

УДК 621.371.029.65

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ НА РАДИОЯРКОСТНУЮ
ТЕМПЕРАТУРУ ГИДРОМЕТЕОРОВ

В. А. Коротков, Е. В. Сухонин

Предложен итерационный метод решения в аналитическом виде уравнения переноса излучения в слое гидрометеоров с учетом эффектов рассеяния, позволяющий в отличие от известных методов оценить индикатрису рассеяния слоя. Исследованы зависимости этой индикатрисы от оптической толщины, угла наблюдений и рассеивающих свойств среды.

Из-за трудностей получения решения уравнения переноса излучения (УПИ) с учетом эффектов рассеяния в аналитическом виде обычно решение этого уравнения с целью расчетов радиояркой температуры дождя в миллиметровом диапазоне волн и анализ решения проводятся численными методами [1-3], что на практике является неудобным. Кроме того, решение численными методами не позволяет выяснить роль и взаимосвязь различных физических процессов в рассматриваемом явлении.

Существует ряд работ, в которых решение получено в аналитическом виде [4]. Однако в приводимые выражения входит индикатриса рассеяния слоя, которая точно не известна. Поэтому пользоваться этими выражениями можно только при грубых оценках эффектов рассеяния.

В настоящей работе описывается метод итерационного решения в аналитическом виде УПИ, позволяющий в отличие от существующих методов оценить индикатрису рассеяния слоя гидрометеоров. Решение проводится по аналогии с четырехпотоковой теорией [4]. Выполнен анализ зависимости индикатрисы рассеяния от оптической толщины слоя, угла наблюдений и рассеивающих свойств среды.

1. Постановка задачи и ее решение. Рассмотрим плоский однородный слой из гидрометеоров толщиной s с температурой T , ограниченный снизу землей с температурой T_3 и сверху атмосферой с $T_a = 0\text{ K}$

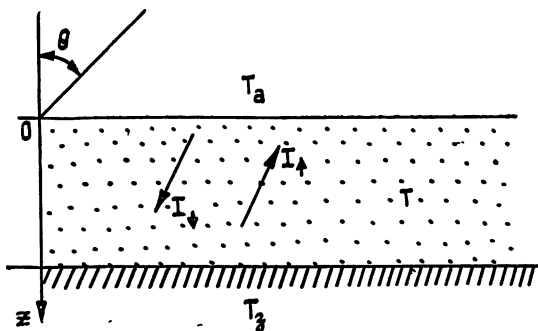


Рис. 1.

(см. рис. 1). Обычно предполагается, что коэффициент излучения земной поверхности с растительным покровом в миллиметровом диапазоне волн $\kappa \approx 1$ [6, 7]. Можно показать, что в этом случае радиояркая

температура излучения слоя гидрометеоров T_{π} при $T_s = T$ при наблюдениях с поверхности Земли вверх определяется выражением [5]

$$T_{\pi}(\Omega) = \left[1 - \int d\Omega_i t(\Omega, \Omega_i) \right] T, \quad (1)$$

где t — коэффициент пропускания слоя, Ω_i и Ω — соответственно телесные углы падения и рассеяния (θ_i, φ_i и θ, φ — соответствующие им азимутальные углы). Из (1) следует, что для вычисления T_{π} необходимо найти коэффициент пропускания слоя t .

Чтобы найти t , решим следующую задачу. Предположим, что на слой гидрометеоров сверху падает излучение с единичной интенсивностью. Пусть I_{\downarrow} и I_{\uparrow} — интенсивности излучения, приходящего в точку наблюдения внутри слоя гидрометеоров соответственно сверху и снизу (см. рис. 1). При этом

$$t = I_{\downarrow}(s). \quad (2)$$

Таким образом, для определения t требуется найти $I_{\downarrow}(s)$.

Уравнения переноса излучения для компонент I_{\downarrow} и I_{\uparrow} можно записать в следующем виде:

$$\cos \theta \frac{dI_{\downarrow}}{dz} = -k_0 I_{\downarrow} + \hat{P}_S I_{\downarrow} + \hat{P}_N I_{\uparrow}, \quad (3)$$

$$-\cos \theta \frac{dI_{\uparrow}}{dz} = -k_0 I_{\uparrow} + \hat{P}_S I_{\uparrow} + \hat{P}_N I_{\downarrow},$$

где θ — угол рассеяния, k_0 — коэффициент ослабления, \hat{P}_S и \hat{P}_N — операторы, определяемые как

$$\hat{P}_S I_{\uparrow, \downarrow} = \int_{2\pi} d\Omega_0 P_S(\Omega, \Omega_0) I_{\uparrow, \downarrow}; \quad (4)$$

$$\hat{P}_N I_{\uparrow, \downarrow} = \int_{2\pi} d\Omega_0 P_N(\Omega, \Omega_0) I_{\uparrow, \downarrow}, \quad (5)$$

где P_S и P_N — индикатрисы рассеяния для единичного объема соответственно в переднюю и заднюю полусферы. Граничные условия, соответствующие системе (3), имеют следующий вид:

$$I_{\downarrow}(z=0) = \delta(\Omega - \Omega_i), \quad (6)$$

$$I_{\uparrow}(z=s) = 0.$$

Представим интенсивности I_{\downarrow} и I_{\uparrow} в виде суммы двух компонент:

$$I_{\downarrow}(\Omega, \Omega_i) = I_{\delta 1}(\Omega, \Omega_i) \delta(\Omega - \Omega_i) + I_{d 1}; \quad (7)$$

$$I_{\uparrow}(\Omega, \Omega_i) = I_{\delta 2}(\Omega, \Omega_i) \delta(\Omega - \Omega_i) + I_{d 2}; \quad (8)$$

где $I_{d 1}$ и $I_{d 2}$ — диффузионные компоненты полной интенсивности соответственно I_{\downarrow} и I_{\uparrow} , а $I_{\delta 1}$ и $I_{\delta 2}$ — интенсивности когерентного поля. Подставляя (7) и (8) в (3), получим следующую систему уравнений для четырех компонент $I_{\delta 1}, I_{\delta 2}, I_{d 1}$ и $I_{d 2}$:

$$\cos \theta \frac{dI_{\delta 1}}{dz} = -k_0 I_{\delta 1},$$

$$-\cos \theta \frac{dI_{\delta 2}}{dz} = -k_0 I_{\delta 2},$$

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dI_{d1}}{dz} &= -k_0 I_{d1} + \hat{P}_S I_{d1}' + \hat{P}_S I_{\delta 1} + \hat{P}_N I_{d2} + \hat{P}_N I_{\delta 2}, \\ -\cos \theta \frac{dI_{d2}}{dz} &= -k_0 I_{d2} + \hat{P}_S I_{d2}' + \hat{P}_S I_{\delta 2} + \hat{P}_N I_{d1} + \hat{P}_N I_{\delta 1} \end{aligned}$$

с граничными условиями $I_{\delta 1}(0) = 1$, $I_{\delta 2}(s) = 0$, $I_{d1}(0) = 0$, $I_{d2}(s) = 0$.
Решая первые два уравнения системы (9), получим

$$I_{\delta 1} = \exp(-k_0 z \sec \theta); \quad (10)$$

$$I_{\delta 2} = 0. \quad (11)$$

Введем обозначения

$$I_1(\Omega) = \int d\Omega_i I_{d1}(\Omega, \Omega_i); \quad (12)$$

$$I_2(\Omega) = \int d\Omega_i I_{d2}(\Omega, \Omega_i). \quad (13)$$

Интегрируя два оставшихся уравнения в системе (9) по $d\Omega_i$, получим следующую систему уравнений для I_1 и I_2 :

$$\cos \theta \frac{dI_1}{dz} = -k_0 I_1 + a_1 I_1' + b_2 I_2 + c_1, \quad (14)$$

$$-\cos \theta \frac{dI_2}{dz} = -k_0 I_2 + a_2 I_2 + b_1 I_1' + c_2$$

с граничными условиями $I_1(0) = 0$, $I_2(s) = 0$, где

$$c_1 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_S(\Omega, \Omega_i) I_{\delta 1}(\Omega_i),$$

$$c_2 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_N(\Omega, \Omega_i) I_{\delta 1}(\Omega_i),$$

$$a_1 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_S(\Omega, \Omega_i) I_1(\Omega_i) [I_1(\Omega)]^{-1}, \quad (15)$$

$$a_2 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_S(\Omega, \Omega_i) I_2(\Omega_i) [I_2(\Omega)]^{-1},$$

$$b_1 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_N(\Omega, \Omega_i) I_1(\Omega_i) [I_1(\Omega)]^{-1},$$

$$b_2 = \int_{2\pi} d\Omega_i P_N(\Omega, \Omega_i) I_2(\Omega_i) [I_2(\Omega)]^{-1}.$$

Предположим, что a_1 , b_1 , a_2 и b_2 не зависят от z . Используя первое уравнение в (14), можно выразить I_2 через I_1 и, подставив полученное выражение во второе уравнение (14), получить неоднородное дифференциальное уравнение второй степени для I_1 . Решив это уравнение, будем иметь

$$I_1(z) = A(e^{u_+ z} - e^{u_- z}) + \int d\Omega_i B(\Omega, \Omega_i) (e^{-k_0 z \sec \theta} - e^{u_- z}), \quad (16)$$

где A и B — функции Ω , Ω_i , k_0 , a_1 , a_2 , b_1 , b_2 и α ,

$$u_{1,2} = -\frac{(a_2 - a_1)}{2} \sec \theta \pm \sqrt{\frac{(a_2 - a_1)^2 \sec^2 \theta}{4} + \alpha^2}; \quad (17)$$

$$\alpha = \sec \theta \sqrt{(k_0 - a_1)(k_0 - a_2) - b_1 b_2}. \quad (18)$$

Формула (16) позволяет оценить I_1 при использовании метода итераций для определения a_1 , b_1 , a_2 и b_2 . В качестве первого приближения можно использовать величины I_1 и I_2 , не зависящие от Ω . Расчеты показывают, что полученное таким путем первое приближение для I_1 мало отличается от численного решения УПИ [2]. В случае первого приближения $a_1 = a_2 = a = \int_{2\pi} d\Omega_i P_S(\Omega, \Omega_i)$, $b_1 = b_2 = b = \int_{2\pi} d\Omega_i P_N(\Omega, \Omega_i)$,

$u_{1,2} = \mp \alpha = \mp \sqrt{(k_0 - a)^2 - b^2} \sec \theta$. (Параметры a и b характеризуют величину рассеянного излучения соответственно в переднюю и заднюю полусферы.)

На основе численных расчетов индикатрис рассеяния единичного объема дождя [8] можно показать, что угловые зависимости P_S и P_N хорошо аппроксимируются следующими выражениями:

$$P_S(\Omega, \Omega_i) = a(\Omega) \frac{3}{4\pi} F(\Omega, \Omega_i), \quad (19)$$

$$P_N(\Omega, \Omega_i) = b(\Omega) \frac{3}{4\pi} F(\Omega, \Omega_i),$$

где

$$F(\Omega, \Omega_i) = \sin^2 \theta \sin^2 \theta_i + \cos^2 \theta \cos^2 \varphi_i + \cos^2 \theta \cos^2 \theta_i \sin^2 \varphi_i + 2 \cos \theta \sin \theta \cos \theta_i \sin \varphi_i.$$

Подставляя (19) в (16) и интегрируя по $d\Omega_i$, окончательно получим

$$I_1(s) = A(e^{\alpha s} - e^{-\alpha s}) + \int dx B(x, \cos \theta) (e^{-k_0 s/x} - e^{-\alpha s}), \quad (20)$$

где

$$A = [\alpha \cos \theta (e^{\alpha s} + e^{-\alpha s}) + (k_0 - a) (e^{\alpha s} - e^{-\alpha s})]^{-1} \times$$

$$\times \int_0^1 dx \left\{ B[(k_0 - a - \cos \theta \cdot k_0/x) x \exp(-k_0 s/x) + (\alpha \cos \theta - k_0 + a) \times \right.$$

$$\left. \times \exp(-\alpha s)] + \frac{3}{2} \left[1 + \cos 2\theta \cdot x^2 - \frac{\cos^2 \theta}{2} (1 + x^2) \right] a \exp(-k_0 s/x) \right\}; \quad (21)$$

$$B = \frac{3}{2} \sec^2 \theta \frac{b^2 + a(-a + k_0 + k_0 \cos \theta/x)}{\alpha^2 - k_0^2/x^2} \left[1 + \cos 2\theta \cdot x^2 - \frac{\cos^2 \theta}{2} (1 + x^2) \right], \quad (22)$$

где $x = \cos \theta_i$.

В случае дождя первое слагаемое в (20) на один—два порядка меньше второго.

В соответствии с (1), (2), (7) и (12)

$$T_{\pi}(\theta) = T - T \int d\Omega_i I_{\downarrow}(\Omega, \Omega_i) = T - T[I_{\delta 1}(\theta) + I_1(\theta)]. \quad (23)$$

В (23) величины $I_{\delta 1}(\theta)$ и $I_1(\theta)$ определяются соответственно выражениями (10) и (20). Следовательно, окончательное выражение для радиояркостной температуры слоя гидрометеоров с учетом эффектов многократного рассеяния будет иметь следующий вид:

$$T_{\pi}(\theta) = T(1 - e^{-\tau}) - \Delta T, \quad (24)$$

где $\Gamma = k_0 s \sec \theta$ — полное ослабление в однородном слое толщиной s при угле наблюдения θ , $\Delta T = I_1 T$.

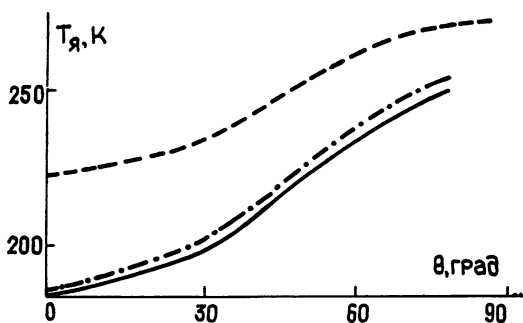


Рис. 2. Зависимость радиояростной температуры $T_{я}$ слоя дождя толщиной 1 км с интенсивностью 12,5 мм/ч на частоте 120 ГГц от зенитного угла наблюдений θ :

пунктирная кривая — расчет по формуле (25) без учета рассеяния в дожде, сплошная кривая — расчет [2] на основе численного решения уравнения переноса излучения, штрихпунктирная кривая — наш расчет по формулам (24) и (20).

Результаты расчетов $T_{я}$ дождя, основанные на формулах (20) и (24), и результаты, следующие из численного решения уравнения переноса излучения [2], находятся в хорошем согласии друг с другом. Это можно видеть из рис. 2, на котором в качестве примера приведены для сравнения результаты этих двух расчетов для частоты $f = 120$ ГГц, интенсивности дождя $R = 12,5$ мм/ч и $s = 1$ км. Необходимые для расчетов сведения об индикатрисах рассеяния для единицы объема дождя были заимствованы из работы [8].

2. Сравнение известных методов решения УПИ с предложенным методом. Среди наиболее часто применяемых методов решения УПИ следует отметить диффузное приближение [4], четырехпотокую теорию [4] и метод малых возмущений [12]. Метод диффузного приближения, как утверждается в [4], справедлив вдали от границ неоднородной среды, поэтому в настоящей работе он не рассматривается.

При решении УПИ с помощью четырехпотокowej теории основная трудность заключается в определении коэффициентов ослабления и рассеяния потоков в противоположных направлениях. При теоретических оценках этих коэффициентов обычно предполагается, что величина интенсивности не зависит от направления распространения. В конечном итоге это предположение приводит к необходимости решения системы уравнений, эквивалентной (14), где произведена замена a_1 и a_2 на a , b_1 и b_2 на b и $\cos \theta$ на $1/2$. Вследствие этого конечный результат не зависит от угла θ .

Использование метода возмущений сводится к итерационному решению системы УПИ (9). При этом, как правило, ограничиваются первым приближением, для получения которого приравняются нулю вторые и четвертые члены правых частей последних двух уравнений системы (9). Метод возмущений целесообразно применять, если коэффициент рассеяния $(a+b)$ много меньше коэффициента ослабления k_0 . Легко показать, что при этих условиях получаемое в первом приближении метода возмущений решение УПИ следует из решения (20) системы уравнений (9).

На рис. 3 представлены зависимости ΔT от интенсивности дождя R при $f=140$ ГГц, $s=1$ км и $\theta=0$, рассчитанные на основе предложенного и известных методов решения

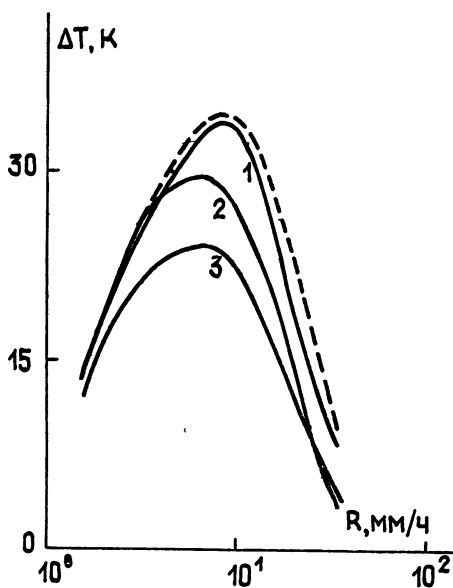


Рис. 3. Сравнение рассчитанных на основе численного решения и при помощи разных приближенных методов решения УПИ зависимостей поправки ΔT в радиояркую температуру дождя за счет рассеяния от интенсивности дождя R :

кривые 1, 2 и 3 получены на основе предложенного метода, четырехпотоковой теории и метода возмущений, пунктирная кривая соответствует результатам расчетов ΔT на основе численного решения УПИ.

3. Расчет и анализ зависимостей ΔT от угла наблюдений, толщины слоя и рассеивающих свойств среды. Обычно при расчетах полного ослабления Γ в слое дождя по измеренной радиояркой температуре $T_{я}$ применяют так называемую радиометрическую формулу

$$T_{я} = T(1 - e^{-\Gamma}), \quad (25)$$

которая получается из решения уравнения переноса излучения без учета рассеяния ($I_1 = 0$). В миллиметровом диапазоне волн, где рассеяние в дожде сравнимо по величине с поглощением [9], пользоваться этой формулой нельзя. Необходимую поправку $\Delta T = I_1 T$ в $T_{я}$ за счет рассеяния можно вычислить по формуле (22). В табл. 1 и 2 приведены результаты расчетов ΔT для $f=37$ и 140 ГГц и $s=1$ и 3 км при изменении интенсивности дождя R от 0,25 до 100 мм/ч и зенитного угла θ от 0 до 80°.

Табл. 1 и 2 позволяют оценивать ΔT только в случае однородных дождей. Поэтому, если известны пределы изменений R в пространстве, в частности пределы изменений R по толщине слоя s и пределы изменения самой толщины s , необходимо знать, в каком интервале изменяется величина ΔT в зависимости от толщины слоя s , угла наблюдения θ и рассеивающих свойств среды, которые зависят от частоты излучения. На рис. 4 и 5 приведены расчетные зависимости ΔT соответственно от s и θ для двух случаев — случая низких частот ($a=b$) и случая высоких частот ($a>b$), когда преобладает рассеяние вперед.

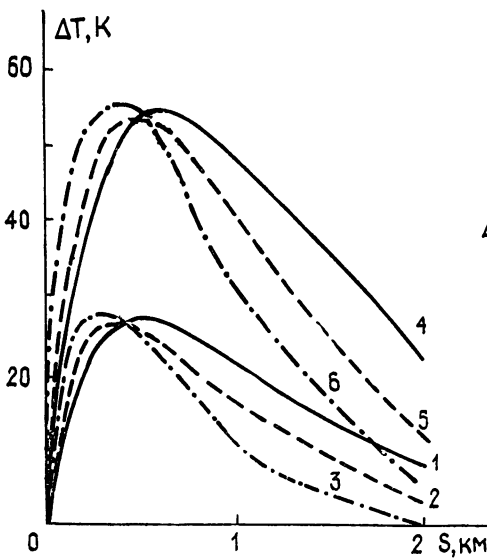


Рис. 4.

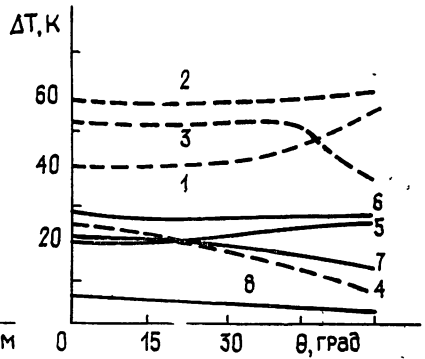


Рис. 5.

Рис. 4. Зависимость ΔT от толщины слоя дождя s для случая рэлеевских рассеивателей ($a=b=0,5 \text{ км}^{-1}$, $k_0=2 \text{ км}^{-1}$) (кривые 1—3) и случая, когда преобладает рассеяние вперед ($a=1 \text{ км}^{-1}$, $b=0,1 \text{ км}^{-1}$, $k_0=2 \text{ км}^{-1}$) (кривые 4—6): сплошные, пунктирные и штрихпунктирные кривые соответствуют зенитным углам $\theta=0, 45$ и 60° .

Рис. 5. Зависимость ΔT от зенитного угла наблюдений θ при разной толщине слоя дождя s для случая рэлеевских рассеивателей ($a=b=0,5 \text{ км}^{-1}$, $k_0=2 \text{ км}^{-1}$) (сплошные кривые 1—4) и для случая, когда преобладает рассеяние вперед ($a=1 \text{ км}^{-1}$, $b=0,3 \text{ км}^{-1}$, $k_0=2 \text{ км}^{-1}$) (пунктирные кривые 5—8): кривые 1, 5 — $s=0,2 \text{ км}$, 2, 6 — $s=0,5 \text{ км}$, 3, 7 — $s=1 \text{ км}$, 4, 8 — $s=2 \text{ км}$.

Таблица 1

Зависимость ΔT , К от R и θ для $f=37 \text{ ГГц}$ и $s=1$ и 3 км

θ , град	$s = 1 \text{ км}$						
	R , мм/ч						
	0,25	2,5	5	12,5	25	50	100
0	0,3	5,9	11,4	20,6	20,6	11,3	3,6
20	0,3	6,1	11,7	20,5	10,3	10,3	3,0
40	0,4	7,0	12,8	20,3	7,5	7,5	1,63
60	0,8	9,6	16,1	20,7	3,6	3,6	0,4
80	1,6	21	17,7	18,6	0,9	0,9	0,05
$s = 3 \text{ км}$							
0	0,8	12,6	17,5	12,5	3,3	0,2	0,01
20	0,8	12,7	17,2	11,6	2,8	0,14	0,01
40	1,0	13,4	16,6	9,0	1,6	0,1	0,01
60	1,5	15,6	15,7	5,1	0,5	0,1	0,01
80	4,1	21,1	11,7	1,5	0,1	0,1	0,01

Интересно отметить, что в соответствии с рис. 3 зависимость ΔT от s имеет максимум, положение которого зависит от угла наблюдений θ и соотношения между a и b . В случае рэлеевских рассеивателей ($a=b$) положение максимума соответствует оптической толщине $\tau = k_0 s \sec \theta \sim 1$. Если $a > b$, то положение максимума слабо зависит от θ и определяется соотношением $k_0 s \sim 1$.

Зависимость ΔT , К от R и θ для $f=140$ ГГц и $s=1$ и 3 км

θ , град	$s = 1$ км						
	R , мм/ч						
	0,25	2,5	5	12,5	25	50	100
0	6,0	25	28,3	19,5	17,4	5,5	0,8
20	6,2	25,4	28,0	18,5	15,7	4,8	0,6
40	7,3	26,7	27,0	15,6	11,9	2,8	0,2
60	10,3	31,0	25,7	10,7	6,0	0,8	0,02
80	25,2	42	19,3	3,9	1,2	0,1	0,002

$s = 3$ км							
0	15	27,0	13,1	2,0	0,43	0,1	0,1
20	15,3	26,0	12,0	21,6	0,44	0,1	0,1
40	16,8	23,1	8,7	0,8	0,3	0,1	0,1
60	21,5	18,0	4,2	0,18	0,1	0,1	0,1
80	38,6	8,2	0,9	0,03	0,1	0,1	0,1

Из рис. 4 видно, что при $k_{0s} \sim 1$ зависимость ΔT от θ очень слабая, при $k_{0s} < 1$ и $k_{0s} > 1$ наблюдается соответственно увеличение и уменьшение ΔT с увеличением θ . Как предполагалось выше, I , и следовательно, ΔT обычно слабо зависят от θ в диапазоне зенитных углов $0 \div 60^\circ$. Это обстоятельство может быть использовано для прямого определения полного вертикального ослабления радиоволн в дожде Γ^B с учетом эффектов многократного рассеяния путем измерения T_{π} при трех зенитных углах $0 < \theta < 60^\circ$ [5].

Исследование зависимости ΔT от рассеивающих свойств среды, т. е. от a и b , показало, что с увеличением рассеяния назад величина ΔT при $a = \text{const}$ и $k_0 = \text{const}$ возрастает.

4. Практическое использование полученных результатов при измерениях ослабления миллиметровых волн в дожде по его излучению. Как отмечалось выше, полученные выражения (20) и (24) позволяют вводить поправку $\Delta T = I_1 T$ в T_{π} и определять ослабление Γ по формуле (25).

Анализ выражения (20) и результатов расчета ΔT на основе (20) показывает, что зависимость ΔT от s в случае дождя хорошо аппроксимируется при $\theta = 0$ выражением

$$\Delta T \approx T[\exp(-\alpha s) - \exp(-k_{0s})]. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (24), из полученного выражения найдем, что измеряемое в дожде по его собственному излучению вертикальное ослабление $\Gamma_{\text{изм}}^B$ при $\theta = 0$ определяется формулой

$$\Gamma_{\text{изм}}^B = \alpha s = \ln[(T - T_{\pi})/T]. \quad (27)$$

Это означает, что отношение $\Gamma_{\text{ист}}^B/\Gamma_{\text{изм}}^B \approx k_0/\alpha$, где $\Gamma_{\text{ист}}^B$ — истинное значение ослабления, равно k_{0s} , не зависит от толщины слоя. Отметим, что отношение k_0/α в миллиметровом диапазоне волн очень слабо зависит от распределения капель дождя по размерам. Согласно проведенным оценкам погрешность восстановления $\Gamma_{\text{ист}}$ по $\Gamma_{\text{изм}}$, обусловленная аппроксимацией (26), при изменении s от 1 до 3 км меняется от 6 до 10%, при этом величина $\Gamma_{\text{ист}}$ всегда завышается. Таким образом, зная связь k_0 с α , легко оценить величину $\Gamma_{\text{ист}}/\Gamma_{\text{изм}}$.

Отметим, что приведенное выше соотношение между $\Gamma_{\text{ист}}$ и $\Gamma_{\text{изм}}$

должно использоваться на практике только в случае сильных дождей с интенсивностью $R > 10$ мм/ч, когда рассеяние в дожде велико, а вклад облаков в ослабление мал. Из анализа работы [14], где одновременно проводились измерения $\Gamma_{\text{ист}}$ по излучению Солнца и $\Gamma_{\text{изм}}$ по собственному излучению дождя на $f=37$ ГГц, следует, что, несмотря на наличие облаков, в случае сильных дождей имеет место хорошее согласие между величинами $\Gamma_{\text{ист}}/\Gamma_{\text{изм}}$ и рассчитанными значениями отношения k_0/α ($\Gamma_{\text{ист}}/\Gamma_{\text{изм}} \approx 1,3$; $k_0\alpha \approx 1,4$).

5. Радиояркие температуры сухих снегопадов. Результаты настоящей работы позволяют оценить $T_{\text{я}}$ снегопадов, поскольку формула (25) в этом случае абсолютно не применима из-за преобладания в снегопадах на миллиметровых волнах эффектов рассеяния.

Анализ работ по ослаблению радиоволн в снегопадах [10] показывает, что при расчетах ослабления частицы снега можно считать сферическими с эффективным диаметром, зависящим от частоты, и с диэлектрической проницаемостью ϵ_s равной ϵ для смеси вода, лед и воздух. Расчеты, выполненные для сухого снега в предположении, что рассеяние является рэлеевским, показали, что ΔT на $f=37$ и 300 ГГц при изменении s от 1 до 3 км и интенсивности снегопада R от 2 до 4 мм/ч может составлять соответственно $10 \div 50$ и $130 \div 200$ К. На рис. 6 приведены зависимости радиояркой температуры сухого снегопада от оптической толщины, рассчитанные на основе численного решения УПИ и нашего аналитического решения. На $f=37$ ГГц $T_{\text{я}}$ очень мала, что подтверждают результаты радиометрических измерений [11].

6. Влияние излучения земли на $T_{\text{я}}$. Предложенный аналитический метод решения уравнения переноса излучения с учетом рассеяния позволяет оценить вклад $\Delta T_{\text{з}}$, вносимый в радиояркую температуру дождя $T_{\text{я}}$ излучением земли, отраженным от дождя. Этот вклад будет определяться выражением

$$\Delta T_{\text{з}} = \kappa T_{\text{з}} I_2(0), \quad (28)$$

так как величина $I_2(0)$ при падении на слой излучения с единичной интенсивностью будет равна коэффициенту отражения K диффузной составляющей от слоя гидрометеоров (см. (3), (8), (13)).

Решая дифференциальное неоднородное уравнение для $I_2(z)$, аналогичное уравнению для $I_1(z)$, с теми же граничными условиями и опускающая члены на один—два порядка меньше по величине, чем главный член, получим

$$I_2(0) \approx \frac{b(1 - e^{-2\alpha s})}{(k_0 - a - \alpha \cos \theta) [(k_0 - a - \alpha \cos \theta)^{-1} (k_0 - a + \alpha \cos \theta) - e^{-2\alpha s}]}. \quad (29)$$

Расчеты показывают, что вклад отраженного от дождя излучения земной поверхности с $\kappa=1$ в $T_{\text{я}}$ может в случае ливневых дождей с интенсивностью $R \sim 100$ мм/ч достигать в миллиметровом диапазоне

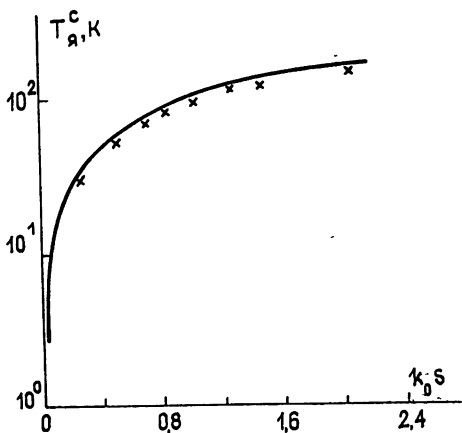


Рис. 6. Зависимость радиояркой температуры снегопадов $T_{\text{я}}^c$ с сухим снегом от оптической толщины $\tau = k_0 s$ при малых углах θ : сплошная кривая — расчет на основе численного решения УПИ, крестики — расчет на основе аналитического решения УПИ.

~ 30 К. Необходимо, однако, отметить, что при $T_3 = T$ радиояркая температура дождя и, следовательно, измеряемое по ней ослабление не зависят от $I_2(0) = K$ (см. формулы (1), (20) и (24)).

Если же $T_3 \neq T$, то в формуле (24) следует учесть дополнительный член $(T_3 - T)I_2(0)$, который характеризует поправку в T_π вследствие неравенства температур T_3 и T . Разность $T_3 - T$ обычно не превосходит 10 К, поэтому даже в случае ливневых дождей с $R \sim 100$ мм/ч величина $(T_3 - T)I_2(0) \leq 3$ К, и ошибка при оценках ослабления Γ по собственному излучению дождя по (20) и (24) вследствие предположения, что $T_3 = T$, не превышает 5%.

На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Предложен новый итерационный метод аналитического решения уравнения переноса излучения (УПИ) с учетом рассеяния, который в отличие от известных приближенных методов по точности не уступает численным методам (см. рис. 2 и 3).

2. Точность решения УПИ при помощи предложенного метода практически не зависит от оптической толщины слоя гидрометеоров и индикатрисы рассеяния единичного объема (см. рис. 3), а также, если зенитный угол наблюдений $\theta < 85^\circ$, от соотношения между коэффициентами рассеяния и поглощения (см. рис. 3 и 6).

3. Решение УПИ в аналитическом виде позволило исследовать зависимость интенсивности рассеянного излучения от угла наблюдений, толщины слоя гидрометеоров и рассеивающих свойств среды.

4. Полученные результаты дают возможность определять истинное ослабление в дожде по радиотепловому излучению с учетом эффектов рассеяния.

5. Показано, что при равенстве температур земли T_3 и дождя T излучение земли не сказывается на результатах измерений ослабления в гидрометеорах по их собственному излучению.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsang L., Kong J. A. et al. // IEEE Trans. 1977. V. AP-25. № 5. P. 650.
2. Ishimaru A., Cheung R. L.-T. // Radio Sci. 1980. V. 15. № 3. P. 507.
3. Mawira A. // Electron. Lett. 1981. V. 17. № 4. P. 162.
4. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981. Т. 1.
5. Голунов В. А., Коротков В. А., Соколов А. В., Сухонин Е. В. // Труды II Всесоюзной школы-симпозиума по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — Фрунзе: Илим, 1986. С. 203.
6. Straiton A. W., Tolbert C. W. // J. Appl. Phys. 1958. V. 29. № 5. P. 776.
7. Nordberg W., Conway J. // Q. J. R. Meteor. Soc. 1969. V. 95. № 3. P. 408.
8. Гущина И. Я., Малинкин В. Г., Соколов А. В., Сухонин Е. В. Препринт ИРЭ АН СССР № 19 (322). М., 1981.
9. Crane R. K. // Proc. IEEE 1971. V. 59. № 1. P. 173.
10. Сухонин Е. В. // Труды II Всесоюзной школы-симпозиума по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — Фрунзе: Илим, 1986. С. 147.
11. Бабкин Ю. С., Сухонин Е. В., Чернышев В. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 2. С. 214.
12. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983. — 216 с.
13. Zavody A. M. // Proc. IEE. 1974. V. 121. № 4. P. 257.
14. Chadha R. // J. Inst. Electron. Telec Eng. 1979. V. 25. № 2. P. 333.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1987 г.,
в окончательном варианте
11 мая 1989 г.

SCATTERING EFFECTS INFLUENCE ON THE BRIGHTNESS TEMPERATURE OF HYDROMETEORS

V. A. Korotkov, E. V. Sukhonin

The iteration method is suggested for the radiation transfer equation solution for a hydrometeors layer in an analytical form accounting for the scattering effects. The method differs from the known ones because it permits to find the layer scattering indicatrix. The scattering indicatrix dependences on the optical thickness, the angle of observation and the medium scattering properties are investigated,