

УДК 621.371.332.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН ЛЕДОВЫМИ ПОКРОВАМИ

А. И. Тимченко, Ю. А. Синицын, В. Б. Ефимов

В рамках уравнений теории переноса излучения проведено исследование рассеяния радиоволн слоем с шероховатыми границами и объемным затуханием. Результаты численных расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Рассмотрены также некоторые аналитические решения уравнений переноса.

Одной из основных задач радиолокационного зондирования ледовых покровов является определение возраста льда и его толщины. В настоящее время накоплен большой экспериментальный материал по радиолокационным изображениям льдов различных типов. В микроволновой области рассеяние волн определяется рядом факторов: шероховатой поверхностью, наличием случайно расположенных неоднородностей в объеме, объемным поглощением. Поскольку временная эволюция льда проявляется в его структуре, которая и определяет характер рассеяния, для построения модели отражения волн льдом необходимо знать особенности каждого механизма рассеяния в отдельности.

В работе рассмотрено отражение радиоволн диэлектрическим слоем с шероховатыми границами при различных значениях коэффициента поглощения в объеме. Исследования проведены в рамках уравнений переноса излучения, которые широко используются при решении задач рассеяния [1-3].

Преимуществом данного подхода является его концептуальная простота: как известно, уравнение переноса излучения выражает закон сохранения энергии в физически бесконечно малом объеме. Кроме того, для адекватной интерпретации экспериментальных данных важным обстоятельством оказывается непосредственная связь интенсивности рассеянного излучения с такими феноменологическими параметрами, как коэффициент экстинкции, сечение рассеяния и др. В настоящее время формализм теории переноса получил надежное обоснование с помощью статистико-волновых методов. При применении теории переноса к волноводным системам основные ограничения заключаются в условии малого затухания среднего поля на длине волны и в требовании большой толщины слоя по сравнению с длиной волны излучения [4]. Для многолетних и толстых однолетних льдов в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн эти условия выполняются [5].

В работе [3] с помощью уравнений переноса излучения в результате численного расчета получено сечение обратного (радиолокационного) рассеяния с учетом крупномасштабных неровностей поверхности и объемного рассеяния. В отличие от [3] в настоящей работе рассмотрен случай двухпозиционной локации, который является более информативным, чем обратное рассеяние; помимо численных расчетов получены некоторые аналитические решения системы уравнений переноса.

в слоистой среде с неровной границей. Аналитические решения дают возможность получить наглядную качественную картину процесса рассеяния радиоволн, а также проследить зависимость индикаторы рассеяния от параметров среды. В работе исследована роль шероховатостей границ и объемного затухания в формировании индикаторы рассеяния.

В первом разделе приведена система уравнений переноса, описывающая распространение радиоволн в слоистой среде со случайными границами, и получены приближенные аналитические решения этой системы. Во втором разделе описаны результаты численного моделирования индикаторы рассеяния волн слоем с крупномасштабными неровностями при различных значениях углов наклона и объемного поглощения и проводится сравнение с экспериментом.

1. Рассматриваемая система представляет собой диэлектрический слой со случайно-неровными границами и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = \text{const}$ (рис. 1). Выше слоя диэлектрическая проницаемость равна единице, а ниже $\epsilon_3 \rightarrow \infty$. Источник электромагнитных волн и приемник находятся в верхней среде.

Распространение волн в первой и второй средах описывается уравнениями переноса излучения, которые в стационарном случае имеют вид [5]

$$c_1^+ (\partial f_1^+ / \partial r) = 0; \quad (1)$$

$$c_2^\sigma (\partial f_2^\sigma / \partial r) = -\nu_2 f_2^\sigma, \quad (2)$$

где c_1, c_2 — скорости электромагнитных волн в первой и второй средах, $f_{1,2} = f_{1,2}(\mathbf{k}, r)$ — функции распределения интенсивности излучения в первой и второй средах. Индекс σ принимает два значения $\sigma = \pm$, что соответствует волнам, распространяющимся вверх и вниз ($c k_z^+ > 0$ и $c k_z^- < 0$), \mathbf{k} — волновой вектор волны. Индексы 1, 2 указывают номер среды. Коэффициент ν_2 имеет смысл эффективного времени релаксации излучения в слое, когда ослабление падающего излучения происходит как за счет диссипации энергии в объеме, так и за счет рассеяния. Такое приближенное описание имеет место в случае, если первичное рассеяние излучения от источника преобладает над обратным процессом.

Уравнения (1), (2) следует дополнить граничными условиями для функции распределения при $r=0$

$$f_1(k_1^+) = \int d\mathbf{k}_2^+ |U_2^{(1)}(k_1^+, k_2^+)|^2 f_2(k_2^+) + S_1(k_1^+); \quad (3)$$

$$f_2(k_2^-) = \int d\mathbf{k}_2^- |V_2^{(1)}(k_2^-, k_2^+)|^2 f_2(k_2^+) + S_2(k_2^-) \quad (4)$$

и при $r=-L$

$$f_2(k_2^-) = \int d\mathbf{k}_2^- |V_2^{(2)}(k_2^-, k_2^-)|^2 f_2(k_2^-). \quad (5)$$

Здесь $|U_2^{(1)}|^2, |V_2^{(1)}|^2$ описывают вероятности прохождения излучения из второй среды в первую и рассеяния на границах слоя, значению

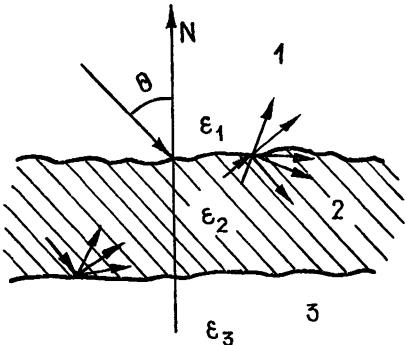


Рис. 1.

$i=1$ соответствует граница $z=0$, значению $i=2$ — $z=-L$, функции $S_1(\mathbf{k}_1^+)$ и $S_2(\mathbf{k}_2^-)$ — интенсивности источника в первой и второй средах, которые выражаются через его распределение $I_0(\mathbf{k}_1^-)$ и характеристики верхней границы слоя следующим образом (см. [6]):

$$\begin{aligned} S_1(\mathbf{k}_1^+) &= \int d\mathbf{k}_1^- |V_1(\mathbf{k}_1^+, \mathbf{k}_1^-)|^2 I_0(\mathbf{k}_1^-), \\ S_2(\mathbf{k}_2^-) &= \int d\mathbf{k}_1^- |U_1(\mathbf{k}_2^-, \mathbf{k}_1^-)|^2 I_0(\mathbf{k}_1^-), \end{aligned} \quad (6)$$

где $|V_1|^2$, $|U_1|^2$ — плотности вероятности рассеяния излучения, падающего из первой среды на границу слоя $z=0$, и прохождения излучения из первой среды во вторую. Так как рассеяние происходит без изменения частоты, интегрирование всюду производится по поверхности $\omega=\text{const}$ ($\omega=c_1, 2k_1, 2$).

Решение уравнения (2) имеет вид

$$f_2^\sigma = \varphi_2^\sigma(\mathbf{k}_2^\sigma) \exp(-v_2 L k_2 / |k_{2z}^\sigma|). \quad (7)$$

С помощью (7), исключая f_2^- из (4), (5), получаем следующее уравнение для функции распределения $\varphi_2^+(\mathbf{k}_2^+)$ при $z=0$:

$$\begin{aligned} \varphi_2^+(\mathbf{k}_2^+) &= \exp(-v_2 L k_2 / |k_{2z}^+|) \int d\mathbf{k}_2^- |V_2^{(2)}(\mathbf{k}_2^+, \mathbf{k}_2^-)|^2 \times \\ &\times \int d\mathbf{k}_2'^+ |V_2^{(1)}(\mathbf{k}_2^-, \mathbf{k}_2'^+)|^2 \varphi_2^+(\mathbf{k}_2'^+) \exp(-v_2 L k_2' / |k_2'^-|) + \\ &+ \exp(-v_2 L k_2 / k_{2z}^+) \int d\mathbf{k}_2^- |V_2^{(2)}(\mathbf{k}_2^+, \mathbf{k}_2^-)|^2 \times \\ &\times S_2(\mathbf{k}_2^-) \exp(-v_2 L k_2 / |k_{2z}^-|). \end{aligned} \quad (8)$$

Как видно из (8), функция распределения излучения φ удовлетворяет уравнению Фредгольма второго рода с ядром, представляющим собой свертку вероятностей рассеяния на шероховатых границах слоя.

Рассмотрим решение уравнения (8) для случая, когда вероятности описывают рассеяние в приближении Кирхгофа. Поскольку данные о реальной функции распределения углов наклона поверхности льда в литературе отсутствуют, в дальнейшем будем рассматривать эффективную гауссову функцию распределения по углам, полученную в результате интегрирования полного распределения в азимутальной плоскости. Таким образом, задача сводится к двумерной, что дает возможность упростить дальнейшие вычисления. В этом случае вероятности рассеяния и прохождения имеют вид

$$\begin{aligned} |V_2^{(1)}(\mathbf{k}_2^+, \mathbf{k}_2^-)|^2 &= \sqrt{\pi/2 \bar{\gamma}_l^2(k_l q^3/q_z^4)} R_2^2 \exp(-q_x^2/2q_z^2 \bar{\gamma}_l^2), \\ |U_2^{(1)}(\mathbf{k}_2^-, \mathbf{k}_1^-)|^2 &= \\ &= \sqrt{\pi/2 \bar{\gamma}_l^2(k_l/k_s)} [4k_s^2(k_i \cos(\theta_i + \theta_s) + k_s)^2] q^{-4} T_2^2 \exp(-q_x^2/2 \bar{\gamma}_l^2 q_z^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь k_i , k_s — волновые векторы падающего и рассеянного излучения соответственно, θ_i , θ_s — углы падения и рассеяния, $q_x = k_i \sin \theta_i - k_s \sin \theta_s$, $q_z = k_i \cos \theta_i - k_s \cos \theta_s$, $q^2 = q_x^2 + q_z^2$, $\bar{\gamma}_l^2$ — дисперсия углов наклона на первой ($l=1$) и второй границах, R_2 , T_2 — коэффициенты отражения и прохождения Френеля для параллельной поляризации.

Вероятность рассеяния излучения источника от первой границы (см. (6)) также описывается выражением (9) для $|V^{(l)}|^2$; в этом случае значения k_i , k_s и R_2 определяются для волн, распространяющихся в верхней полуплоскости.

Рассмотрим случай малых значений дисперсии углов наклона поверхности. Это соответствует ситуации, когда поверхности льда слажены, что чаще имеет место для толстых молодых льдов [7]. Учитывая, что для пологих шероховатостей функция распределения углов наклона является острой, можно вынести из-под интеграла медленно меняющиеся функции, содержащие коэффициенты Френеля, после чего (8) сводится к уравнению Фредгольма с разностным ядром:

$$\begin{aligned} \varphi_2^+(\theta) = & (\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)^{-1/2} \exp(-2v_2 L / \cos \theta) R_1(\theta, \theta_0) \times \\ & \times R_2(\theta, \theta_0) \int d\theta' \varphi_2^+(\theta') \exp\{-tg^2[(\theta - \theta')/2]/2(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)\} + \\ & + (\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)^{-1/2} R_2(\theta, \theta_0) T_1(\theta, \theta_0) \exp(-2v_2 L / \cos \theta) \times \\ & \times \exp\{-tg^2[(\theta - \theta_0)/2]/2(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)\} I_0, \end{aligned} \quad (10)$$

где θ_0 , θ — углы падения и рассеяния в верхней полуплоскости. Здесь предполагалось, что распределение интенсивности источника имеет вид $I_0(k^-) \rightarrow I_0 \delta(\theta - \theta_0)$.

Решая уравнение (10), получаем следующее выражение для функции распределения во второй среде:

$$\begin{aligned} \varphi_2^+(\theta) = & \exp(-2v_2 L / \cos \theta) T_1(\theta, \theta_0) I_0 \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \exp[-\xi^2(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)/2] \exp[-i\xi(\theta - \theta_0)] \{1 - \sqrt{2\pi} R_1(\theta, \theta_0) \times \\ & \times \exp(-2v_2 L / \cos \theta) \exp[-\xi^2(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)/2]\}^{-1}, \\ R_2(\theta, \theta_0) = & 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Функцию распределения $\varphi_2^+(\theta)$ можно также представить в виде ряда

$$\begin{aligned} \varphi_2^+(\theta) = & \exp(-2v_2 L / \cos \theta) T_1(\theta, \theta_0) I_0 \times \\ & \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2\pi)^{(n+1)/2}}{\sqrt{(n+1)(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)}} R_1^n(\theta, \theta_0) \exp(-2v_2 L n / \cos \theta) \times \\ & \times \exp\{-tg^2[(\theta - \theta_0)/2]/2(n+1)(\bar{\gamma}_1^2 + \bar{\gamma}_2^2)\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Выражение (12) допускает простую физическую интерпретацию. Функция распределения выражается в виде бесконечной суммы потоков излучения, многократно переотраженных от границ слоя. Каждый член суммы убывает в меру значения коэффициента отражения, а ширина диаграммы направленности увеличивается при каждом последующем отражении, что обусловлено последней экспонентой в (12). При наличии поглощения в слое сходимость ряда экспоненциально возрастает. Это позволяет оставлять при приближенных вычислениях сравнительно небольшое число членов ряда.

Функция распределения в верхней среде представляет собой сумму вкладов излучения, приходящего из слоя, и излучения источника, однократно отразившегося от верхней границы (см. (3)).

2. Аналитические решения не могут описывать ситуацию во всем диапазоне изменений параметров задачи, представляющем интерес при сравнении теоретических моделей с экспериментальными данными. Поэтому для получения количественных характеристик вклада рассеяния на слое с шероховатой верхней и гладкой нижней границах при наличии ослабления интенсивности поля были проведены расчеты на ЭВМ. Полученное для функции распределения $\phi_2^+(\theta)$ интегральное уравнение Фредгольма второго рода (10) решалось с помощью квадратурных формул [8]. Этот метод основывается на приближении интегрального оператора конечной суммой и последующей заменой уравнения алгебраической системой относительно дискретных значений некоторой функции. Расчеты проведены для горизонтальной поляризации и одномерных шероховатостей в диапазоне изменения дисперсии углов наклона от 0,01 до 0,1 при изменении коэффициента поглощения $-v_2 L$ от 0 до -3 в интервале углов падения 0—30°.

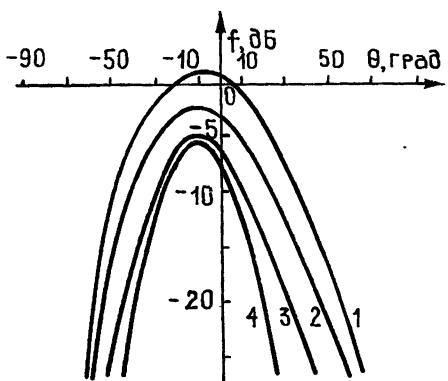


Рис. 2.

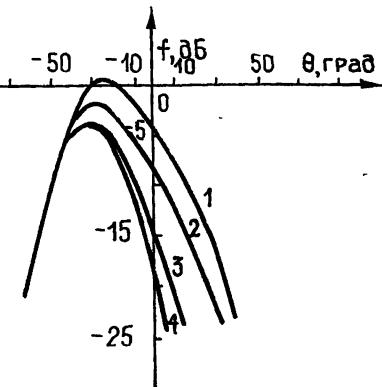


Рис. 3.

Рис. 2. Угловое распределение рассеянного излучения при различных значениях коэффициента затухания и угле падения 10° (цифрами 1—4 соответствуют значения $-v_2 L = 0, -1, -2, -3$; $\gamma^2 = 0,01$, $\theta_0 = 10^\circ$, $\epsilon = 3,14$).

Рис. 3. Угловое распределение рассеянного излучения при различных значениях коэффициента затухания и угле падения 30° (цифрами 1—4 соответствуют значения $-v_2 L = 0, -1, -2, -3$; $\gamma^2 = 0,01$, $\theta_0 = 30^\circ$, $\epsilon = 3,14$).

Результаты приведены на рисунках. На рис. 2, 3 показаны индикатрисы рассеяния для дисперсии углов наклона неровностей $\bar{\gamma}^2 = 0,01$ при различных значениях коэффициента ослабления в слое $-v_2 L = -0, -1, -2, -3$, для углов падения $\theta_0 = 10^\circ, 30^\circ$ и значения диэлектрической проницаемости $\epsilon_2 = 3,14$ (как показали вычисления, в интервале изменения ϵ_2 от 3,14 до 3,5, характерном для льда, индикатрисы рассеяния существенно не меняются). На рис. 4 приведены индикатрисы рассеяния для дисперсии углов наклона, равной $\bar{\gamma}^2 = 0,04$ при угле падения 20°. Для всех приведенных рисунков характерна асимметрия индикатрисы рассеяния относительно направления зеркального отражения.

Обсудим основные закономерности формирования индикатрисы рассеяния в рамках данной модели. При интерпретации аналитических выражений и результатов численных расчетов следует иметь в виду, что индикатриса рассеяния представляет собой сумму двух слагаемых,

описывающих излучение, отраженное верхней границей и вышедшее из слоя. Для первого слагаемого асимметрия определяется коэффициентом отражения, который растет с увеличением угла рассеяния. Экспоненциальная зависимость от углов, являющаяся следствием гауссова распределения наклонов поверхности, симметрична относительно направления зеркального отражения от границы $z=0$. В приближении Кирхгофа функция распределения интенсивности излучения является симметричной и острой по сравнению с коэффициентом отражения Френеля. Поэтому асимметрия при отражении излучения источника от верхней границы проявляется слабо.

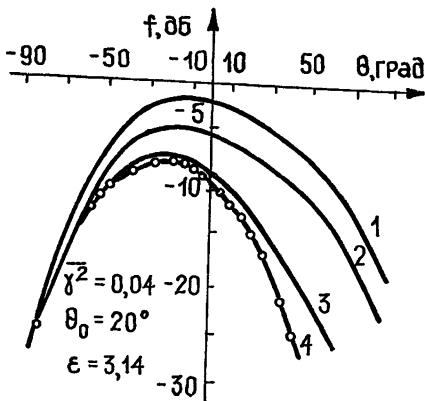


Рис. 4.

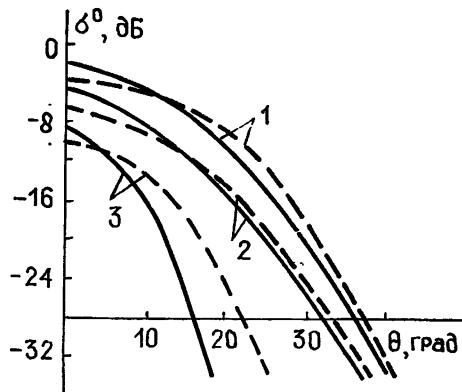


Рис. 5.

Рис. 4. Угловое распределение рассеянного излучения при $\bar{\gamma}^2=0,04$ и угле падения 20° (цифрами 1—4 соответствуют $-v_2 L=0, -1, -2, -3$; $\bar{\gamma}^2=0,04$, $\theta_0=20^\circ$, $\epsilon=3,14$). Кружками отмечен вид $f(\theta)$ при рассеянии только на верхней границе.
Рис. 5. Угловая зависимость сечения радиолокационного рассеяния. Сплошные кривые соответствуют $\bar{\gamma}^2=0,01$, штриховые — $\bar{\gamma}^2=0,02$ (цифрами 1—3 соответствуют значения $-v_2 L=0, -1, -3$ соответственно).

Для излучения, вышедшего из слоя, аналогичная экспоненциальная зависимость обладает асимметрией, обусловленной законом преломления, которая проявляется в угловой зависимости; при малом поглощении вклад излучения, вышедшего из слоя, преобладает над рассеянием излучения источника от верхней границы (рис. 2, 3). При увеличении затухания излучение из слоя уменьшается, и, как видно из рис. 3, при $-v_2 L=-3$ угловая зависимость $f(\theta)$ определяется верхней границей. Таким образом, степень несимметричности индикатрисы рассеяния несет информацию о физических свойствах вещества в слое.

На рис. 5 показано сечение обратного рассеяния (эффективная поверхность рассеяния), рассчитанное в приближении Кирхгофа для значений дисперсии углов наклона поверхности $\bar{\gamma}^2=0,01$ и $\bar{\gamma}^2=0,02$ при различных коэффициентах поглощения в слое.

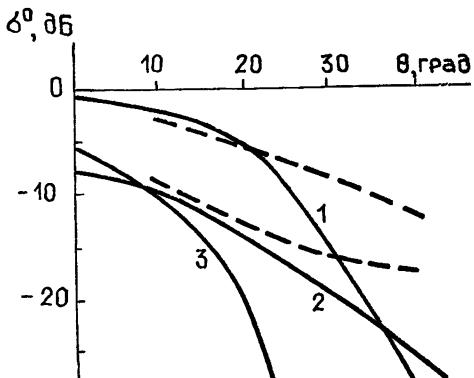


Рис. 6. Сравнение теории с экспериментальными результатами. 1 — $\bar{\gamma}^2 = 0,02$, $v_2 L = 0$; 2 — $\bar{\gamma}^2 = 0,04$, $v_2 L = 2$, 3 — $\bar{\gamma}^2 = 0,01$, $v_2 L = 2$.

Сравнение результатов проведенных численных расчётов с экспериментальными данными [9] показано на рис. 6. Пунктиром обозначено сечение обратного рассеяния для толстого однолетнего (нижняя кривая) и многолетнего (верхняя кривая) льда, по данным [9]. Из рисунка видно, что одной из определяющих характеристик возраста льда является поглощение радиоволн, которое приводит к уменьшению интенсивности рассеяния для молодого льда. Результаты измерений, приведенные в литературе, также свидетельствуют об уменьшении поглощения с возрастом льда, что связано с таянием льда в летний период и последующим опреснением [10].

Другой характеристикой, определяющей ход кривой $\sigma(\theta)$, является шероховатость поверхности. Для старых льдов значение шероховатости, как правило, больше, чем для молодых. С другой стороны, вклад в рассеянный сигнал дают также и объемные неоднородности, которые с точки зрения диэлектрических свойств играют более существенную роль в случае молодых льдов. Этим могут объясняться завышенные значения дисперсии углов наклона для кривой 2, наиболее близко расположенной вблизи экспериментальной кривой. При этом экспериментальная кривая в рассмотренном приближении аппроксимируется расчетной зависимостью с некоторым эффективным значением дисперсии углов наклона $\gamma_2 = 0,04$. Дальнейшее уточнение модели требует детального рассмотрения вклада объемного рассеяния.

Авторы выражают искреннюю признательность А. И. Калмыкову за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fung A. K. — Radio Sci., 1982, 17, № 5, p. 1007.
2. Tsang L., Kubasic M. S., Kong J. A. — Radio Sci., 1981, 16, p. 321.
3. Fung A. K., Eom H. J. — IEEE Trans. Ant. Propag., 1981, 29, № 6, p. 899.
4. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. — Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983.
5. Богородский В. В., Гаврило В. П. Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. — Л.: Гидрометеониздат, 1980.
6. Басс Ф. Г., Синицын Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 6, с. 746.
7. Грищенко В. Д. — Труды Арктического и Антарктического института, 1976, 320, с. 214.
8. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. — Новосибирск: Наука, 1973.
9. Лазарев Э. И., Чижов А. Н., Финкельштейн М. И. Радиолокационные аэроледометрические съемки рек, озер, водохранилищ. — Л.: Гидрометеониздат, 1983.
10. Onstott R. G., Moore R. K., Weeks W. F. — IEEE Trans., 1979, GE-17, № 3, p. 78.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
3 апреля 1984 г.,
после доработки
31 октября 1984 г.

MODELING OF RADIO WAVE SCATTERING BY ICE COVER

A. I. Timchenko, Yu. A. Sinitsin, V. B. Efimov

In the frames of equations of the radiation transfer theory an investigation has been carried out of radio wave scattering by a layer with rough boundaries and volume damping. Results of numerical calculations are compared with experimental data. Some analytical solutions of the transfer equations have been considered.