



Двухпозиционное КВ рассеяние взволнованной морской поверхностью. I. Теория

А. С. Брюховецкий¹, А. С. Кашеев, С. Б. Кашеев, Ю. М. Ямпольский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: yampol@rinan.kharkov.ua*

*¹Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
Украина, 61085, г. Харьков, ул. Ак. Проскуры, 12
E-mail: apertura@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2003 г.

В первой части статьи теоретически исследуется спектр электромагнитных волн, рассеянных морской поверхностью, в первом порядке теории возмущений. Рассматривается случай линейной всенаправленной антенны, которая расположена вблизи морской поверхности, освещаемой падающим полем. Учитывается конечная проводимость морской воды, скользящее распространение рассеянных волн, возможное движение приемника и поверхностное течение. Выполнены предельные переходы к известным решениям частных задач.

У першій частині статті теоретично досліджується спектр електромагнітних хвиль, розсіяних морською поверхнею, у першому порядку теорії збурень. Розглядається випадок лінійної всепрямованої антени, розташованої поблизу морської поверхні, освітленої падаючим полем. Враховується скінченна провідність морської води, ковзне розповсюдження розсіяних хвиль, можливий рух приймача та поверхнева течія. Виконано граничні переходи до відомих рішень окремих задач.

Введение

История радиоокеанографических исследований в декаметровом диапазоне [1, 2] насчитывает около полувека, однако и в настоящее время существует достаточно много пробелов как в теоретическом описании рассеяния радиоволн морской поверхностью, так и в интерпретации результатов экспериментальных измерений, что не позволяет, в частности, достаточно надежно решать важную практическую задачу – бесконтактным способом определять метеоусловия и состояние поверхности моря. Объясняется это сложным характером зависимости рассматриваемого явления от

большого числа параметров. Попытки существенных упрощений в постановке математической задачи для облегчения решения ограничивают применимость получаемых результатов к практическим ситуациям. В особенности это касается скользящего распространения, когда либо падающее, либо рассеянное излучение направлено вдоль рассеивающей поверхности. Так, в известной работе Баррика [3] удельное сечение рассеяния получено в предположении идеальной проводимости поверхности. Этому условию с определенной “натяжкой” удовлетворяет случай больших углов падения и рассеяния

плоских однородных волн при высокой проводимости рассеивающей поверхности. Применение полученных при этом выражений к скользящему распространению, а тем более, априорное введение в них множителя ослабления, представляет уже не предмет последовательной теории, а постулирование определенной эвристической модели.

Известно [4], что для вертикально поляризованных плоских электромагнитных волн при высокой проводимости поверхности коэффициент отражения Френеля изменяется от значения, близкого к +1, при угле падения $\theta_0 = 0$ (а в случае идеальной проводимости – при любых значениях θ_0), до значения –1 при $\theta_0 = \pi/2$, что приводит к нулевым значениям напряженности поля на границе раздела при $\theta_0 = \pi/2$. Поэтому постановка задачи о рассеянии отдельно взятой плоской волны при скользящем распространении над морской поверхностью не соответствует реальности. Для корректного описания необходимо рассматривать падение пучка плоских как однородных, так и неоднородных волн, возбуждаемых источниками. Именно неоднородные волны не только описывают ближнее поле источника или рассеивателя ([4], с. 217), существенно отличное от нуля, но и определяют множитель ослабления, зависящий от положения полюса коэффициента Френеля в комплексной плоскости углов падения: $\theta_p \approx \pi/2 + ip$, где $|p| \ll 1$ ([4], с. 241).

Постановка задачи

В настоящей работе рассмотрено рассеяние радиоволн (в первом порядке теории возмущений) в ближней зоне приемной антенны. Учтены, в определенной степени, следующие особенности процесса рассеяния:

- а) конечная проводимость поверхности;
- б) скользящее распространение рассеянных волн;
- в) расположение приемной антенны в пределах освещенной рассеивающей площадки морской поверхности;
- г) регистрация рассеянного излучения в диапазоне азимутальных углов $0 \div 2\pi$;

- д) наличие поверхностного течения;
- е) движение приемника.

В известной нам литературе отсутствует решение задачи рассеяния в такой общей постановке. Оно представляет интерес в плане дальнейшего развития океанографических исследований в декаметровом диапазоне радиоволн, а именно, может быть использовано для сопоставления с результатами проведенных экспериментов [5] и решения обратной задачи – определения бесконтактным способом параметров морского волнения. Найденное решение внесет вклад в развитие методики расчетов в теории рассеяния радиоволн.

Основные уравнения и методы их решения

Основными уравнениями в теории рассеяния электромагнитных волн являются уравнения Максвелла для напряженности \vec{E} и \vec{H} электрического и магнитного полей.

В самой общей постановке должны быть заданы источники поля. В упрощенной постановке, при значительном удалении источников от объектов рассеяния, можно ограничиться заданием падающего поля вместо задания источников. Рассматриваемую математическую задачу составляют уравнения для напряженностей поля с дополнительными условиями на граничных поверхностях и на бесконечности.

В качестве граничных условий выберем упрощенные условия импедансного типа (условия Леонтовича):

$$[\vec{N}, \vec{E}] - \eta_0 [\vec{N} [\vec{N}, \vec{H}]] \Big|_{z=\zeta(\vec{r}, t)} = 0, \quad (1)$$

где η_0 – поверхностный импеданс ($|\eta_0| \ll 1$, что оправдано при высокой проводимости σ случайной поверхности $z = \zeta(\vec{r}, t)$); $\vec{N} = (\vec{i}_z - \vec{\gamma}) / \sqrt{1 + \gamma^2}$ – внешняя нормаль к морской поверхности, $\vec{\gamma} = \nabla \zeta(\vec{r}, t)$, \vec{i}_z – единичный орт вдоль оси z .

Характерные частоты изменения формы поверхности и других параметров задачи счи-

таем малыми по сравнению с частотой ω_0 электромагнитного поля, что позволяет использовать квазистационарное приближение. Источник, расположенный в точке O_1 (радиус-вектор \vec{R}_1 , рис. 1), приподнят достаточно высоко над “средней” поверхностью $z = \langle \zeta(\vec{r}, t) \rangle = 0$ и находится в зоне разделения спектров ([6], §10), так что $kL/R_1 \ll 1$. Для точки наблюдения O_2 (радиус-вектор \vec{R}_2) соблюдено обратное неравенство $kL/R_2 \gg 1$. Здесь l – радиус корреляции неровностей, L – размер освещаемой площадки, $k = \omega_0/c$ – электромагнитное волновое число.

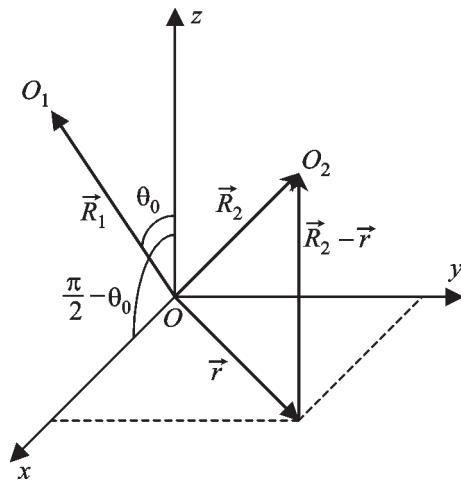


Рис. 1. Геометрия рассеяния

При равномерном движении наблюдателя со скоростью $\vec{u} = (u_x, u_y)$ параллельно средней поверхности имеем $\vec{R}_2(t) = \vec{R}_2(0) + \vec{u}t$. Скорость поверхностного течения $\vec{v} = \text{const}$.

Среднее поле $\vec{E} = \langle \vec{E} \rangle$, $\vec{H} = \langle \vec{H} \rangle$ определим в борновском приближении (пренебрегая членами порядка $O(\zeta^2)$ в граничном условии).

В первом приближении теории возмущений для флуктуаций электрического поля $\vec{e} = \vec{e}_\perp + \vec{i}_z e_z$ и магнитного \vec{h} поля, получим граничное условие:

$$\vec{e}_\perp - \eta_0 \left[\vec{i}_z \vec{h} \right] \Big|_{z=0} = -\vec{B}_1 - \vec{B}_2 \equiv -\vec{B}, \quad (2)$$

где

$$\vec{B}_1 = \left[\vec{i}_z \left[\nabla_\zeta, \vec{E} \right] \right] \Big|_{z=0}, \quad (3)$$

$$\vec{B}_2 = -\zeta \left[\vec{i}_z \left[\vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \vec{E} \right] \right] \Big|_{z=0}. \quad (4)$$

Индекс \perp означает составляющую перпендикулярную к \vec{i}_z .

Чтобы не усложнять задачу учетом произвольной поляризации падающего поля $\vec{E}^{(i)}$, $\vec{H}^{(i)}$, ограничимся наиболее интересным для практики случаем вертикальной поляризации. Условие $kL/R_1 \ll 1$ позволяет заменить задание источника поля заданием падающей волны ([6], с. 99)

$$\vec{E}^{(i)} = -G \vec{g}_0 e^{i[\vec{k}_\perp \vec{r} + k_z z - \omega_0 t]}, \quad (5)$$

$$\vec{H}^{(i)} = G \vec{p}_0 e^{i[\vec{k}_\perp \vec{r} + k_z z - \omega_0 t]}. \quad (6)$$

Здесь $G = (A/R_1) e^{ikR_1}$, $A = \text{const}$,

$$\begin{cases} k = \vec{k}_\perp + \vec{i}_z k_z, \vec{k}_\perp = k \vec{\alpha}_\perp, k_z = k \alpha_z, \vec{\alpha} = -\vec{R}_1/R_1, \\ \vec{p}_0 = \frac{[\vec{i}_z, \vec{\alpha}]}{[\vec{i}_z, \vec{\alpha}]}, \vec{g}_0 = [\vec{\alpha}, \vec{p}_0], \vec{g} = [\vec{\beta}_0, \vec{p}_0], \vec{\beta}_0 = \vec{\alpha} - 2\vec{i}_z \alpha_z. \end{cases} \quad (7)$$

Если в эти формулы ввести угол падения θ_0 , то $k_\perp = k \sin \theta_0$, $k_z = -k \cos \theta_0$.

Выберем плоскость $y = 0$ в качестве плоскости падения. Тогда

$$\begin{cases} \vec{p}_0 = (0, 1, 0), \vec{\beta}_0 = (\sin \theta_0, 0, \cos \theta_0), \vec{\alpha} = (\sin \theta_0, 0, -\cos \theta_0), \\ \vec{g}_0 = (\cos \theta_0, 0, \sin \theta_0), \vec{g} = (-\cos \theta_0, 0, \sin \theta_0). \end{cases} \quad (8)$$

Среднее рассеянное поле ищем в виде

$$\begin{cases} \vec{E}^{(s)} \\ \vec{H}^{(s)} \end{cases} = \begin{cases} -\vec{g} \\ \vec{p}_0 \end{cases} GR_{\parallel} e^{i(\vec{k}_\perp \vec{r} - k_z z - \omega_0 t)}, \quad (9)$$

где R_{\parallel} – коэффициент отражения, определяемый при подстановке среднего поля, равного сумме падающего и среднего рассеянного, в граничное условие:

$$R_{\parallel} = (\cos \theta_0 - \eta_0) / (\cos \theta_0 + \eta_0). \quad (10)$$

Представим флуктуации поля \vec{e} и \vec{h} фурье-разложениями с амплитудами $\vec{e}(\vec{\chi}, \omega)$, $\vec{h}(\vec{\chi}, \omega)$ соответственно:

$$\begin{aligned} & \{ \vec{e}(\vec{r}, z, t), \vec{h}(\vec{r}, z, t) \} = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{\chi} \{ \vec{e}(\vec{\chi}, \omega), \vec{h}(\vec{\chi}, \omega) \} e^{i(\vec{\chi}\vec{r} + \chi_z z - \omega t)}, \quad (11) \end{aligned}$$

где $\chi_z = \sqrt{k^2 - \chi^2}$, $\text{Im}\chi_z \geq 0$.

Выразив из уравнений Максвелла \vec{h} через \vec{e} , а e_z через \vec{e}_{\perp} , для фурье-амплитуды $\vec{e}(\vec{\chi}, \omega)$ найдем из уравнения (2) (ср. [7], формула 4):

$$\vec{e}_{\perp}(\vec{\chi}, \omega) = -\frac{k\vec{B}(\vec{\chi}, \omega)}{k + \chi_z \eta_0} + \eta_0 \frac{\vec{\chi}(\vec{\chi} \cdot \vec{B}(\vec{\chi}, \omega))}{(\chi_z + k\eta_0)(k + \chi_z \eta_0)}, \quad (12)$$

$$\vec{e}_z(\vec{\chi}, \omega) = \frac{\vec{\chi} \cdot \vec{B}(\vec{\chi}, \omega)}{\chi_z + k\eta_0}, \quad (13)$$

где $\vec{B}(\vec{\chi}, \omega)$ – фурье-амплитуда $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r}, t)$.

Нас будет интересовать случай линейной антенны, ориентированной вдоль направления $\vec{p} = \vec{i}_z$. Тогда $e_p = (\vec{e} \cdot \vec{p}) = e_z(\vec{r}, z, t)$.

Воспользовавшись фурье-разложением

$$\begin{aligned} & \zeta(\vec{r}, t) = \\ & = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{\chi}' \sum_{s=\pm} \tilde{\zeta}_s(\vec{\chi}') e^{i(\vec{\chi}'\vec{r} - \omega't)} \delta[\omega' - \tilde{\Omega}_s(\vec{\chi}')], \quad (14) \end{aligned}$$

определим

$$\begin{aligned} & \vec{B}(\vec{\chi}, \omega) = -iG \{ [g_{0z} + R_{\parallel}g_z] \cdot (\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp}) + \\ & + k_z [i_z(-g_{0z} + R_{\parallel}g_z) + (\vec{g}_0 - R_{\parallel}\vec{g})] \} \times \\ & \times \sum_{s=\pm} \tilde{\zeta}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp}) \delta[\omega - \omega_0 - \tilde{\Omega}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp})], \quad (15) \end{aligned}$$

где $\tilde{\Omega}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp})$ – закон дисперсии колебаний поверхности с учетом поверхностного течения [8].

Комбинируя (15) и (13), находим:

$$\begin{aligned} & \vec{e}_z(\vec{\chi}, \omega) = \\ & = D(\vec{\chi}) \sum_{s=\pm} \tilde{\zeta}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp}) \cdot \delta[\omega - \omega_0 - \tilde{\Omega}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_{\perp})], \quad (16) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} & D(\vec{\chi}) = -[iG/(\chi_z + k\eta)] \times \\ & \times \{ \vec{\chi}(\vec{\chi} - \vec{k}) [g_{0z} + R_{\parallel}g_z] + k_z (\vec{\chi} \cdot [\vec{g}_0 - R_{\parallel}\vec{g}]) \}. \quad (17) \end{aligned}$$

Образовав временную корреляционную функцию $B(\tau)$ сигнала $e_z(\vec{r}, z, t)$, можно вычислить энергетический спектр временных флуктуаций сигнала:

$$\begin{aligned} & S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\vec{\chi}' \frac{1}{2} |D(\vec{\chi}')|^2 \times \\ & \times \sum_{s'=\pm} \tilde{W}_{s'}(\vec{\chi}' - \vec{k}_{\perp}) \cdot e^{i(\vec{\chi}'\vec{r} - \omega'\tau)} e^{-2\text{Im}\chi'_z \tau}. \quad (18) \end{aligned}$$

При вычислении $S(\omega)$ использована дельта-коррелированность спектральных амплитуд [8]:

$$\begin{aligned} & \langle \tilde{\zeta}_{s'}(\vec{\chi}' - \vec{k}_{\perp}) \cdot \tilde{\zeta}_{s''}^*(\vec{\chi}'' - \vec{k}_{\perp}) \rangle = \\ & = \frac{1}{2} \tilde{W}_{s'}(\vec{\chi}' - \vec{k}_{\perp}) \cdot \delta_{s's''} \delta(\vec{\chi}' - \vec{\chi}''), \quad (19) \end{aligned}$$

где $\delta_{s's''}$ – символ Кронекера; $\tilde{W}_s(\vec{\chi}' - \vec{k}_\perp)$ – несимметричный спектр волновых чисел [8], причем $\omega' = \omega_0 + \tilde{\Omega}_s(\vec{\chi}' - \vec{k}_\perp)$, а $-2\text{Im}\chi'_z z \leq 0$, т. к. $\text{Im}\chi'_z z \geq 0$ и $z \geq 0$.

Поскольку $\text{Im}\chi'_z \equiv 0$ для $\chi' \leq k$, а для $\chi' \geq k$ получаем $\chi'_z = i|\chi'_z|$, область интегрирования по $\vec{\chi}'$ в (18) (далее, в (20) и ниже, – по $\vec{\chi}$) разбивается на две (рис. 2): область внутри круга $|\vec{\chi}'| = k$, где рассеянные волны только однородные плоские; область вне круга $|\vec{\chi}'| = k$, где все рассеянные волны неоднородные.

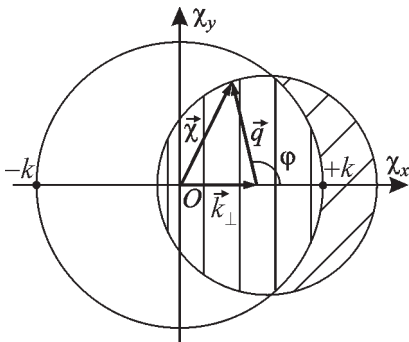


Рис. 2. Область интегрирования в (18) по $\vec{\chi}$ (заштрихована для значений $k - k_\perp < |\vec{\chi} - \vec{k}_\perp| < k + k_\perp$)

Если $kz \gg 1$, то с ростом χ' $e^{-2\text{Im}\chi'_z z} \ll 1$ и интегралом по этой области волновых чисел можно пренебречь. Если $z \rightarrow 0$ (точка наблюдения на средней рассеивающей поверхности), то вклад неоднородных волн на определенных частотах может быть преобладающим. Ниже будем рассматривать случай точечной антенны в точке $z = 0$. Выполнив в (18) интегрирование по τ , получим:

$$S(\omega) = \frac{1}{2} \sum_{s=\pm} \int \int d^2\vec{\chi} |D(\vec{\chi})|^2 \tilde{W}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_\perp) \times \delta\left[\omega - \omega_0 + \vec{\chi}\vec{u} - (\vec{\chi} - \vec{k}_\perp)\vec{v} - s\Omega(|\vec{\chi} - \vec{k}_\perp|)\right]. \quad (20)$$

Здесь учтено, что при наличии поверхностного течения со скоростью \vec{v} [8], $\tilde{\Omega}_s = \vec{\chi}\vec{v} + s\Omega(\chi)$, $\Omega(\chi)$ – закон дисперсии свободных колебаний поверхности жидкости без поверхностного течения.

Из (20) следует, что спектр сигнала является суммой некогерентных волн с волновыми векторами $\vec{\chi} + \vec{i}_z\chi_z$, рассеянных на морских волнах с резонансными волновыми векторами $\vec{q} = \vec{\chi} - \vec{k}_\perp$ и имеющих сдвиг частоты

$$\Delta\omega_s \equiv \omega - \omega_0 = -\vec{\chi}\vec{u} + (\vec{\chi} - \vec{k}_\perp)\vec{v} + s\Omega(|\vec{\chi} - \vec{k}_\perp|). \quad (21)$$

При этом первое слагаемое в (21), $-\vec{\chi}\vec{u}$, – доплеровское смещение частоты за счет движения наблюдателя, а второе и третье слагаемые – комбинационные частоты колебаний поверхности с доплеровским смещением частоты из-за поверхностного сноса.

Формула (20) неудобна для расчетов, поскольку на практике задается не $\tilde{W}_s(\vec{\chi} - \vec{k}_\perp)$, а пространственно-угловой спектр, выраженный в терминах $\vec{q} = \vec{\chi} - \vec{k}_\perp$. Перейдя от $\vec{\chi}$ к \vec{q} , получим:

$$S(\omega_0 + \Delta\omega_s) = \frac{1}{2} \sum_{s=\pm} \int \int d^2\vec{q} |D(\vec{q} + \vec{k}_\perp)|^2 \tilde{W}_s(\vec{q}) \times \delta\left[\Delta\omega_s + (\vec{q} + \vec{k}_\perp)\vec{u} - \vec{q}\vec{v} - s\Omega(q)\right]. \quad (22)$$

При отсутствии поверхностного течения и перемещения наблюдателя

$$S(\omega_0 + \Delta\omega_s) = \frac{1}{2} \sum_{s=\pm} \int \int d^2\vec{q} |D(\vec{q} + \vec{k}_\perp)|^2 \times \tilde{W}_s(\vec{q}) \delta[\Delta\omega_s - s\Omega(q)]. \quad (23)$$

Подставляя в формулу (17) значения величин \vec{k}_\perp , \vec{g}_0 , \vec{g} , R_\parallel , получим:

$$|D(\chi)|^2 = \frac{G^2}{(\chi_z + k\eta_0)^2} \frac{4\cos^2\theta_0}{(\cos\theta_0 + \eta_0)^2} \times \\ \times [\sin\theta_0(\chi^2 - \chi_s k \sin\theta_0) - \chi_s k \cos^2\theta_0]^2. \quad (24)$$

Сравнение с известными результатами

Сопоставить конечные результаты (22), (23) с подобными в литературе невозможно из-за отсутствия последних. Однако можно провести сравнение для результатов промежуточных этапов вычислений. Для этого выразим удельное сечение рассеяния для площадки конечных размеров в дальней зоне через фурье-амплитуду рассеянного поля.

Поле $\vec{e}(\vec{R})$ в дальней зоне, рассеянное элементарной площадкой, связано со своей фурье-амплитудой $\vec{e}(\vec{\chi})$ соотношением:

$$\vec{e}(\vec{R}) \approx -2\pi i \chi_z \vec{e}(\vec{\chi}) \frac{e^{ikR}}{R}, \quad \vec{\chi} + \vec{i}_z \chi_z = \frac{k\vec{R}}{R}. \quad (25)$$

([6], §1, в формуле (28) потерян знак “-”).

Выразим компоненты вектора $\vec{\chi} + \vec{i}_z \chi_z$ через углы рассеяния θ_s, φ_s . Тогда для однородных волн

$$\vec{\chi} = (k \sin\theta_s \cos\varphi_s, k \sin\theta_s \sin\varphi_s), \quad \chi_z = k \cos\theta_s,$$

а вертикально поляризованная составляющая рассеянного поля в плоскости рассеяния

$$\vec{e}_{p1}(\vec{\chi}, \omega) = \vec{e}_z(\vec{\chi}, \omega) / \sin\theta_s. \quad (26)$$

Для большой, но конечной рассеивающей площадки S в формуле (19) можно приближенно положить

$$\delta(\vec{\chi}' - \vec{\chi}'') \approx (S/(2\pi)^2) \delta_{\vec{\chi}\vec{\chi}'}. \quad (27)$$

Спектральная плотность удельного сечения рассеяния $\sigma_{p1}^0(\theta_s, \varphi_s)$ такой площадки в дальней зоне по определению равна:

$$\sigma_{p1}^0(\theta_s, \varphi_s) = 4\pi \frac{\langle |e_{p1}(\vec{R})|^2 \rangle}{S |E^{(i)}|^2} R^2. \quad (28)$$

Принимая во внимание (5), (25), (26), (27), получим:

$$\sigma_{p1}^0(\theta_s, \varphi_s) = 4\pi \frac{k^2 \cos^2\theta_s}{|G|^2} \times \\ \times Q_{p1p1}^{\vec{p}_0} \frac{1}{2} \sum_{s=\pm} \tilde{W}_s(\vec{q}) \delta[\omega - \omega_0 - \tilde{\Omega}_s(\vec{q})]. \quad (29)$$

При этом, вследствие (26),

$$Q_{p1p1}^{\vec{p}_0} = |D(\vec{q} + \vec{k}_\perp)| / \sin^2\theta_s.$$

Подставляя сюда (24), перепишем (29) в виде:

$$\sigma_{p1}^0(\theta_s, \varphi_s) = 4\pi \frac{4k^4 \cos^2\theta_0 \cos^2\theta_s}{|\cos\theta_0 + \eta_0|^2 |\cos\theta_s + \eta_0|^2} \times \\ \times |\sin\theta_0 \sin\theta_s - \cos\varphi_s|^2 \times \\ \times \frac{1}{2} \sum_{s=\pm} \tilde{W}_s(k \sin\theta_s \cos\varphi_s, -\sin\theta_0, \sin\varphi_s, \sin\theta_s) \times \\ \times \delta[\omega - \omega_0 - \tilde{\Omega}_s(q)]. \quad (30)$$

При $\vec{u} = \vec{v} = 0$ и идеальной проводимости ($\eta_0 = 0$) выражение (30) с точностью до константы, обусловленной различием в нормировке спектра, переходит в формулу (8а) из работы Баррика [3].

При обратном рассеянии ($\varphi_s = \pi, \theta_s = \theta_0$) и идеальной проводимости наша формула (30) и формула (2) работы Валензуэлы [9] тоже совпадают с точностью до нормировочных констант. В этом несложно убедиться, проделав соответствующие вычисления.

Рассмотренные предельные переходы указывают на правильность полученных результатов, по крайней мере для амплитуд Фурье.

Таким образом, в первой части работы получены общие выражения для расчета спектра радиосигнала, рассеянного взволнованной морской поверхностью, при двухпозиционном расположении передатчика и приемника. Во второй части будут приведены результаты численного моделирования, а также проведено их сопоставление с экспериментальными спектрами, полученными при измерениях эффектов рассеяния декаметровых волн в бассейне Мирового океана.

Работа выполнена при частичной поддержке в рамках партнерского проекта НТЦУ Р-072.

Литература

1. D. D. Crombie. *Nature*. 1955, **175**, pp. 681-682.
2. Радиоокеанографические исследования морского волнения. Под ред. С. Я. Брауде. Киев, Изд. АН УССР, 1962, 116 с.
3. D. E. Barrick. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1972, **AP-20**, No. 1, pp. 2-10.
4. Л. М. Бреховских. *Волны в слоистых средах*. Москва, Изд. АН СССР, 1957, 503 с.
5. С. Б. Кашеев, Ю. М. Ямпольский, А. В. Зализовский. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2000, **6**, №1, с. 79-88.
6. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности*. Москва, Наука, 1972, 424 с.
7. А. С. Брюховецкий, И. М. Фукс. *Изв. вузов. Радиотехника*. 1985, **28**, №11, с. 1400-1407.
8. А. С. Монин, В. П. Красицкий. *Явления на поверхности океана*. Ленинград, Гидрометеиздат, 1985, 373 с.
9. G. R. Valenzuela. *Radio Sci.* 1968, **3**, No. 11, pp. 1057-1066.
10. О. М. Филипс. *Динамика верхнего слоя океана*. Москва, Гидрометеиздат, 1980, 319с.
11. В. В. Ефимов. *Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана*. Киев, Наук. Думка, 1981, 256 с.

Bistatic HF Scattering from the Sea Surface. I. Theory

A. S. Bryukhovetski, A. S. Kashcheyev, S. B. Kashcheyev, and Yu. M. Yampolski

In the first part of the paper, the first-order perturbation spectrum of electromagnetic waves scattered by the sea surface is investigated theoretically. The case of a linear non-directional vertical antenna placed near the surface illuminated by an incident field is considered with account of a finite conductivity of the sea water, small grazing angles of the scattered waves and possible motions of the detector and surface streams of the sea. The limit transitions to the well-known solutions of particular problems have been carried out.