

27 ноября 1986 года, приведенные на рис. 2. В верхней части рисунка изображено изменение интенсивности линии, а в нижней — усредненные спектры до и после возмущения, имевшего место около 18 часов московского времени. Расчет показывает, что в течение часа содержание озона выше 30 км увеличилось от  $5,5 \cdot 10^{17}$  мол/см<sup>2</sup> до  $1,3 \cdot 10^{18}$  мол/см<sup>2</sup>, а затем в течение 3—4 часов релаксировало к прежнему уровню. Сильные внутрисуточные вариации озона, отмеченные нами в течение большей части времени наблюдений, вероятно, могут быть связаны с некоторым особым режимом воздушных течений, характерным для арктической стратосферы.

В заключение еще раз подчеркнем, что нам не удалось обнаружить регулярный суточный ход излучения стратосферного озона на широте Полярного круга в длительных наблюдениях. Что касается средних широт, то серии коротких измерений, проведенных с интервалом два года в Алма-Ате и Горьком, указали на наличие регулярных суточных ходов разного знака.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кисляков А. Г., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. // Сб.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. — Горький. ИПФ АН СССР, 1979. С. 84.
2. Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. // Радиотехника. 1986. № 7. С. 92.
3. Воронов В. Н., Демкин В. М., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Юрков В. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 12. С. 1403.
4. Herman J. R. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 3701.
5. Pollister R. C., Tuck A. F. // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1983. V. 109. P. 271.
6. Lean J. L. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 4973.
7. Natarajan M., Callis L. B., Boughner R. E., Russell J. M., Lambeth J. D. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 1153.
8. Penfield H., Litvak M. M., Gottlieb C. A., Lilley A. E. // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 6115.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
26 июля 1988 г.

УДК 535.233:537.871.5

## ПОЛЯРИЗАЦИЯ УХОДЯЩЕГО СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ ДОЖДЯ С ГОРИЗОНТАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

А. Н. Резник

Одной из актуальных задач радиотеплоложации является обнаружение осадков по измерениям уходящего радиоизлучения системы «земная поверхность — атмосфера». Известные методы, использующие пространственно-временные контрасты радиояркостности [1] или особенности спектральных характеристик теплового излучения дождя [2, 3], недостаточно точны из-за больших ошибок при разделении вкладов облачности и дождя в оптическую толщину атмосферы. В связи с этим большой интерес представляет исследованная в работах [4–7] поляризация теплового излучения среды (в частности дождливой атмосферы), в которой наряду с поглощением существенно рассеяние. Измерение поляризации радиоизлучения дождя на см- и мм- волнах позволяет различить осадки на фоне облачности. По данным работ [4–7] отмеченный эффект имеет место только при наблюдении под углом от нормали к поверхности земли. Последнее затрудняет обнаружение осадков по уходящему СВЧ излучению, поскольку в этом случае поляризация радиоизлучения дождя должна быть измерена на фоне сильно поляризованного излучения земной поверхности. Отсутствие поляризации у теплового излучения осадков в вертикальном направлении связано с тем, что в работах [4–7] дождь моделировался плоским однородным в горизонтальном направлении слоем. В данной работе исследована поляризация ортогонального по поверхности радиоизлучения, возникающая при учете горизонтальной неоднородности дождя.

Будем считать, что слой дождя толщины  $H$  расположен над плоской водной поверхностью  $z=0$ , а интенсивность дождя  $J$  неоднородна вдоль горизонтальной оси  $y$ , причем  $J = \begin{cases} \text{const}, & y > 0 \\ 0, & y < 0 \end{cases}$ . В области дождя считаем показатели поглощения  $\kappa$  и рассеяния  $\alpha$  постоянными, а вне этой области  $\kappa = \alpha = 0$ . Полагаем, что капли дождя имеют сферическую форму. Перенос теплового излучения в поглощающей и рассеивающей средах со сферическими частицами описывается уравнением [8, 9]

$$n \nabla_R T(n, R) + (\kappa + \alpha) T(n, R) - \alpha \int_{4\pi} d\Omega' \hat{p}(n, n') T(n', R) = \kappa I^0 T_0. \quad (1)$$

Здесь  $R$  — пространственная координата в системе  $x, y, z$ ;  $n$  — единичный вектор направления  $\theta, \varphi$ ;  $T = (T_E, T_H, T_u, T_v)$  — вектор яркостной температуры, компонентами которого являются модифицированные параметры Стокса [8], причем  $T_{E,H}$  отвечают соответственно горизонтальной и вертикальной поляризациям;  $p(n, n')$  — матрица рассеяния излучения, которую считаем соответствующей рэлеевскому рассеянию;  $I^0 = (1, 1, 0, 0)$ ,  $T_0$  — температура атмосферы, которую полагаем постоянной и равной температуре подстилающей поверхности.

Граничные условия зададим в виде

$$T(n, R) \Big|_{z=0} = \hat{R}(\theta) T(n^-, R) \Big|_{z=0} + \rho T_0; \quad (2a)$$

$$0 < \theta < \frac{\pi}{2} \quad \theta^- = \pi - \theta$$

$$T(n, R) \Big|_{z=H} = 0, \quad \frac{\pi}{2} < \theta < \pi \quad (26)$$

где  $\hat{R}, \rho$  выражаются через комплексные коэффициенты отражения Френеля  $r_{E,H}$  для горизонтальной и вертикальной поляризаций, причем матрица коэффициентов отражения  $\hat{R}(\theta)$  имеет размер  $4 \times 4$  и содержит элементы  $R_{11} = R_E = |r_E|^2$ ,  $R_{22} = R_H = |r_H|^2$ ,  $R_{33} = R_{44} = \text{Re}(r_E r_H^*)$ ,  $R_{34} = -R_{43} = \text{Im}(r_E r_H^*)$ , остальные элементы  $R_{ij} = 0$ ; вектор коэффициентов излучения подстилающей поверхности  $\rho = (1 - R_E, 1 - R_H, 0, 0)$ ;  $n^-$  — зеркальный по отношению к  $n$  вектор.

Ограничимся при расчете радиоизлучения сантиметровым диапазоном волн. В этом диапазоне альбедо  $\omega_0 = \alpha/\gamma \ll 1$ , где  $\gamma = \kappa + \alpha$  (см., например, [8]). Для решения уравнения (1) применим метод возмущений по параметру  $\omega_0$ , использовавшийся также в работе [7]. Согласно этому методу яркостная температура излучения представляется как  $T = T^{(0)} + T^{(1)}$ , а уравнения для яркостных температур нулевого и первого приближений имеют вид

$$n \nabla_R T^{(0)}(n, R) + \gamma T^{(0)}(n, R) = \gamma I^0 T_0, \quad (3)$$

$$n \nabla_R T^{(1)}(n, R) + \gamma T^{(1)}(n, R) = -\alpha \left[ I^0 T_0 - \int_{4\pi} d\Omega \hat{p}(n, n') T^{(0)}(n', R) \right].$$

Граничные условия для  $T^{(0)}$  идентичны (2), а для  $T^{(1)}$  в правой части (2a) необходимо отбросить второе слагаемое.

При решении системы уравнений (3) необходимо учесть, что из-за симметрии задачи яркостная температура не зависит от  $x$ , т.е.  $T(n, R) = T(\varphi, \theta, y, z)$ , при этом  $n \nabla_R = \cos \theta (\partial/\partial z) + \sin \theta \sin \varphi (\partial/\partial y)$ . Решение уравнений (3) находится в явном виде. Для радиоизлучения дождя в направлении вертикально вверх это решение имеет вид

$$T_{E,H}/T_0 = 1 - \text{Re} e^{-2\tau_z} - \omega_0 e^{-\tau_z} [\Psi_{E,H}^A(\tau_z, \tau_y, \varphi) + R \Psi_{E,H}^B(\tau_z, \tau_y, \varphi)], \quad (4)$$

$$T_u/T_0 = -\omega_0 e^{-\tau_z} [\Psi_u^A(\tau_z, \tau_y, \varphi) + R \Psi_u^B(\tau_z, \tau_y, \varphi)],$$

$$T_v/T_0 = 0.$$

Здесь  $\tau_z = (\kappa + \alpha)H$ ,  $\tau_y = (\kappa + \alpha)y$ ,  $R = |r_E(\theta = 0)|^2 = |r_H(\theta = 0)|^2$ . Функции  $\Psi_{E,H,u}^A, \Psi_{E,H,u}^B(\tau_z, \tau_y, \varphi)$  представляют собой суммы нескольких двойных интегралов по  $\varphi', \theta'$ , которые имеют провоздкий вид и здесь не приводятся.

Результаты расчетов по формулам (4) приведены на рис. 1, 2. Кривые 1—5 на этих рисунках соответствуют интенсивностям дождя  $J = 4, 10, 15, 25, 35$  мм/ч. При проведении расчетов коэффициенты поглощения и рассеяния дождя, а также диэлектрическая проницаемость воды определялись при тех же предположениях, что и в работе [7] для  $T_0 = 283$  К. Считалось, что  $H = 1$  км.

На рис. 1 представлена зависимость степени поляризации радиоизлучения  $\delta T = [(T_E - T_H)^2 + T_u^2]^{1/2}$  от глубины проникновения в зону дождя  $y$  для  $\lambda = 1,6$  см, а на рис. 2 — зависимость  $\delta T$  от длины волны  $\lambda$  для  $\tau_y = 0,2$ . Видно, что при пересечении границы зоны дождя ( $y = 0$ ) наблюдается эффект поляризации теплового радиоизлучения, который сначала резко возрастает, а затем исчезает по мере углубления в зону осадков (рис. 1). Максимум  $\delta T$  достигается на расстоянии  $y \approx 0,5 \div 1$  км от границы дождя. В коротковолновой части сантиметрового диапазона величина  $\delta T$  достигает нескольких градусов (рис. 2) и может быть измерена современными радиометрами. Таким образом, рассчитанный эффект может быть использован для обнаружения зон осадков и установления их границ. Отметим, что степень поляризации излучения  $\delta T$  не зависит от азимутального угла  $\varphi$  (отсчитывается от оси  $x$ ), в то время как каждый из параметров  $T_E, T_H, T_u$  от  $\varphi$  зависит. Направление пре-

имущественной поляризации излучения параллельно фронту дождя, т.е. при  $\varphi=0$  имеем  $T_H - T_E = \delta T$ ,  $T_u = 0$ . Заметим, что при ортогональном зондировании направлениям горизонтальной ( $E$ ) и вертикальной ( $H$ ) поляризаций отвечают единичные векторы  $e = \sin \varphi x^0 - \cos \varphi y^0$ ,  $h = \cos \varphi x^0 + \sin \varphi y^0$ . Зависимость яркостной температуры  $T$  от  $\varphi$  позволяет определить ориентацию фронта дождя. Для этого достаточно провести измерения  $T$  при четырех углах, например 0, 45, 90, 135°, которые удобно отсчитывать от направления движения приемника. Методика дальнейшего определения по этим значениям  $T$  направления преимущественной поляризации излучения хорошо известна (см., например, [10]). Кроме того, максимальное значение и характерный масштаб изменения по  $y$  степени поляризации излучения зависят от интенсивности дождя, поэтому поляризационные измерения позволят оценить интенсивность осадков.

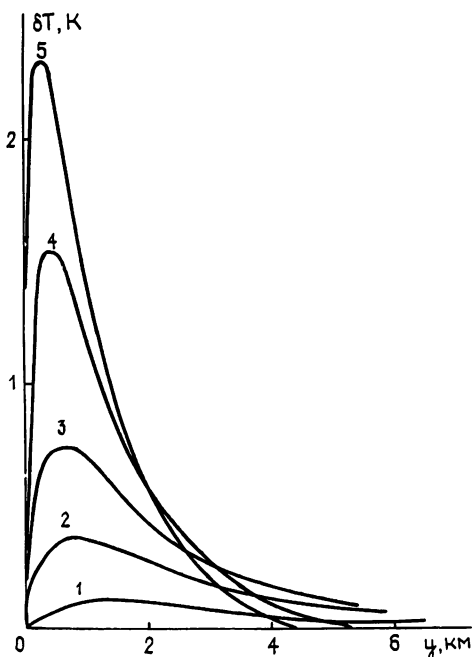


Рис. 1.

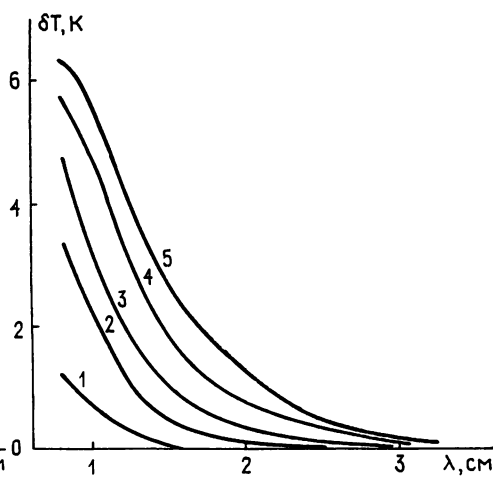


Рис. 2.

В заключение отметим, что при наблюдении под углом от нормали к поверхности земли поляризация радиоизлучения может быть вызвана не только рассеянием, но и несферичностью крупных капель дождя [11], деформирующихся из-за трения о воздух. В ортогональном направлении указанный эффект отсутствует, так как дождевые капли падают относительно воздушного потока вертикально и, следовательно, деформируются в направлении оси  $z$ .

Автор признателен Подвойской О. А. за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. — Л.: Гидрометеониздат, 1966. С. 149.
2. Кутуза Б. Г., Петренко Б. З., Смирнов М. Т. // Труды VI Всесоюзного совещания. — Л.: Гидрометеониздат, 1984. С. 247.
3. Калашников В. В., Колдаев А. В., Мельничук Ю. В. // Труды VI Всесоюзного совещания. — Л.: Гидрометеониздат, 1984. С. 260.
4. Tsang L., Kong J. A., Njoku E., Staelin D. H., Waters J. W. // IEEE Trans. Antennas Propagation. 1977. V. AP-25. № 5. P. 650.
5. Ishimaru A., Cheung R. L.-T. // Radio Sci. 1980. V. 15. № 3. P. 507.
6. Смирнов М. Т. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. № 9. С. 820.
7. Резник А. Н. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 7. С. 1282.
8. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981. Т. 1. — 280 с.
9. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983. — 216 с.
10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973. — 720 с.
11. Кутуза Б. Г. В кн. Радиофизические исследования атмосферы. — Л.: Гидрометеониздат, 1977. С. 201.