dl)}{\rho_{\Pi}} = \frac{3\pi}{10\rho_{\text{эф}}\lambda} \cdot \frac{(\epsilon_{\text{эф}1} - 1)(\epsilon_{\text{эф}1} + 2) + \epsilon_{\text{эф}2}^2}{(\epsilon_{\text{эф}1} + 2)^2 + \epsilon_{\text{эф}2}^2} \quad (37)$$

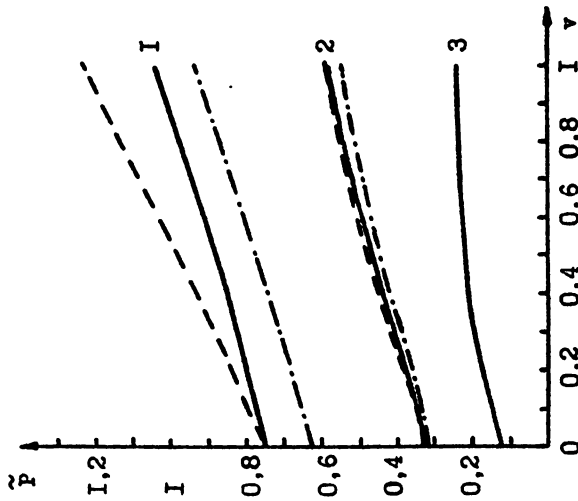
Как и коэффициент ослабления, сдвиг фазы в рэлеевском приближении не зависит от плотности распределения $f(a)$. Для действительного $\epsilon_{\text{эф}}$ или при $\epsilon_{\text{эф}2} \ll \epsilon_{\text{эф}1}$ имеем из (37)

$$\frac{(d\Phi/dl)}{\rho_{\Pi}} = \frac{3\pi}{10\rho_{\text{эф}}\lambda} \cdot \frac{\epsilon_{\text{эф}1} - 1}{\epsilon_{\text{эф}1} + 2} \quad (38)$$

На рис. 15 приведены зависимости фазового фактора $\tilde{P} = P/\pi a^2$ от v на трех длинах волн для песчаной частицы с радиусом $a = 0,01$ см ($T = 300$ К). При этом значения P рассчитывались по формулам (33), (35), (36) и соответственно имеем \tilde{P}_1 , \tilde{P}_4 , \tilde{P}_R . Отличие \tilde{P}_4 от \tilde{P}_1 на волне $\lambda = 2$ м составляет менее 3% при любых v , \tilde{P}_R отличается от \tilde{P}_1 на той же длине волны менее чем на 7%. На волне $\lambda = 5$ м соответствующие отличия составляют < 1% и 2%.

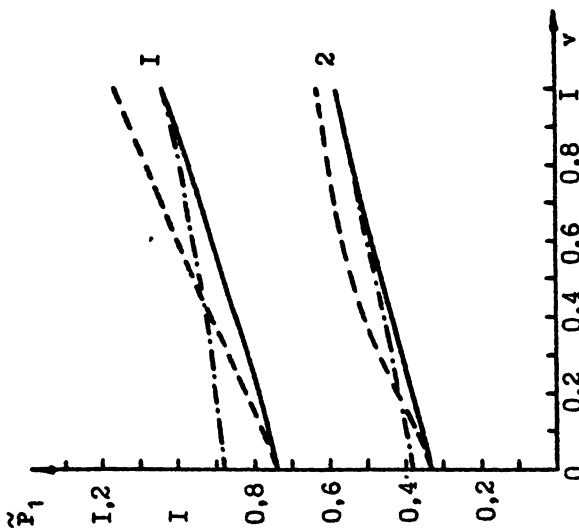
Рисунок 16 иллюстрирует зависимость фазового фактора при различных объемах обводнения частиц от температуры оболочки и от диэлектрической проницаемости ядра. Фазовый фактор монотонно возрастает при увеличении v во всем исследованном диапазоне длин волн и параметров частиц. Зависимость удельного фазового смещения волны ансамблем частиц от их распределения по размерам $(f_i(a)da; i = 1-6; \text{см. соотношения (2)-(6) и табл. 2})$ качественно носит такой же характер, как и зависимость удельного коэффициента ослабления $\tilde{\gamma}$ (см. раздел 4), но количественные различия (в процентном отношении) выражены в существенно меньшей степени.

В таблице 8 приведены отношения набега фазы радиоволн коротковолновой области ММ диапазона для распределений частиц по размерам $f_{4,5}(a)da$ и $f_{2,6}(a)da$. Результаты расчетов набега фазы в рэлеевском приближении на волнах $\lambda = 1-2$ м отличаются от строгих расчетов на ~10%. Что касается величин $(d\Phi/dl)$ для эмпирического $(f_5(a)da)$ распределения частиц пыли по размерам, то расчеты по формулам (34), (35) дают весьма близкие результаты к строгим (полученным по формулам (33), (34)) значениям.



Р и с. 15

Зависимость фазового фактора от объема обводнения песчаной частицы ($a = 0,01$ см; $T = 300$ К) на волнах: 1 - $\lambda = 0,1$ см; 2 - $\lambda = 0,2$ см; 3 - $\lambda = 0,5$ см. Сплошные кривые - \tilde{R}_1 , пунктир - \tilde{R}_4 , штрих-пунктир - \tilde{R}_R



Р и с. 16

Зависимость фазового фактора от объема обводнения частиц ($a = 0,01$ см) в коротковолновой области миллиметрового диапазона: 1 - $\lambda = 0,1$ см; 2 - $\lambda = 0,2$ см. Сплошные кривые - песчаная частица, $T = 300$ К, пунктир - то же при температуре $T = 325$ К, штрих-пунктир - суглинистая частица, $T = 300$ К

Таблица 8.

λ , мкм	$d\Phi_1/dl(f_{4,5}) / d\Phi_1/dl(f_{2,6})$	
	$v = 0$	$v = 0,2$
0,8	1,15	1,13
1	1,095	1,08
2	1,01	1,00

6. Заключение.

Основные результаты выполненной работы состоят в следующем :

1. Впервые в радиодиапазоне на основе строгой обобщенной теории Ми проведены количественные исследования ослабляющих свойств и изменения фазы увлажненными частицами пыли, которые моделировались двухслойными сферами.

2. Выполнено сравнение результатов, полученных по строгой теории Ми (п. 1), с данными для однородных частиц с эффективной диэлектрической проницаемостью, которая вводилась двумя способами :

- из условия равенства поляризуемостей однородной и двухслойной сферических частиц ;

- путем усреднения по объему частицы значения ее диэлектрической проницаемости.

Показано, что модель однородной частицы с эффективной диэлектрической проницаемостью из условия эквивалентности поляризуемостей предпочтительнее (точнее описывает ослабляющие свойства) по сравнению с моделью частицы со средней по объему диэлектрической проницаемостью.

3. Исследована зависимость ослабляющих и преломляющих свойств пылевых частиц в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн от вида функции распределения частиц по размерам, химического состава ядра (песчаные и суглинистые ядра), объема обводнения, температуры оболочки.

Установлены области применимости различных аппроксимаций расчетов эффективных сечений ослабления Q радиоволн (модель однородной частицы, трехчленное и одночленное приближения в разложении Q по параметру $\beta = 2\pi a/\lambda$).

4. Выполнен анализ дополнительного набега фазы в диапазоне СИ и ММ радиоволн, вызванного присутствием в атмосфере пылевых образова-

ний. По аналогии с сечением ослабления установлены одно и трехчленные приближения для сечения смещения фазы. Обсуждены условия их применимости.

Результаты выполненных физических исследований вместе с соответствующими алгоритмами решения задачи являются составной частью построенной и функционирующей в НИРФИ компьютерной модели для расчетов ослабления и изменения фазы миллиметровых и сантиметровых радиоволн в атмосфере, содержащей увлажненные пылевые частицы.

В заключение отметим, что наряду с решением прямых задач, рассмотренных в статье, модель двухслойных пылевых частиц представляет определенное продвижение в постановке и решении также проблемы диагностики свойств среды (обратные задачи) по характеристикам распространения радиоволн.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

Алгоритм для расчетов коэффициентов Ми.

В основу расчетов сечений ослабления и набега фазы радиоволн, обусловленных сухими и обводненными пылевыми частицами, которые выполнялись по обобщенной теории Ми (задача "Шар в оболочке"), *) был положен алгоритм Борена-Хэфмена, изложенный в их монографии (см. Приложение Б в [9]). Критерий останова суммирования в (18), (19), (33) применялся в виде, установленном в [34]: ряды обрывались после суммирования n членов, где n - целое число, ближайшее к $\rho + 4\rho^{1/2} + 2$.

Для повышения устойчивости счета, в частности, при вычислении функции Ψ_n использовались логарифмические производные $D(\gamma) = \frac{d}{d\gamma} \ln \Psi_n(\gamma)$. Сферические функции Риккати-Бесселя вычислялись по прямой рекурсии, а логарифмические производные находились по обратной рекурсии. Отладка программы выполнялась на ЭСМ-6 с последующим переходом на ПЭВМ ИВМ РС/АТ-286 и 486.

Алгоритм Борена-Хэфмана адаптировался к данной задаче путем введения дополнительных множителей для предотвращения преждевременного зануления или переполнения результатов, разумеется, с последующей компенсацией этих множителей. Указанная процедура связала с тем, что диапазон чисел, с которыми оперирует ПЭВМ, меньше соответствующего диапазона ЭВМ ЭСМ-6 и более мощных ЭВМ.

Использованный алгоритм иногда характеризуется как алгоритм со средними возможностями, который можно использовать при небольших значениях параметра ρ и малом поглощении [8]. Известно, что наиболее уязвимым местом этого алгоритма является расчет функций Риккати-Бесселя прямой рекурсией. Поэтому результаты выполненных расчетов тщательно сравнивались с результатами, которые получились по алгоритмам (для однородных частиц), изложенным в [35], с результатами расчетов сечений ослабления, приведенными в [8] (см. таблицу 4.12 в указанной монографии), а также с расчетами, которые выполнялись с двойной точностью. **) При этом было достигнуто хорошее совпадение всех полученных результатов, что свидетельствует о достижении необходимых точностей расчетов в рассмотренном интервале изменений параметра ρ при принятых значениях диэлектрической проницаемости.

*) Случай сухих частиц получается из общего рассмотрения при объеме обводнения $v = 0$.

**) В последнем случае использовалась программа расчетов коэффициентов Ми, составленная А. И. Ошариным [15].

ПРИЛОЖЕНИЕ 2.

Об одной распространенной неточности в трехчленной формуле для сечения ослабления сферической частицей.

В монографиях [11, 36, 37] формула для сечения ослабления сферической частицей с радиусом a и с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ дана в виде:

$$Q = 2\pi a^2 \rho \left\{ \frac{\epsilon_2^2}{(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2} + \rho^2 (\epsilon_2 / 15) \left[3 \frac{7\epsilon_1^2 + 4\epsilon_1 - 20 + 7\epsilon_2^2}{[(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2]^2} + \frac{1}{(2\epsilon_1 + 3)^2 + 4\epsilon_2^2} + 1 \right] + \rho^3 \frac{(\epsilon_1 - 1)^2 (\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2 [2(\epsilon_1 - 1)(\epsilon_1 + 2) - 9] + \epsilon_2^4}{3} \right\} \quad (\text{П-1})$$

Нетрудно показать, что вместо коэффициента 3 в указанном приближении перед первой дробью во втором члене фигурной скобки должен быть коэффициент 18:

$$\rho^2 \frac{\epsilon_2^2}{15} \left[18 \frac{7\epsilon_1^2 + 4\epsilon_1 - 20 + 7\epsilon_2^2}{[(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2]^2} + \text{и т.д.} \right]$$

Действительно, формула для Q в монографиях [9, 10] имеет вид:

$$Q = -\text{Im} \left[4\rho \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} + \frac{4}{15} \rho^3 \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^2 \right] + \rho^4 \text{Re} \left[\frac{8}{3} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right)^2 \right] \quad (\text{П-2})$$

Знак "минус" перед Im обусловлен тем, что в монографии [10] диэлектрическая проницаемость частицы представлена в форме $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$, но если перейти к форме $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, то указанный знак "-" заменяется на знак "+", что и имеет место в книге [9]. Проводя алгебраические преобразования в (П-2) приходим к выражению (П-1), в котором, однако, вместо коэффициента 3 стоит коэффициент 18.

С другой стороны, можно вычислить коэффициенты a_1 , b_1 , a_2 ряда

тн. пользуясь выражениями (4.56), (4.57) монографии [9] и соответствующими представлениями функций Риккати-Бесселя. После всех преобразований получаются коэффициенты a_1 , b_1 , a_2 , приведенные на стр. 166 той же монографии [9]. Из общего выражения

$$Q = (\lambda^2/2\pi) \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(a_n + b_n)$$

в трехчленном приближении получается соотношение

$$Q \approx (\lambda^2/2\pi) \operatorname{Re} (3a_1 + 3b_1 + 5a_2),$$

которое при подстановке конкретных выражений для коэффициентов a_1 , b_1 , a_2 , переходит в формулу (П-1) с указанной выше поправкой: вместо коэффициента 3 стоит коэффициент 16.

Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. Goldhirs J. A parameter review and assessment of attenuation and backscatter properties associated with dust storms over desert regions in the frequency range of 1 to 10 GHz. - IEEE Transactions on antennas and propagation, 1982, v. AP-30, №6, p. 1121-1127.
2. Bashir S.O., McEwan H.J. Microwave propagation in dust storms: a review. - IEE Proceedings, 1986, v. 133, Pt H, №3, p. 241-247.
3. Ghobrial S.I., Sharief S.M. Microwave attenuation and cross polarization in dust storms. - IEEE Transaction on antennas and propagation, 1987, v. AP-35, №4, p. 418-425.
4. Ahmed A.S. Role of particle-size distributions on millimetre-wave propagation in sand/duststorms. - IEE Proceedings, 1987, v. 134, Pt. H, №1, p. 55-59.
5. Петрянов-Соколов Н. В., Сутугин А. Г. Аэрозоли. -М.: Наука, 1989, 142 с.
6. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Дробжев В. И., Троицкая В. А., Федорович Г. В. Проект "Масса" - исследование магнитосферно-атмосферных связей при сейсмоакустических явлениях. - Известия АН СССР, сер. "Физика Земли", 1985, №11, с. 5-8.
7. Семенов А. А., Арсеньян Т. Е. Ослабление радиоволн СВЧ в песчано-пылевой атмосфере -М.: ИРЭ РАН, 1989, препринт, №4, 33с.
8. Айвазян Г. М. Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. Справочник. -Л.: Гидрометеиздат, 1991, 480с.
9. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. -М.: Мир, 1986, 662с.
10. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. -М.: ИИЛ,

11. Kerr D.E. Propagation of short radio waves, M. I. T. Radiation Laboratory Series, 1951, v. 13, New York.
12. Alhaider M.A. Desing considerations for millimeter wave radio links in arid land // Intern. J. of Infrared and Millimeter waves, 1987, v. 7, № 10, p. 1559-1570.
13. Кондратьев К. Я. и др. Атмосферный аэрозоль. -М.: Гидрометеоздат, 1983, 265с.
14. Кротиков В. Д. Некоторые электрические характеристики земных пород и их сравнение с характеристиками поверхностного слоя Луны. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1962, т. 5, №6, с. 1057-1061.
15. Ошарин А. М. Рассеяние миллиметровых радиоволн кристаллами сухого снега. //Изв. ВУЗов, Радиофизика (в печати).
16. Aden A. L., Kerker M. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres. -J. Appl. Physics, 1951, v. 22, № 10, p. 1242-1246.
17. Saxton J. Meteorological factors in radio wave propagation. -London: The Phys. Soc. and the Roy Met. Soc., 1946.
18. Chu Ch. Scattering and absorption of water droplets at millimeter wavelengths. -Michigan: A dissertation for the degree doctor of Philosophy, 1952.
19. Colle C., Hasted J., Ritson D. Dielectric properties of H₂O and D₂O. Proc. Phys. Soc., 1948, v. 60, № 338, pt. 2, p. 145.
20. Lane J., Saxton J. Dielectric dispersion in pure polar liquids at very high radiofrequencies. Proc. of the Roy Soc., 1952, Ser. A, v. 213, № 1114, p. 400.
21. Bottreau A. M., Marean J. M., Lautern J. M., Marzat C. A method analyzing the dielectric relaxation spectra of mixtures by decomposition into Debye elementary domains. Application to the study of the water spectrum -J. Chem. Phys., 1975, v. 62, №2, p. 360-365.
22. Hasted J. B., Husain S. K., Frescura F. A. M., Birch J. R. Far infrared absorption in liquid water. - Chem. Phys. Let., 1985, v. 118, №6, p. 622-625.
23. Liebe H. J., Manabe T., Hufford G. A. Millimeter-wave attenuation and delay rates due to fog/cloud conditions. - IEEE Trans. on Antennas and Propag., 1989, v. AP-37, №12, p. 1617-1623.
24. Башаринов А. Е., Кутуза Е. Г. Исследование радионизлучения и поглощения облачной атмосферы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн. -Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 100-110.
25. Bertolini D., Cassetari M., Salvetti G. The dielectric relaxation time of supercooled water. -J. Chem. Phys., 1982, v. 76, №6,

Р. 3285-3290.

26. Chamberlain J. E., Chantry G. W., Gebbie H. A., Stone H. W. B., Taylor T. B., Willie G. Submillimetre absorption and dispersion of liquid water. - Nature, 1966, v. 210, № 5038, p. 790-791.

27. Пришивалко А. П. Обводнение частиц и элементы матрицы рассеяния света атмосферным аэрозолем. //Препринт №108. -Минск: ИФ АН Белорусской ССР, 1976, 60 с.

28. Современные проблемы атмосферной оптики. Том 2. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. -Л.: Гидрометеиздат, 1986, 256 с.

29. Russenzevzig H. M., Wiscombe W. J. Efficiency factors in Mie scattering. -Phys. Rev. Letters, 1980, v. 45, №8, p. 1490-1494.

30. Attard Ph., Vox H. A., Bryant G., McKellar B. H. J. Asymptotic behavior of the Mie-scattering amplitude. - J. of the Optical Soc. of America A, 1986, v. 3, №2, p. 256-258.

31. Кротиков В. Д., Троицкий В. С. Радионизлучение и природа Луны. Успехи физических наук, 1963, т. 81, №4, с. 589-639.

32. Ивлев Л. С., Попова С. И. Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, с. 1034.

33. Седунов Ю. С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1972.

34. Wiscombe W. J. Improved Mie scattering algorithms. Appl. Optics, 1980, v. 19, №9, p. 1505-1509.

35. Наумов А. П., Станкевич В. С. О влиянии микроструктуры облаков на их радионизлучение. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1963, т. 26, №6, с. 756-765.

36. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. -М.: ГИИТЛ, 1953, 863 с.

37. Распространение ультракоротких волн. Перевод с англ. под ред. Б. А. Шиллерова. -М.-Сов. Радио, 1954, 710с.

Дата поступления статьи

27 июля 1993г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	СТР.
1. Постановка задачи	3
2. Модели пылевых частиц и запыленной области	6
3. Сечения ослабления радиоволн пылевыми частицами	12
4. Коэффициент ослабления радиоволн в пылевых образованиях	26
5. Влияние пылевых частиц на изменение фазы радиоволн	29
6. Заключение	33
7. Приложение 1. Алгоритм для расчетов коэффициентов МН	35
8. Приложение 2. Об одной распространенной неточности в трехчленной формуле для сечения ослабления сфе- рической частицей	36
9. Литература	37