

УДК 621.371.222.4

## ДВУХПОЗИЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ПОВЕРХНОСТЬЮ МОРЯ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

*А. И. Калмыков, А. С. Курекин, И. Е. Островский, В. В. Пустовойтенко*

Приведены результаты измерения удельного сечения двухпозиционного рассеяния при малых углах скольжения ( $< 6^\circ$ ) на волнах 3 и 10 см. Даные измерений сопоставляются с расчетом. Показана применимость использованной ранее модели для расчета двухпозиционного рассеяния при малых углах скольжения.

Рассеяние радиоволн поверхностью моря в случае совмещения передающей и приемной антенн исследовано достаточно подробно как экспериментально, так и теоретически. Основные закономерности хорошо объясняются в рамках избирательного механизма рассеяния [1]. Однако рассеяние радиоволн при разносе передающей и приемной антенн изучено совершенно недостаточно [2, 3]. Так, в [2] измерения проведены на акустических волнах; в этом случае отсутствуют поляризационные эффекты и эффекты, связанные с конечным значением  $\epsilon$  и наблюдаемые на радиоволнах при малых углах скольжения. В [3] получена диаграмма рассеяния радиоволн  $\lambda = 5$  см в угломестной плоскости, однако сопоставление с теорией не проведено.

В данной работе измерено двухпозиционное рассеяние радиоволн (3 и 10 см) морем при малых углах скольжения; результаты измерений сопоставлены с расчетом, проведенным в рамках модели избирательного механизма рассеяния.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При измерениях двухпозиционного рассеяния приемники и передатчики располагались на берегу открытой бухты; величина азимутального разноса изменялась путем перемещения передатчика. Высота передающих антенн изменялась от 8 до 18 м для разных позиций; высота приемных антенн — 18 м. Расстояние до рассеивающего пятна на море составляло несколько сотен метров; пятно было достаточно хорошо локализовано. На рис. 1 приведено фото индикатора приемника. Импульс, пришедший непосредственно от передатчика, запускал развертку индикатора; рассеянный морем сигнал приходил с некоторым запаздыванием. Измерения проводились при длительности импульса передатчика 0,5 мксек, такой же была длительность импульса стробирования приемника. Поляризации излучения и приема — линейные, подавление ортогональных компонент в приемнике — около 25 дБ.

Для определения удельного сечения двухпозиционного рассеяния  $\sigma^0$  в абсолютных единицах измерялся прямой сигнал (при наведении передающей и приемной антенн друг на друга)

$$P_{\text{пп}} = \frac{P_{\text{пер}} G_{\text{пер}}}{4\pi R_s^2} \frac{G_{\text{пр}} \lambda^2}{4\pi}. \quad (1)$$

Мощность  $P_g$  рассеянного морем сигнала определяется как

$$P_g = \frac{P_{\text{пер}} G_{\text{пер}}}{4\pi R_1^2} \frac{\sigma^0 S_0}{4\pi R_2^2} \frac{G_{\text{пр}} \lambda^2}{4\pi}. \quad (2)$$

Отсюда

$$\sigma^0 = \frac{4\pi P_g R_1^2 R_2^2}{P_{\text{пр}} R_3^2 S_0}. \quad (3)$$

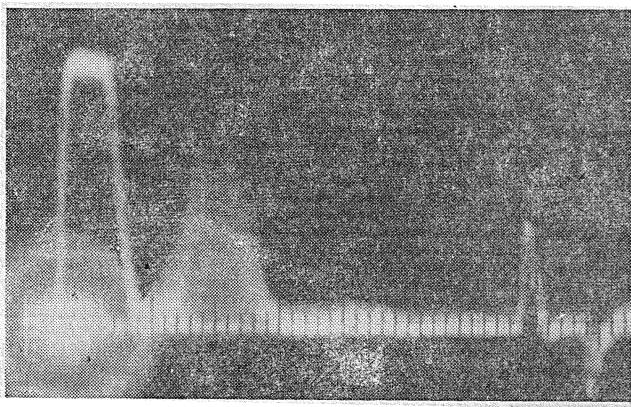


Рис. 1. Фотография индикатора при  $\varphi=92^\circ$ ,  $\psi_1=3,2^\circ$  и  $\psi_2=1,7^\circ$  на волне  $\lambda=10$  см. Первый импульс—зондирующий, второй—отраженный морем, двусторонний—указывает место импульса стробирования. Скорость развертки—0,5 мксек/см.

Таким образом, измерив в относительных единицах прямой  $P_{\text{пр}}$  и рассеянный  $P_g$  сигналы и зная расстояния  $R_1$  (передатчик—рассеивающее пятно),  $R_2$  (приемник—рассеивающее пятно) и  $R_3$  (передатчик—приемник), а также  $S_0$ —площадь рассеивающего участка моря, можно определить абсолютное значение  $\sigma^0$ .

Значения  $\sigma^0$  (в дБ относительно 1 м<sup>2</sup>), измеренные при вертикальной  $\sigma_{\text{vv}}^0$  и горизонтальной  $\sigma_{\text{rr}}^0$  поляризациях излучения и приема\*, приведены в табл. 1.

Таблица 1

	Разнос по азимуту, $\varphi$ , град	Углы, град		$\lambda=3$ см		$\lambda=10$ см	
		приемник $\psi_1$	передат- чик $\psi_2$	$\sigma_{\text{vv}}^0$ , дБ	$\sigma_{\text{rr}}^0$ , дБ	$\sigma_{\text{vv}}^0$ , дБ	$\sigma_{\text{rr}}^0$ , дБ
$H < 10$ см	2	1,7	1,7	-43	-	-48	-
	4	3,4	3,4	-39	-63	-37	-
	92	3,2	1,7	-41,3	<-82	-40	-
$H \approx 2,5$ м	4	3,4	3,4	-30	-37	-32	-35
	8	4,6	4,6	-	-34	-	-27
	46	2,2	2,7	-33,2	-41,2	-	-
	68	2,9	5,2	-34	-38	-30,5	-35
	92	3,2	1,7	-	-51,3	-35,3	-55,3

\* Указанные значения  $\sigma^0$  соответствуют 50% обеспеченности.

Измерения проведены при слабом волнении ( $H < 10$  см), когда на море наблюдалась лишь мелкая ветровая рябь, и при сильном волнении, когда высота волн  $H$  достигала 2,5 м.

Из таблицы видно, что поляризационное отношение  $\delta = \sigma_{\text{vv}}^0 / \sigma_{\text{gg}}^0$  падает с увеличением волнения; эти значения  $\delta$  приведены на рис. 2. Светлые значки соответствуют спокойному морю, заштрихованные — бурному. При малых азимутальных разносах и спокойном море  $\delta > 20$  дБ и составляет всего несколько дБ при сильном волнении. Изменение угла азимутального разноса до  $68^\circ$  не оказывается на значении  $\delta$ . При азимутальном разносе, близком к  $90^\circ$ , значение  $\delta$  превышает 40 дБ при спокойном море и даже при наличии крупных волн не падает ниже 20 дБ.

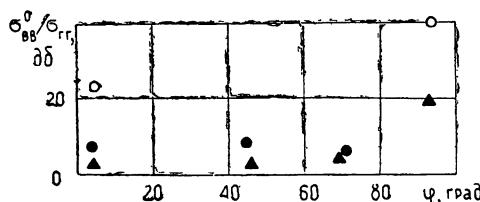


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость поляризационного отношения  $\delta$  от угла разноса  $\varphi$  для разных волнений;

○○○, ●●●—3 см, ▲▲▲ = 10 см.

Рис. 3. Спектр сигнала при интерференции рассеянного морем сигнала с зондирующим;  $\varphi = 92^\circ$ ,  $\psi_1 = 3,2^\circ$ ,  $\psi_2 = 1,7^\circ$ .

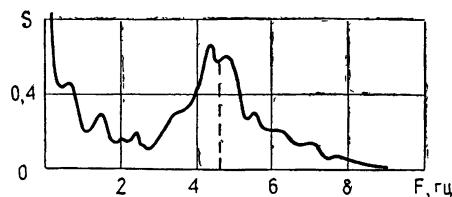


Рис. 3.

Кроме измерений энергетических характеристик рассеянного сигнала в нескольких опытах при спокойном море определялось смещение частоты рассеянного морем сигнала относительно зондирующего сигнала. Для этого при азимутальном разносе  $\varphi = 92^\circ$  длительность импульса передатчика увеличивалась до 1 или 2 мксек. Вследствие того, что частота рассеянного морем сигнала смещена относительно частоты зондирующего на величину, обусловленную скоростью рассеивателей, при их интерференции (рис. 1) в спектре огибающей суммарного сигнала появляются составляющие с частотой смещения рассеянного сигнала.

На рис. 3 приведен спектр суммарного сигнала. Помимо амплитудных флюктуаций (они были и до интерференции низкочастотными с шириной спектра 1—1,5 Гц на  $\lambda = 10$  см (гг)) наблюдается спектр частот смещения с средним значением  $F_0 = 4,6$  Гц.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Чтобы определить, в какой мере полученные экспериментальные данные могут быть истолкованы в рамках избирательного механизма рассеяния, произведем, исходя из этой модели, расчет некоторых характеристик рассеянного сигнала. Согласно основному положению теории, рассеяние определяется мелкомасштабными составляющими волнения с волновым числом

$$\alpha_0 = k(\beta_\perp - \alpha_\perp), \quad (4)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\alpha_\perp$  и  $\beta_\perp$  — проекции единичных векторов  $\alpha$  и  $\beta$  на горизонтальную плоскость (см. рис. 4). В отсутствие крупномасштабных образований значение поля сигнала, рассеянного в верхней полусфере, может быть получено из уравнения (8) в [4] после некоторых его преобразований. Для горизонтальной поляризации излучения и приема имеем

$$E_{rr} = \frac{2k^2 \sin \psi_1 \sin \psi_2 \cos \varphi}{R_1 R_2} \exp[ik(R_1 + R_2)] \zeta(x_0), \quad (5)$$

где  $\zeta(x_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_0} \zeta(r) \exp(-ix_0 r) dr$  — фурье-компоненты морских волн  $\zeta$  с волновым числом  $x_0$ , определяемым согласно (4); другие обозначения в (5) понятны из рис. 4. Для поля вертикальной поляризации при учете, что  $\epsilon \gg 1$  (например, для  $\lambda = 3 \text{ см}, \epsilon = 55 - i 30$ ), получаем

$$\begin{aligned} E_{rr} = & \frac{2\epsilon k^2 \sin \psi_1 \sin \psi_2 (\cos \varphi + \cos \psi_1 \cos \psi_2)}{(1 + \sqrt{\epsilon} \sin \psi_1)(1 + \sqrt{\epsilon} \sin \psi_2)} \times \\ & \times \exp[ik(R_1 + R_2)] \zeta(x_0). \end{aligned} \quad (6)$$

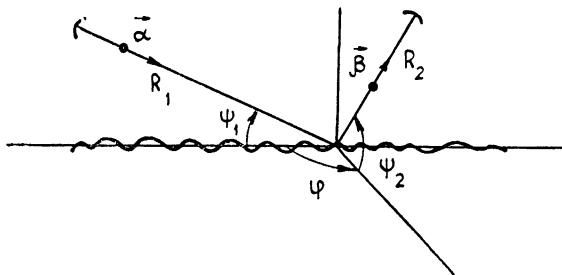


Рис. 4.

Удельное сечение двухпозиционного рассеяния  $\sigma^0$  определяется как

$$\sigma^0 = \frac{4\pi(\overline{EE^*})R_2^2}{S_0 |E_0|^2},$$

где  $E_0$  — поле у рассеивающей поверхности. Учитывая (5) и (6), получаем

$$\sigma_{rr}^0 = 16\pi k^4 \sin^2 \psi_1 \sin^2 \psi_2 \cos^2 \varphi S(x_0); \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^0 = & [16\pi c k^4 \sin^2 \psi_1 \sin^2 \psi_2 (\cos \varphi + \cos \psi_1 \cos \psi_2)^2] \times \\ & \times \{[(1 + \eta_1 \sin \psi_1)^2 + \eta_2^2 \sin^2 \psi_1][(1 + \eta_1 \sin \psi_2)^2 + \eta_2^2 \sin^2 \psi_2]\}^{-1} S(x_0); \end{aligned} \quad (8)$$

здесь  $c = \epsilon \epsilon^*$ ,  $\eta_1 = i \eta_2 = \sqrt{\epsilon}$ .

В выражениях (7) и (8)  $S(x_0)$  — спектральная плотность составляющих морского волнения с волновым числом  $x_0$ :

$$S(x) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{S_0} W(\rho) e^{-ix\rho} d\rho,$$

$$\text{а } W(\rho) = \int_{S_0} \zeta(r) \zeta(r + \rho) dr.$$

Для модуля волнового числа  $x_0$ , определяемого согласно (4), имеем

$$x_0 = k(\cos^2 \psi_1 + \cos^2 \psi_2 + 2 \cos \psi_1 \cos \psi_2 \cos \varphi)^{1/2}, \quad (9)$$

или при малых углах скольжения ( $\psi_{1,2} < 10^\circ$ )

$$x_0 \approx 2k \cos(\varphi/2). \quad (9a)$$

Таким образом, при малых углах скольжения, двухпозиционное рассеяние определяется морскими волнами длиной  $\Lambda_0 = \lambda / (2 \cos \varphi/2)$ , движущимися по биссектрисе угла между направлениями на передатчик и приемник. Отсюда центральная частота смещения рассеянного сигнала

$$F_0 = \sqrt{g \cos(\varphi/2) / \pi \lambda}.$$

Для  $\lambda = 10 \text{ см}$  и  $\varphi = 92^\circ$  имеем  $F_0 = 4,66 \text{ гц}$ , что достаточно хорошо совпадает с измеренным значением  $4,6 \text{ гц}$  (рис. 3) и свидетельствует об избирательном характере двухпозиционного рассеяния радиоволн поверхностью моря.

Сопоставим с расчетом экспериментальные данные абсолютных значений  $\sigma^0$ . Для этого в (7) и (8) необходимо учесть пространственный спектр волнения  $S(x_0)$ . Примем  $S(x) = B x^{-4}$ , где  $B = (2 \div 6) \cdot 10^{-3}$  [6]; такой вид спектра хорошо объясняет особенности обратно рассеянного сигнала [1]. Результаты расчетов  $\sigma_{\text{вв}}^0$  и  $\sigma_{\text{гг}}^0$  для условий, при которых выполнены измерения, и для спокойного моря приведены в табл. 2.

Таблица 2

$\varphi, \text{град}$	$\psi_1, \text{град}$	$\psi_2, \text{град}$	$\lambda = 3 \text{ см}$		$\lambda = 10 \text{ см}$	
			$\sigma_{\text{вв}}^0, \text{дБ}$	$\sigma_{\text{гг}}^0, \text{дБ}$	$\sigma_{\text{вв}}^0, \text{дБ}$	$\sigma_{\text{гг}}^0, \text{дБ}$
2	1,7	1,7	-40 $\div$ -44 (-43)	-77 $\div$ -81 —	-40 $\div$ -44 (-48)	-77 $\div$ -81 —
4	3,4	3,4	-30 $\div$ -34 (-39)	-64 $\div$ -68 (-63)	-30 $\div$ -34 (-37)	-64 $\div$ -68 —
92	3,2	1,7	-40 $\div$ -44 (-41,3)	-94 $\div$ -98 (<-82)	-40 $\div$ -44 (-40)	-94 $\div$ -98 —

В скобках указаны экспериментальные данные. Согласие экспериментальных и рассчитанных значений достаточно хорошее.

Более сложным является сопоставление с расчетом результатов измерений при сильном волнении. Как и ранее [1], предполагаем, что крупная волна лишь изменяет угол наклона  $\gamma$  рассеивающей ряби (9). Угол  $\gamma$  можно определить из сопоставления данных для двух углов скольжения  $\psi'$  и  $\psi''$ . Наиболее просто определить  $\gamma$  в случае измерения обратного рассеяния при горизонтальной поляризации:

$$\operatorname{tg} \gamma = (\sin \psi' - a \sin \psi'') / (a - 1), \quad (10)$$

где

$$a = \sqrt[4]{\frac{\sigma_{\text{гг}}^0(\psi')}{\sigma_{\text{гг}}^0(\psi'')}}.$$

Из данных табл. 1 имеем  $\sigma_{\text{гг}}^0 = -34 \text{ дБ}$  для  $\varphi = 8^\circ$ ,  $\psi' = \psi'_1 = \psi'_2 = 4,6^\circ$  и  $\sigma_{\text{гг}}^0 = -37 \text{ дБ}$  для  $\varphi = 4^\circ$ ,  $\psi'' = \psi''_1 = \psi''_2 = 3,4^\circ$ . Отсюда, согласно (10), получаем  $\gamma = 5,2^\circ$ .

После определения  $\gamma$  представляется возможным сопоставление с расчетом результатов измерений при сильном волнении. Для этого в (7) и (8) следует учитывать локальный угол, определяемый как  $\varphi + \gamma$ . Значения  $\gamma$  будут вообще-то различными для разных направлений наблюдения по отношению к крупной волне. Однако распределение  $\gamma(\varphi)$  оказывается широким [6], и при наблюдении в направлениях, близких к направлению движения волн, что соответствовало условиям измере-

ний, ошибки не будут большими\*. Результаты эксперимента, приведенные с учетом (7) и (8) к углу скольжения  $\psi_{1,2} = 1,7^\circ$ , представлены на рис. 5. Светлые значки соответствуют спокойному морю, темные—бурному.

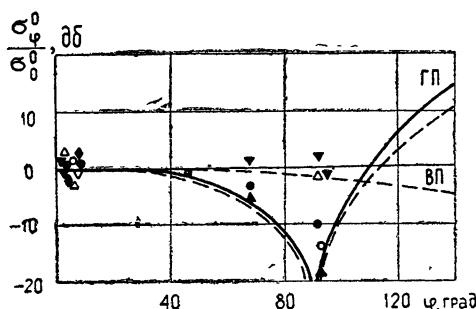


Рис. 5.

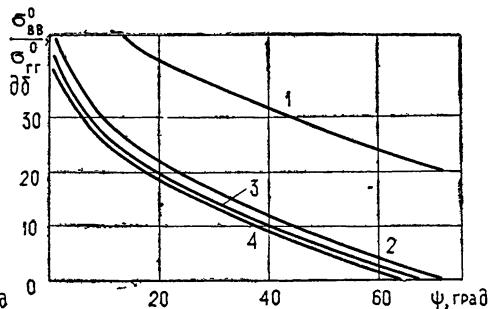


Рис. 6.

Рис. 5. Зависимость сечения двухпозиционного рассеяния от угла разноса  $\varphi$  для горизонтальной (ГП) и вертикальной (ВП) поляризаций при различных характеристиках пространственного спектра: —  $S(x) \sim x^{-4}$ , - - -  $S(x) \sim x^{-3}$ .

ГП—3 см—○○○, ●●●, 10 см—◇ ◇ ◇, ♦♦♦, ВП—3 см—△△△, ▲▲▲, 10 см—▽▽▽, ▼▼▼. Рис. 6. Изменение поляризационного отношения  $\delta$  с углом скольжения  $\psi(\psi_1 = \psi_2)$  для разных углов разноса  $\varphi$ :

$\lambda = 3$  см; 1— $\varphi = 80^\circ$ , 2— $\varphi = 60^\circ$ , 3— $\varphi = 30^\circ$ , 4— $\varphi = 0$ .

Для сопоставления на одном рисунке зависимостей для вертикальной и горизонтальной поляризации измеренные данные нормированы на соответствующие для данной поляризации значения при  $\varphi = 0$  и  $\psi_{1,2} = 1,7^\circ$ . На рис. 5 приведены также расчетные зависимости  $\sigma_\varphi^0/\sigma_{\varphi=0}^0$ , которые получены с учетом (9 а) для  $S(x) \sim x^{-4}$  (двумерные неровности) и  $S(x) \sim x^{-3}$  (одномерные неровности):

$$\frac{\sigma_{\text{вв}}^0(\varphi)}{\sigma_{\text{вв}}^0(\varphi = 0)} = \begin{cases} 1 & (S(x) \sim x^{-4}) \\ \cos(\varphi/2) & (S(x) \sim x^{-3}) \end{cases}; \quad (11)$$

$$\frac{\sigma_{\text{гг}}^0(\varphi)}{\sigma_{\text{гг}}^0(\varphi = 0)} = \frac{\cos^2 \varphi}{\cos^m(\varphi/2)}, \quad (12)$$

где  $m = 4$  для  $S(x) \sim x^{-4}$  и  $m = 3$  для  $S(x) \sim x^{-3}$ .

Расчет и эксперимент показывают, что при вертикальной поляризации излучения азимутальный разнос не приводит к изменению  $\sigma_{\text{вв}}^0$ . В случае горизонтальной поляризации излучения при азимутальных углах разноса  $\varphi \rightarrow 90^\circ$  наблюдается резкое падение значения  $\sigma_{\text{гг}}^0$ , что легко находит геометрическое истолкование. Значительный рост  $\sigma_{\text{гг}}^0$  при  $\varphi > 90^\circ$  обусловлен увеличением спектральной плотности резонансных составляющих волнения. Для вертикальной поляризации этот рост компенсируется уменьшением рассеяния с увеличением угла  $\varphi$ :  $\sigma_{\text{вв}}^0 \sim \sim (\cos \varphi + \cos \psi_1 \cos \psi_2)^2 \approx (\cos \varphi + 1)^2 = 4 \cos^4(\varphi/2)$ , а  $S(x) \sim \cos^{-4}(\varphi/2)$ . К сожалению, экспериментально проверить область  $\varphi > 90^\circ$  не представлялось возможным.

\* При этом не учитывается влияние пены, брызг и др., что может вносить вклад в рассеяние при сильном волнении.

Зависимость  $\sigma_{\text{вв}}^0/\sigma_{\text{гг}}^0$  от угла скольжения для  $\lambda = 3 \text{ см}$  приведена на рис. 6. Здесь  $\psi_1 = \psi_2 = \psi$ ; азимутальный разнос является параметром. Аналогичные кривые, построенные для  $\lambda = 10 \text{ см}$ , отличаются от приведенных не более чем на 1—1,5 дБ. При малых углах скольжения  $\psi$  рассеяние на вертикальной поляризации значительно превышает рассеяние на горизонтальной. При  $\psi_{1,2} > 40^\circ$  значение  $\sigma_{\text{вв}}^0/\sigma_{\text{гг}}^0$  не превышает 10 дБ. Экспериментальные данные, приведенные в табл. 1, находятся в соответствии с теоретическими зависимостями.

Приведенные в табл. 1 абсолютные значения  $\sigma^0$  для 3 и 10 см, полученные в одинаковых условиях, позволяют определить частотную зависимость  $\sigma^0$  в двухпозиционном варианте. Отношения  $\sigma_{\lambda_1}^0/\sigma_{\lambda_2}^0$  лежат в пределах  $(\lambda_1/\lambda_2)^{-1 \pm 1}$  при среднем  $\sigma^0(\lambda) \sim \lambda^{-0.25}$ , что согласуется с данными для обратного рассеяния [7] и расчетами согласно (7) и (8) для  $S(x) \sim x^{-4} \div x^{-8}$ .

Экспериментальные исследования двухпозиционного рассеяния при малых углах скольжения показывают, что рассеяние имеет резонансный характер.

Энергетические характеристики рассеяния определяются соответствующими составляющими спектра морского волнения.

Особенности рассеяния на разных поляризациях связаны со значением диэлектрической проницаемости морской воды и геометрией рассеяния. Рассеяние на вертикальной поляризации зависит от  $\epsilon$  и практически не зависит от разнесения по азимуту. Рассеяние на горизонтальной поляризации не зависит от  $\epsilon$  и наблюдается резкое падение  $\sigma^0$  при разнесении по азимуту в области углов, близких к  $90^\circ$ .

Частотная зависимость двухпозиционного рассеяния не отличается от случая обратного рассеяния.

Авторы благодарят В. Ю. Левантовского за помощь в измерениях и И. М. Фукса за обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. G. Bass, I. M. Fuks, A. I. Kalmykov, I. E. Ostrovsky, A. D. Rosenberg, IEEE Trans. Ant. and Prop., AP-16, № 5, 554 (1968).
2. R. K. Moore, B. E. Parkins, J. Acoust. Soc. Amer., 40, № 1, 170 (1966).
3. V. W. Pidgeon, IEEE Trans. Ant. and Prop., AP-14, № 3, 405 (1966).
4. И. М. Фукс, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 9, № 5, 876 (1966).
5. О. М. Филиппс, Динамика верхнего слоя океана, изд. Мир, М., 1969.
6. А. А. Загородников, Радиотехника и электроника, 16, № 1, 104 (1970).
7. N. W. Guinard, J. C. Daley, Proc. IEEE, 58, № 4, 543 (1970).

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
3 мая 1972 г.

#### TWO-POSITION RADIO WAVE SCATTERING BY THE SEA SURFACE AT SMALL SLIP ANGLES

A. I. Kalmykov, A. S. Kurekin, I. E. Ostrovskii, V. V. Pustovoytenko

The results of measuring the specific two-position scattering section at small slip angles ( $< 6^\circ$ ) at 3 and 10 cm wavelengths are presented. The measurement data are compared with the calculation. The application of the utilized earlier model for calculating the two-position scattering at small slip angles is shown.