

УДК 621.371.332.4 551.322

**О РАССЕЙНИИ РАДИОВОЛН ЛЕДОВЫМИ ПОКРОВАМИ***Ф. Г. Басс, Ю. А. Сеницын*

Предложена модель рассеяния радиоволн ледовыми покровами. Построена система кинетических уравнений для функции распределения электромагнитных волн, рассеянных неровностями поверхностей и случайными неоднородностями льда. В различных приближениях получено решение этих уравнений для случайно-неровного однородного льда.

В последнее время дистанционные методы зондирования земной поверхности получили весьма широкое развитие [1]. Это связано с совершенствованием радиофизических методов и средств, используемых для дистанционных исследований. Для интерпретации результатов измерений необходимо иметь модели рассеяния электромагнитных волн земной поверхностью. Из-за разнообразия электрических характеристик исследуемых объектов нельзя создать общую модель, поэтому задачу рассеяния для каждой физической системы приходится решать заново.

Наибольший прогресс в создании модели рассеяния радиоволн, по видимому, был достигнут для морской поверхности, которая представляет собой однородную в диэлектрическом отношении среду, а характеристики отраженного сигнала полностью определяются состоянием (т. е. статистическими свойствами) морской поверхности [2]. Для описания же состояния поверхности моря в настоящее время имеется целый ряд гидродинамических моделей.

Лед представляет собой чрезвычайно сложную систему [3]. Его диэлектрические свойства определяются условиями образования, температурой и возрастом льда и заметно меняются со временем. Электромагнитные волны могут проникать в лед на конечную глубину, поэтому на структуру отраженного сигнала оказывают влияние объемные неоднородности диэлектрической проницаемости. С точки зрения волноводных свойств лед является существенно многомодовой системой. Многократные отражения играют в ряде случаев весьма заметную роль в формировании отраженных сигналов.

В настоящее время нет единой модели, которая бы учитывала влияние всех перечисленных факторов на характеристики отраженного льдом сигнала.

В работе [5] предложена модель, представляющая собой слой диэлектрика, ограниченный плоскими слабошероховатыми поверхностями, допускающими использование метода возмущений. Плавные изменения диэлектрической проницаемости внутри слоя аппроксимируются линейными функциями. Однако в реальных условиях поверхность льда, как правило, представляет собой сложную совокупность крупно- и мелко-масштабных неровностей, что следует учитывать при построении модели рассеяния. Рассмотрению такой модели посвящено наше сообщение. В [6] в рамках уравнения для яркостной температуры рассмотрено прохождение собственного радиотеплового излучения подложки через слой льда, представляющий собой диэлектрик со случайными объемными неоднородностями, ограниченный кирхгофовскими поверхно-

стями. Собственное излучение многослойного диэлектрика, с учетом многолетних изменений структуры ледовых покровов, исследовано в [7, 8]. Влияние объемных неоднородностей в виде случайных эллипсоидов, хаотически расположенных сфер и т. д. рассматривалось в большом числе работ (см. [9] и цитируемую там литературу), причем во всех этих работах слой неоднородной среды был ограничен двумя параллельными плоскостями.

В данной работе распространение электромагнитных волн в ледовых покровах рассмотрено в терминах уравнений переноса (кинетических уравнений) для распределения интенсивности поля по углам и пространственным переменным. Такое описание возможно, так как лед является многомодовой системой в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Это позволяет учитывать как наличие плавных (крупномасштабных) изменений диэлектрической проницаемости в толще диэлектрика, так и рассеяние на границах диэлектрического слоя и на объемных неоднородностях. Характер рассеяния на поверхностях, ограничивающих слой диэлектрика, может быть достаточно произвольным — от случая кирхгофского рассеяния до полностью изотропного и определяется сечением рассеяния, входящим в уравнение.

Производя перенормировку сечений, например так, как это сделано в работах [6, 10], можно учесть влияние затенений и многократное рассеяние волн поверхностью льда, которое может оказаться существенным при наблюдениях на углах, близких к скользящим. Для достаточно гладких поверхностей (когда дисперсия углов наклона мала и сечение имеет острый максимум в направлении зеркального отражения) рассеяние волн на границах льда описывается диффузионным уравнением для функции распределения интенсивности в пространстве углов. Диффузионное приближение рассмотрено в [11], а также весьма плодотворно использовалось в задачах о распространении волн в многомодовых волноводах: в ионосфере [12] и оптических волокнах [13].

В первом разделе обсуждаются свойства системы кинетических уравнений, описывающих распределение излучения в ледовых покровах, и получены граничные условия для радиоволн.

Во втором разделе рассмотрены частные решения уравнений, соответствующие значениям диэлектрической проницаемости, близким к единице (например рыхлый снег), и случай диффузного рассеяния, когда уравнения допускают точное решение.

В третьем разделе исследованы решения, соответствующие диффузионному рассеянию.

1. Радиофизические приборы, используемые в настоящее время для дистанционного наблюдения земной поверхности (радиолокаторы и радиометры), измеряют интенсивность радиосигнала. Поэтому для описания распространения радиоволн при наличии ледовых покровов мы будем использовать функцию распределения интенсивности электромагнитного поля  $f(\mathbf{k}_0; \mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$  по волновым векторам  $\mathbf{k}$  (аргумент  $\mathbf{k}_0$ , выражающий зависимость от волнового вектора падающей волны, в дальнейшем для краткости будет опущен) и координатам  $\mathbf{r}$ . В случае нестационарного сигнала функция распределения может зависеть также от времени. Квадратичная по амплитуде поля функция  $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ , вообще говоря, представляет собой тензор второго ранга. В данной работе для упрощения записи мы будем опускать тензорные поляризационные индексы, которые могут быть легко восстановлены.

На рис. 1 представлена рассматриваемая модель. Исходный сигнал падает на поверхность диэлектрика из среды 1, имеющей диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_1 = 1$ . Среда 2 имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_2 = \epsilon_2(\mathbf{r})$ , представляющую собой сумму регулярной  $\epsilon_2^r$  и флуктуационной  $\epsilon_2^f$  части. Регулярная часть диэлектрической проницаемо-

сти во второй среде описывает крупномасштабные изменения  $\epsilon$  льда (по сравнению с длиной волны), вызванные длительной эволюцией льда. Флуктуационная часть  $\epsilon_2^f$  связана с наличием объемных неоднородностей. Границы льда имеют как крупномасштабные, так и мелко-масштабные неровности. В данной модели мы будем рассматривать случай, когда слой льда расположен на подложке с большой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3 \rightarrow \infty$ , хотя в принципе число слоев типа второй среды может быть произвольным. Функция распределения поля в первой среде подчиняется уравнению

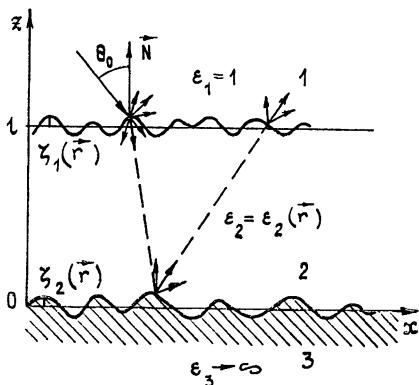


Рис. 1.

$(\partial f_1 / \partial t) + c_1 (\partial f_1 / \partial r) = I_1 + \tilde{S}_1$ , (1)

где  $c_1$  — скорость света в первой среде,  $I_1$  описывает излучение, про-

ходящее из второй среды, а  $\tilde{S}_1$  — часть падающего излучения, отразившегося от границы раздела пер-

вой и второй среды ( $\tilde{S}_1 = \tilde{S}_1(k_1, r, t)$ ). Уравнение (1) описывает вклады электромагнитных волн, пришедших из второй среды, и волн от источника, рассеянных на границе раздела, в распределение интенсивности электромагнитного поля, распространяющегося вверх от границы, т. е. в данном случае регистрирующееся приемником.

Во второй среде удобно ввести распределения  $f_2^+(k_2^+, r, t)$  и  $f_2^-(k_2^-, r, t)$ , где  $k^\pm$  удовлетворяют условиям  $(k_2^+, N) > 0$ ,  $(k_2^-, N) < 0$  ( $N$  — направление нормали к средней поверхности). При этом уравнения для этих функций будут иметь вид

$$\frac{\partial f_2^+}{\partial t} + c_2^+ \frac{\partial f_2^+}{\partial r} + \frac{\partial f_2^+}{\partial k_2^+} \frac{\partial k_2^+}{\partial t} = I_{2s}^+ + I_{2v}^+; \quad (2)$$

$$\frac{\partial f_2^-}{\partial t} + c_2^- \frac{\partial f_2^-}{\partial r} + \frac{\partial f_2^-}{\partial k_2^-} \frac{\partial k_2^-}{\partial t} = I_{2s}^- + I_{2v}^- + \tilde{S}_2. \quad (3)$$

Здесь  $I_{2s}$ ,  $I_{2v}$  — слагаемые, описывающие рассеяние, соответственно на поверхностях и объемных неоднородностях,  $\tilde{S}_2$  — часть первичного излучения, прошедшая во вторую среду,  $f_2^\pm = f_2(k_2^\pm, r, t)$ . Для получения явных выражений для функций источников поля в верхней и нижней среде  $\tilde{S}_1$  и  $\tilde{S}_2$  следует решить задачу рассеяния на верхней границе. Для типичных неровностей это сделано в [10, 11]. Производные  $\partial k_2^\pm / \partial t$  следует выразить через градиенты регулярной части диэлектрической проницаемости с помощью уравнений Гамильтона [14]:

$$\frac{\partial k_2}{\partial t} = - \frac{\partial \omega(k_2)}{\partial r}, \quad \omega = \frac{c_1}{\sqrt{\epsilon_2^f(r)}} k_2. \quad (4)$$

Выражения  $I_1$ ,  $I_{2s}$  имеют вид

$$I_1 = c_2 \int dk_2^+ \tilde{V}_1(k_1^+, k_2^+) f_2(k_2^+),$$

$$I_{2s}^+ = c_2 \int dk_2^- \tilde{V}_3(k_2^+, k_2^-) f_2(k_2^-) - \quad (5)$$

$$- c_2 \int dk_2^+ \tilde{V}_2(k_2^-, k_2^+) f_2(k_2^+) - c_2 \int dk_1^- \tilde{V}_1(k_1^+, k_2^+) f_2(k_2^+),$$

$$I_{2s}^- = c_2 \int dk_2^+ \tilde{V}_2(k_2^+, k_2^-) f_2(k_2^+) - c_2 \int dk_2^- \tilde{V}_3(k_2^-, k_2^-) f_2(k_2^-).$$

Здесь  $\tilde{V}_1$  — вероятность прохождения из второй среды в первую,  $\tilde{V}_2, \tilde{V}_3$  — вероятность рассеяния излучения на верхней и нижней границах соответственно. Влияние объемных неоднородностей будет рассмотрено отдельно. Для многослойной модели аналогично получается система, состоящая из большего числа уравнений. Такая система уравнений может быть получена из уравнений Максвелла (что будет являться предметом отдельного сообщения), однако в отличие от последних, она не содержит информации о фазах электромагнитных волн, по которым в данном подходе производится усреднение в предположении об их хаотичности. Такое огубленное описание, хотя и менее информативно, тем не менее дает необходимое для практики выражение для интенсивности электромагнитного поля.

Для вычисления вероятностей в рассматриваемом приближении поступим следующим образом. Пусть, например, известно  $v_2(k_2^-, k_2^+, \mathbf{n}(\mathbf{r}))\delta(z-l-\zeta_1(x, y))$  — сечение рассеяния излучения из  $k_2^+$  в  $k_2^-$  на локально-плоском участке при  $z=l+\zeta_1(x, y)$ , характеризуемом нормалью  $\mathbf{n}(\zeta_1(x, y)$  — возвышение). Такое локальное сечение может, например, соответствовать зеркальному отражению, отражению на слабо шероховатой поверхности, описываемому в рамках метода возмущений, диффузному рассеянию и т. д. Вероятность  $\tilde{V}_2(k_2^-, k_2^+)$ , входящая в (5), получается усреднением  $v_2\delta(z-l-\zeta_1)$  по ансамблю реализаций направлений  $\mathbf{n}$  и высот неровностей:

$$\begin{aligned} \tilde{V}_2(k_2^-, k_2^+) &= \langle v_2(k_2^-, k_2^+, \mathbf{n})\delta(z-l-\zeta_1) \rangle_{\zeta_1, \mathbf{n}, \zeta_1} = \\ &= \langle v_2(k_2^-, k_2^+, \mathbf{n}) \rangle_{\mathbf{n}, \zeta_1} \langle \delta(z-l-\zeta_1) \rangle_{\zeta_1} = V_2(k_2^-, k_2^+) Q_1(z-l). \end{aligned} \quad (6)$$

Последние два равенства в (6) получены в предположении о статистической независимости возвышений  $\zeta_1$  и углов наклона  $\zeta_1$ . Индекс при угловых скобках указывает, по каким величинам производится усреднение,  $Q(z-l) = \langle \delta(z-l-\zeta_1) \rangle_{\zeta_1}$  — распределение высот верхней границы раздела. Например, в случае зеркального локального сечения из (6) получаем вероятность, соответствующую кирхгофскому рассеянию, для поверхности  $\zeta_1$  с малыми неровностями получается вероятность, учитывающая наличие существенно различных масштабов рассеивателей. Подобное представление поверхности в виде возмущений, характеризуемых известным сечением, наложенных на поверхность с большими неровностями, было сделано в работе [10]. Используя схему, предложенную в [10], в вероятности рассеяния можно учесть также затенение и многократное рассеяние. Остальные вероятности, входящие в (5), могут быть вычислены аналогично.

При выполнении неравенств  $\delta L \ll L_n, a \ll L_n, \delta L \ll L_v, \delta L \ll l$ , где  $\delta L$  — характерные высоты шероховатостей,  $L_n$  — расстояния между объемными неоднородностями,  $a$  — размеры объемных неоднородностей,  $L_v$  — длина затухания волн, можно пренебречь разбросом высот шероховатостей. При этом из уравнений (2), (3) следуют граничные

условия при  $z=0$  и  $z=l$ . Интегрируя (2) и (3) по  $z$  вблизи значений  $z=0$  и  $z=l$ , получаем граничные условия для функций распределения в виде

$$z=l.$$

$$c_1 \alpha_{1N}^+ f_1^+ = c_1 \int dk_2^+ V_1(k_1^+, k_2^+) f_2(k_2^+) + S_1; \quad (7)$$

$$f_2(k_2^-) = f_2(k_2^+) - \frac{1}{\alpha_{2N}^+} \int dk_1^+ V_1(k_1^+, k_2^+) f_2(k_2^+) - \\ - \frac{1}{\alpha_{2N}^+} \int dk_2^- V_2(k_2^-, k_2^+) f_2(k_2^+) + \frac{1}{|\alpha_{2N}^-|} \int dk_2^+ V_2(k_2^+, k_2^-) \times \\ \times f_2(k_2^+) + (1/|\alpha_{2N}^-|)(S_2/c_2); \quad (8)$$

$$z=0:$$

$$\alpha_{2N}^+(f_2^+ - f_2^-) = \int dk_2^- V_3(k_2^+, k_2^-) f_2(k_2^-) - \int dk_2^+ V_3(k_2^+, k_2^-) f_2(k_2^-), \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{k}{k}, \quad \alpha_N = (\alpha, N), \quad S_{1,2} = \int_{l-\delta}^{l+\delta} dz \tilde{S}_{1,2}, \quad \delta \ll l.$$

Эти граничные условия выражают закон сохранения потока излучения. В частности, при специальном виде вероятности рассеяния (см. [15], формула (1.13)) из условий (7)–(9) могут быть получены граничные условия Фукса

2. Исследование системы уравнений (7)–(9) начнем с простейшего случая, когда имеется один слой с шероховатой верхней границей и плоской нижней. Диэлектрическая проницаемость среды  $\mathcal{Z}$  будет предполагаться  $\epsilon_3 \rightarrow \infty$ . В этом случае граничные условия (7)–(9) приводятся к виду

$$c_1 \alpha_{1N}^+ f_1^+ = c_2 \int d\alpha_2^+ V_1(\alpha_1^+, \alpha_2^+) f_2(\alpha_2^+) + S_1; \quad (10)$$

$$f_2(\alpha_2^-) = f_2(\alpha_2^+) - \frac{1}{\alpha_{2N}^+} \int d\alpha_1^+ V_1(\alpha_1^+, \alpha_2^+) f_2(\alpha_2^+) - \\ - \frac{1}{\alpha_{2N}^+} \int d\alpha_2^- V_2(\alpha_2^-, \alpha_2^+) f_2(\alpha_2^+) + \frac{1}{|\alpha_{2N}^-|} \int d\alpha_2^+ V_2(\alpha_2^+, \alpha_2^-) \times \\ \times f_2(\alpha_2^+) + S_2/(c_2 |\alpha_{2N}^-|); \quad (11)$$

$$f_2(\alpha_2^-) = f_2(\alpha_2^+); \quad (12)$$

Из (11), (12) получаем интегральное уравнение для функции  $f_2^+$ :

$$\int d\alpha_2'^+ V_2(\alpha_2'^+, \alpha_2^-) \{f_2(\alpha_2'^+) - f_2(\alpha_2^+)\} - \\ - f_2(\alpha_2^+) \int d\alpha_1^+ V_1(\alpha_1^+, \alpha_2^+) + S_2(\alpha_2^-)/c_2 = 0, \quad (13)$$

где  $\alpha^- = \alpha^+ - 2N(N, \alpha^+)$ .

Уравнение (13) представляет собой уравнение Фредгольма второго рода и вместе с (10) образует замкнутую систему для определения функции распределения сигнала  $f_1(\alpha_1^+)$  в верхней среде.

В случае  $\varepsilon_2 - 1 \ll 1$ , что соответствует рыхлому снегу,  $S_1 \ll S_2$ ,  $V_2 \ll V_1$ , уравнение (13) можно решать методом последовательных приближений по малому параметру  $\varepsilon_2 - 1$ . При этом рассеянное поле в верхней среде с точностью до первого порядка по  $\varepsilon_2 - 1$  имеет вид

$$f_1^+(\mathbf{x}_1^+) = \frac{1}{\mathbf{x}_{1N}^+} \int d\mathbf{x}_2^+ V_2(\mathbf{x}_2^+, \mathbf{x}_1^+) \left\{ \frac{S_0(\mathbf{x}_2^-)}{\Phi_0(\mathbf{x}_2^+)} - \frac{\Phi_1(\mathbf{x}_2^+) S_2(\mathbf{x}_2^-)}{\Phi_0^2(\mathbf{x}_2^+)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Phi_0(\mathbf{x}_2^+)} \int d\mathbf{x}_2'^+ V_2(\mathbf{x}_2'^+, \mathbf{x}_2^-) \frac{S_2(\mathbf{x}_2'^-)}{\Phi_0(\mathbf{x}_2'^+)} \right\} + \frac{S_1(\mathbf{x}_1^+)}{c_1 \mathbf{x}_{1N}^+}, \quad (14)$$

где

$$\Phi_0(\mathbf{x}_2^+) = \int d\mathbf{x}_1^+ V_1(\mathbf{x}_2^+, \mathbf{x}_1^+), \quad \Phi_1(\mathbf{x}_2^+) = \int d\mathbf{x}_2'^+ V_2(\mathbf{x}_2'^+, \mathbf{x}_2^-). \quad (15)$$

Как и ранее  $\mathbf{x}_2^- = \mathbf{x}_2^+ - 2N(N, \mathbf{x}_2^+)$ .

Поскольку свежевыпавший снег имеет, как правило, мелкомасштабные шероховатости, для вычисления (14) можно взять вероятности рассеяния, вычисленные в рамках метода возмущений [11]. При этом функция источника  $S_1$  оказывается пропорциональной спектральной плотности возвышений поверхности (т. е. величина  $S_1$  определяется механизмом избирательного рассеяния), в то время как остальные слагаемые, входящие в (14), являются сложными, вообще говоря, нелинейными функционалами от спектра шероховатости границы двух сред.

Остановимся на одном важном частном случае. Вероятности рассеяния  $V_1, V_2$ , входящие в интегральные уравнения (13), являются сложными функциями углов. В случае анизотропного рассеяния в теории переноса используется аппроксимация вероятности рассеяния рядом по полиномам Лежандра [16]. Первый член ряда соответствует рассеянию по закону Ламберта, при этом полные вероятности имеют вид

$$V_1 = (1/\pi)(1 - \alpha_1) \langle n, \mathbf{x}_2 \rangle_{\tau z_1} = B_{il}^{(1)} \mathbf{x}_{2i}^+ \mathbf{x}_{1l}^+, \\ V_2 = B_{il}^{(2)} \mathbf{x}_{2i}^+ \mathbf{x}_{2l}^-, \quad (16)$$

$$B_{il}^{(1)} = (1/\pi)(1 - \alpha_1) \langle n_z \rangle_{\tau z_1} \delta_{i,3} \delta_{l,3} + \langle n_z (\partial \zeta_{i1} / \partial x_i) (\partial \zeta_{l1} / \partial x_l) \rangle,$$

$$B_{il}^{(2)} = - (1/\pi) \alpha_2 \{ \langle n_z \rangle_{\tau z_1} \delta_{i,3} \delta_{l,3} + \langle n_z (\partial \zeta_{i1} / \partial x_i) (\partial \zeta_{l1} / \partial x_l) \rangle \},$$

где  $\alpha_1, \alpha_2$  характеризуют долю интенсивности, отраженную от границы при распространении, соответственно, из первой среды во вторую и из второй среды в первую. Интегральное уравнение (13) имеет вид

$$\int d\mathbf{x}_2'^+ V_2(\mathbf{x}_2'^+, \mathbf{x}_2^-) f_2(\mathbf{x}_2'^+) - \Phi(\mathbf{x}_2^+) f_2(\mathbf{x}_2^+) + \frac{S_2(\mathbf{x}_2^-)}{c_2} = 0, \quad (17)$$

а ядро уравнения (17) в этом приближении является вырожденным. В (17)  $\Phi = \Phi_0 + \Phi_1$  (см. (15)).

Следует иметь в виду, что для справедливости рассматриваемого приближения дисперсия углов наклона поверхности, по которой производится усреднение в (18), должна быть малой,  $\langle (\nabla \zeta_1)^2 \rangle \ll 1$ , иначе необходимо учитывать вклад многократных отражений для углов рассеяния, близких к плоскости  $z=l$ .

Для изотропного распределения углов наклона поверхности по азимуту из (17), (10) получаем

$$f_1(\boldsymbol{\kappa}_1^+) \approx (1/\pi)\kappa_{2N}^{+(0)} - (1/2\pi)\kappa_{2N}^{+(0)} \langle (\nabla \zeta_1)^2 \rangle + \quad (18)$$

$$+ (1/2\pi) \langle (\nabla \zeta_1)^2 \rangle (\kappa_x^{+(0)} \kappa_{1x}^+ + \kappa_y^{+(0)} \kappa_{1y}^+) (\kappa_{1N}^+)^{-1},$$

где  $\boldsymbol{\kappa}_1^{+(0)}$  — волновой вектор падающей электромагнитной волны источника единичной интенсивности (при выводе (18) для простоты предполагалось, что падающая волна является плоской). Третье слагаемое в (18) описывает анизотропную часть рассеянного поля, если распределение падающего поля было анизотропным в азимутальном направлении (при  $|\kappa_x^{+(0)}| \neq |\kappa_y^{+(0)}|$ ).

3. Рассмотрим случай небольших углов наклона поверхности, а отражение на локально-плоских участках будем предполагать зеркальным. Такой тип поверхности может соответствовать, например, случаю гладкого однолетнего льда, а выбранное приближение — кирхгофскому отражению от слоя со статистически неровной верхней поверхностью и плоской нижней. Вероятности  $V_2$  и  $V_1$ , входящие в (13), при этом имеют резко выраженные максимумы вблизи углов зеркального отражения и преломления соответственно.

Разлагая плавно меняющиеся подынтегральные функции в ряд вблизи максимума вероятности рассеяния, получаем для функции  $f_2(\boldsymbol{\kappa}_2^+)$  уравнение вида

$$\frac{\partial}{\partial \kappa_{2i}^+} \left( D_{in} \frac{\partial f_2^+}{\partial \kappa_{2n}^+} \right) - \Phi_0(\boldsymbol{\kappa}_2^+) f_2(\boldsymbol{\kappa}_2^+) + \frac{S_2(\boldsymbol{\kappa}_2^-)}{c_2} = 0, \quad (19)$$

описывающее диффузию излучения в пространстве углов  $\boldsymbol{\kappa}$ .

В случае, когда неровности изотропны в азимутальном направлении, тензор диффузии  $D_{in}$  в приближении Кирхгофа имеет вид

$$D_{in} = 2\sigma^2 R_2(\cos \theta) \cos \theta \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & 0 & \cos \theta \sin \theta \\ 0 & \cos^2 \theta & 0 \\ \cos \theta \sin \theta & 0 & \sin^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь  $\sigma^2$  — дисперсия тангенсов углов наклона,  $R_2(\cos \theta)$  — коэффициент отражения Френеля (по интенсивности) на границе второй и первой среды, в качестве плоскости падения выбрана  $y=0$ .

Рассмотрим некоторые частные решения диффузионного уравнения (19). В случае вертикального падения поля источника на слой с неровной границей диффузионное уравнение при малых углах рассеяния приводится к виду

$$D \frac{d^2 f_2^+}{d\theta^2} + D \frac{1}{\theta} \frac{df_2^+}{d\theta} - \Phi_0 f_2^+ + \frac{S_2}{c_2} = 0. \quad (21)$$

(В этом случае  $D_{xx}=D_{yy}=D$ ,  $D_{NN}=D_{Nx}=0$ ). Решение уравнения (21) с граничными условиями  $f_2^+(\infty)=0$ ,  $f_2^+(0)<\infty$  (с учетом быстрого убывания  $f_2^+$  с ростом  $\theta$ ) после подстановки в (10) запишется в виде

$$f_1(\theta) = T_2(\theta) \frac{1}{D} \left\{ I_0 \left( \sqrt{\frac{\Phi_0}{D}} \theta \right) \int_0^\infty d\theta' \theta' S_2(\theta') K_0 \left( \sqrt{\frac{\Phi_0}{D}} \theta' \right) + \right. \quad (22)$$

$$\left. + K_0 \left( \sqrt{\frac{\Phi_0}{D}} \theta \right) \int_0^\theta d\theta' \theta' S_2(\theta') I_0 \left( \sqrt{\frac{\Phi_0}{D}} \theta' \right) \right\} + \frac{S_1(\theta)}{c_1 \kappa_{1N}},$$

где  $I_0$ ,  $K_0$  — функции Бесселя мнимого аргумента, функции  $S_1$ ,  $S_2$  описывают отражение и преломление падающей плоской волны от источника на неровной кирхгофской поверхности,  $T_2(\theta)$  — коэффициент прохождения излучения из второй среды в первую,

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= R_1(\theta) \cos \theta w(\theta) \approx R_1(0) w(0), \\ S_2(\theta) &= T_1(\theta) \cos \theta w(\theta) \approx T_1(0) w(0), \end{aligned} \quad (23)$$

где  $R_1(\theta)$ ,  $T_1(\theta)$  — френелевские коэффициенты отражения и прохождения излучения (по интенсивности из первой среды во вторую),  $w(\theta)$  — функция распределения углов наклона поверхности.

Если плоская волна от источника падает под произвольным углом  $\theta$ , то диффузионное уравнение приводится к виду

$$\frac{d^2 f_{2q}^+}{d\theta'^2} + \mu(\theta) \frac{df_{2q}^+}{d\theta'} - \psi(\theta) f_{2q}^+ + \frac{S_2}{c_2} = 0, \quad (24)$$

где  $\theta'$  — отклонение от зеркального направления ( $\theta' \ll \theta$ ),

$$\begin{aligned} f_{2q}(\theta) &= (1/2\pi) \int d\varphi \exp(iq\varphi) f_2(\theta, \varphi), \\ \mu(\theta) &= (D_{xx} \cos^2 \theta + D_{NN} \sin^2 \theta)^{-1} \{ \cos \theta (\partial/\partial\theta)(D_{xx} \cos \theta) + \\ &+ \sin \theta (\partial/\partial\theta)(D_{NN} \sin \theta) - \sin \theta (\partial/\partial\theta)(D_{Nx} \cos \theta) - \\ &- \cos \theta (\partial/\partial\theta)(D_{Nx} \sin \theta) + D_{yy} \operatorname{tg} \theta \}, \\ \psi(\theta) &= (\Phi_0(\theta) + q^2 D_{yy}/\sin^2 \theta)(D_{xx} \cos^2 \theta + D_{NN} \sin^2 \theta)^{-1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Решение (24) имеет вид

$$\begin{aligned} f_{2q}(\theta') &= \frac{1}{V\mu^2 + 4\psi} \left\{ - \int_{-\infty}^{\theta'} d\theta'' \exp[-\lambda_2(\theta' - \theta'')] S_2(\theta'') + \right. \\ &+ \left. \int_{\theta'}^{\infty} d\theta'' \exp[\lambda_1(\theta' - \theta'')] S_2(\theta'') \right\} \frac{1}{D_{xx} \cos^2 \theta + D_{NN} \sin^2 \theta}, \\ \lambda_{1,2} &= -(1/2) \mu(\theta) \pm \sqrt{(1/4) \mu^2(\theta) + \psi(\theta)}. \end{aligned} \quad (26)$$

Результаты численного расчета распределения интенсивности поля в верхней среде в случае нормального падения плоской волны от источника приведены на рис. 2. Сплошные кривые соответствуют распределению поля при различных значениях дисперсии углов наклона шероховатой поверхности ( $\varepsilon_2 = 3,14$ ). Пунктирной кривой для сравнения показана функция  $f_1(\theta)$  для двух значений дисперсии углов наклона поверхности ( $\varepsilon_2 \rightarrow \infty$ ) в случае, когда поле во вторую среду не проникает. Видно, что роль второй поверхности, ограничивающей слой, особенно существенна для малых значений  $\sigma^2$ . Полученные кривые качественно согласуются с имеющимися данными. Для получения количественных характеристик необходимы одновременные дистанционные и контактные измерения ледовых покровов для возможно более точного определения статистических свойств рассеивающих поверхностей. Наличие шероховатостей на нижней поверхности, а также объемные неоднородности приводят к более быстрой изотропизации рассеянного излучения.



Заметим, что вычисляя функцию распределения поля в верхней среде, мы тем самым получаем информацию об ослаблении излучения и поэтому приведенный подход позволяет получать угловое распределение яркостной температуры слоистой среды с неровными границами и объемными неоднородностями.

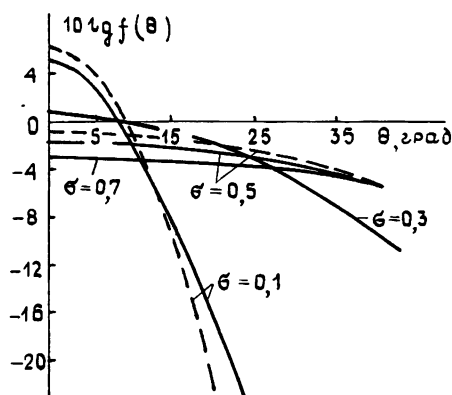


Рис 2. Угловая зависимость функции распределения интенсивности отраженного сигнала для случая вертикального падения при различных значениях дисперсии углов наклона поверхности.

В заключение отметим, что рассмотренные частные случаи, следующие из системы уравнений, не могут описать все многообразие ситуаций, возникающих при радиолокационных наблюдениях естественных, в особенности морских, льдов. Однако предложенный подход позволяет учитывать основные факторы структуры ледовых покровов, влияющие на характеристики радиолокационных сигналов и яркостную температуру льдов, такие как слоистость льдов, неровности границ отдельных слоев, наличие объемных неоднородностей, их анизотропию, возможность плавного изменения диэлектрической проницаемости внутри слоев, эффекты, связанные с деполаризацией рассеяния излучения. Дальнейшим исследованием этой системы, включающим также обоснование пределов ее применимости и численные расчеты, будут посвящены следующие работы.

Авторы выражают глубокую благодарность А. И. Калмыкову, И. М. Фуксу за плодотворные обсуждения, а также А. И. Тимченко за помощь при проведении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 6, с. 809.
- 2 Bass F. G., Fuks I. M., Kalmykov A. I., Ostrovsky I. E., Rosenberg A. D. — IEEE Trans., 1968, AP-16, p. 554.
- 3 Богородский В. В., Гаврило В. П. Лед. Физические свойства Современных методов гляциологии. — Л.: Гидрометеоздат, 1980.
- 4 Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л., Кутев В. А. Радиолокация слоистых земных покровов. — М.: Сов. радио, 1977.
- 5 Parashar S. K., Fung A. K., Moore R. K. — Remote Sensing of Environment, 1978, 7, p. 37.
- 6 Fung A. K., Chen M. F. — Radio Sci., 1981, 16, p. 289.
- 7 Бреховских В. Л., Татарский В. И. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, с. 144.
- 8 Гурвич А. С., Калинин В. И., Матвеев Д. Т. — Изв. АН СССР Сер. Физика атмосферы и океана, 1973, 8, с. 1247.
- 9 Tsang L., Kubasci M. S., Kong J. A. — Radio Sci., 1981, 16, p. 321.
- 10 Копилов Л. Е., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 840.
- 11 Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности — М.: Наука, 1972.
- 12 Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких волн — М.: Наука, 1979.
- 13 Шатров А. Д. — В сб. Обратные задачи теории рассеяния и теория статистически нерегулярных траектор — М.: ИРЭ АН СССР, 1979.

14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля — М: Наука, 1973  
15. Окулов В. И., Устинов В. В. — Физика низких температур, 1979, 5, с. 213.  
16. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. — М: Мир, 1972.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
5 июля 1982 г.

## ON THE RADIO WAVE SCATTERING BY ICE

*F G Bass, Yu A Sinitsyn*

A model is proposed of the radio wave scattering by ice. The system of kinetic equations is obtained for the distribution function of electromagnetic waves scattered by the surface roughness and random inhomogeneities of ice. These equations were solved in various approximations for rough homogeneous ice.

---

### Аннотации депонированных статей

УДК 537 876 45

#### ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН В РЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

*А. И. Бакулин*

Показывается, что распространение собственных волн в регулярном волноводе можно интерпретировать как распространение поперечной волны в анизотропном пространстве с тензорами  $\mu^{\wedge}$  и  $\epsilon^{\wedge}$ . Каждой собственной волне соответствуют свои компоненты тензоров. Показано, что поперечная волна имеет компоненты, совпадающие с поперечными компонентами собственной волны. Определяются компоненты тензоров как функции составляющих собственных волн. Приводятся выводы, вытекающие из предлаваемой интерпретации.

*Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2361-83. Деп. от 3 мая 1983 г.*

---

УДК 523 07+523 164+621 396 946

#### СОГЛАСОВАНИЕ ПЕРЕДАЧИ И ПРИЕМА ПОЗЫВНЫХ СЕТИ ВО ВРЕМЕНИ И ПРОСТРАНСТВЕ

*П. В. Маковецкий*

Синхронизация передатчиков позывных внеземных цивилизаций (ВЦ) моментом наблюдения вспышки Новой позволяет всем ВЦ предсказать дату приема сигнала от каждой звезды. Индивидуалистская стратегия (максимум контактов для себя) неэффективна. Коллективистская (максимум полуконтактов для всех) несравненно эффективнее. Она требует передавать позывные в направлении, антиподальном Новой. Форма облучаемой области — гиперболоид вращения (софокусный с эллипсоидом приема) при критерии времени ожидания, квазицилиндр — при критерии точного расплывания. Выбор критерия связан с имеющимся потенциалом передатчика и точностью астромергии. Обосновывается выбор канала связи в пользу радиоканала. Гипотетические тахионные каналы при решении проблемы первого контакта с ВЦ не имеют никаких преимуществ перед радиоканалом.

*Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 2360-83. Деп. от 3 мая 1983 г.*