Том XXXI, № 3 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 516.46

АКТИВНАЯ ДВУХЭЛЕМЕНТНАЯ МИКРОВОЛНОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. В. Иванов

Теоретически рассматриваются в общем виде возможности применения активных двухэлементных интерферометров для измерения трехмерных пространственно-временных спектральных плотностей полей отражательной способности и скорости поверхности моря. Описываются алгоритмы обработки данных о рассеянных полях в двухэлементной схеме, исследуется разрешающая способность интерферометра по пространственным и временным частотам, отношение уровней информативной и фоновой составляющих выходного сигнала.

В последнее десятилетие был выполнен ряд теоретических и экспериментальных работ по исследованию возможностей использования активных корреляционных двухэлементных интерферометров СВЧ диапазона для дистанционного зондирования поверхности моря. Наибольшим вниманием пользовалась система, которую в литературе называют двухчастотным интерферометром, двухчастотным скаттерометром или Δk-скаттерометром. В этой системе источники излучения пространственно совмещены, приемники — тоже, но излучаемые волны отличаются длиной. Двухчастотные интерферометры при незеркальном рассеянии излучения позволяют измерять отдельные сечения пространственно-временных спектров отражательной способности поверхности [1], при зеркальном — распределение отражающих точек по высоте [9]. Они использовались для измерения характеристик поверхности со стационарных платформ [1–6], с самолетов [7–9] и анализировались применительно к размещению на спутниках [10–13]. Своеобразным вариантом активного двухэлементного интерферометра интенсивностей является система, предложенная для измерения длин доминирующих волн в работе [14]. Наконец, известно, что при исследовании спектральных характеристик изображений, получаемых с помощью радиолокаторов с синтезированной апертурой, последние также удобно рассматривать как интерферометры [19].

Однако эти системы рассматривались обособленно друг от друга: взаимосвязь между ними хотя и ощущалась, но недостаточно ясно. Кроме того, ниже будет показано, что предложенные и экспериментально апробированные к настоящему времени варианты двухэлементной схемы не исчерпывают возможностей ее применения для исследования характеристик поверхности.

В данной работе мы рассмотрим активный двухэлементный корреляционный интерферометр в общем виде как систему из двух произвольным образом расположенных приемно-передающих антенн, перемещающихся с произвольной (одинаковой) скоростью и излучающих (принимающих) радиоволны двух произвольных частот. При этом используются представления о рассеянии излучения, характерные в основном для микроволнового диапазона. В разд. 1 представлен используемый в дальнейшем метод теоретического описания системы и дана связь выходного сигнала интерферометра с характеристиками поля отражательной способности поверхности. В разд. 2 показано, что интерферометр позволяет исследовать не только поле отражательной способности: при смещении его входных сигналов по времени выходной сигнал должен в явном виде содержать информацию о поле скоростей поверхности. В разд. 3 количественно анализируются основные метрические характеристики интерферометра: чувствительность, разрешающая способность по пространственным и временным частотам (в предшествующих работах такой анализ был проведен только для двухчастотных скаттерометров и к тому же гораздо более сложным методом, чем предложенный здесь). Наконец, в разд. 4 показано отношение интерферометра интенсивностей к обсуждаемым в предшествующих разделах «когерентным» интерферометрам.

1. Измерение пространственно-временного спектра поля отражательной способности поверхности. Итак, пусть имеется два излучателя, освещающих под средними углами падения один и тот же участок A шероховатой поверхности (средний уровень которой есть плоскость $z=0$) монохроматическим излучением с частотами ω_1 и ω_2 соответственно. Пусть имеется также два когерентных приемника, пространственно совмещенных с излучателями, и каждый из приемников измеряет обратно-рассеянное поле «своего» излучателя. Предположим сначала, что на поверхность падают плоские волны с волновыми векторами $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$, соответствующими частотам и пространственному положению излучателей. Если перемножить выходные сигналы приемников, мы получим известную схему корреляционного интерферометра. Легко получить (см., например, [15]), что след его «диаграммы направленности» (имеется в виду зависимость величины выходного сигнала умножителя от координат $\boldsymbol{\rho}=\{x,y\}$ отражающей точки, принадлежащей A) имеет вид $\cos 2(\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2)\boldsymbol{\rho}$. Отсюда ясно, что варьируя величину $\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2$, можно измерить спектр пространственного распределения отражающих точек, т. е. спектр пространственных вариаций локальных сечений рассеяния. Хотя представление о диаграмме направленности интерферометра предельно просто, мы в дальнейшем чаще будем пользоваться другим подходом к описанию его работы, также достаточно простым, но во многих случаях более удобным.

Суть его состоит в следующем. Поле плоской волны $\boldsymbol{k}$, рассеянное поверхностью в обратном направлении, всегда можно записать в виде

$$E(\boldsymbol{k}, t) = e^{i\omega t}\int\limits_A e^{2i\boldsymbol{k}\boldsymbol{\rho}}\, \xi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{\rho}, t)\, d\boldsymbol{\rho}. \qquad (1)$$

В приближении малых возмущений ξ в (1) с точностью до постоянного множителя есть профиль возмущений, в двухмасштабной модели [17, 18] — произведение профиля мелкомасштабных возмущений на известную функцию высоты и наклона крупной волны в точке $\boldsymbol{\rho}$. Однако нам явный вид функции ξ не понадобится. Из (1) следует известное условие Брэгга: комплексный коэффициент отражения для волны с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ в обратном направлении с точностью до постоянного множителя равен комплексной амплитуде составляющей пространственного спектра функции ξ, волновой вектор $\boldsymbol{\varkappa}$ которой равен $2\boldsymbol{q}$, где $\boldsymbol{q}$ есть проекция волнового вектора излучения на плоскость $z=0$. Интерферометр по определению измеряет функцию корреляции или функцию взаимной когерентности рассеянных полей $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$. Если $\xi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{\rho}, t)$ — однородная случайная функция, то любые две составляющие ее спектра независимы, и, следовательно, независимы значения полей $E(\boldsymbol{k}_1, t)$ и $E(\boldsymbol{k}_2, t)$ при условии, конечно, что $\boldsymbol{q}_1 \neq \boldsymbol{q}_2$. Если же функция $\xi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{\rho}, t)$ периодически-неоднородна, например вследствие модуляции сечения обратного рассеяния длинной волной с волновым вектором $\boldsymbol{K}_0$, то между параметрами любых двух компонент пространственного спектра $\xi(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{\rho}, t)$, разность волновых векторов которых равна $\boldsymbol{K}_0$, имеется корреляция [18]. Причина возникновения корреляции очевидна: это нелинейное воздействие модулирующей волны на модулируемый процесс. При соответствующем соотношении между $\boldsymbol{q}_1$ и $\boldsymbol{q}_2$,

$$2(q_1 - q_2) = \varkappa_1 - \varkappa_2 = K_0, \tag{2}$$

эта корреляция будет отмечена интерферометром.

Распишем все это немного подробнее. Согласно (2) значения $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ должны быть очень близки: $|\boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2|/k_{1,2} = K_0/k_{1,2} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ для сантиметрового излучения и метровых — декаметровых модулирующих волн. Поэтому можно считать, что $\xi(\boldsymbol{k}_1, \rho, t) = \xi(\boldsymbol{k}_2, \rho, t)$, и аргумент $\boldsymbol{k}$ в этой функции мы в дальнейшем опускаем. Пусть $\xi(\rho, t)$ периодически-неоднородна:

$$\xi(\rho, t) = \xi_0(\rho, t)[1 + a(\rho, t)] = \xi_0(\rho, t)[1 + a_0 \cos(K_0 \rho + \Phi)],$$

где ξ_0 — однородная и стационарная случайная функция. Если составляющие пространственного спектра ξ_0 имеют вид

$$\alpha(\varkappa, t)\, e^{i\varkappa\rho + i\varphi(\varkappa, t)},$$

то в спектре ξ наряду с ними будут присутствовать также волны

$$(a_0/2)\, \alpha(\varkappa, t) \exp[i(\varkappa \pm K_0)\rho + i\varphi(\varkappa, t) \pm i\Phi].$$

Если выполнено соотношение (2), то сигналы первого и второго приемников будут равны соответственно

$$E_1 = \alpha_1 e^{i(\omega_1 t + \varphi_1)} + (a_0/2)\alpha_2 \exp[i(\omega_1 t + \varphi_2 + \Phi)],$$

$$E_2 = \alpha_2 e^{i(\omega_2 t + \varphi_2)} + (a_0/2)\alpha_1 \exp[i(\omega_2 t + \varphi_1 - \Phi)],$$

и для их произведения получим

$$E_1 E_2^* = \alpha_1\alpha_2[1 + (a_0^2/4)\exp[2i(\varphi_2 - \varphi_1 + \Phi)]]\exp[i(\omega_1 - \omega_2)t + i(\varphi_1 - \varphi_2)] + (a_0/2)(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)\exp[i(\omega_1 - \omega_2)t + i\Phi]. \tag{3}$$

Здесь и ниже $E_l = E(\boldsymbol{k}_l, t)$, $\alpha_l = \alpha(\varkappa_l, t)$, $\varphi_l = \varphi(\varkappa_l, t)$.

Первое слагаемое в (3) слабо зависит от характеристик модуляции и в спектральной области более или менее равномерно распределено по полосе, ширина которой имеет порядок ширины доплеровского спектра рассеянного излучения. Второе обусловлено модуляцией, и поскольку величина $\alpha_1^2 + \alpha_2^2$ содержит постоянную составляющую, то при $\Phi = \Omega t$ оно должно дать в спектре узкую линию в окрестности частоты $\omega_1 - \omega_2 + \Omega$. Такая линия действительно наблюдалась с помощью двухчастотных скаттерометров, и в литературе ее принято называть Δk-линией. Измеряя ее интенсивность и положение, можно найти глубину модуляции обратного рассеяния волной с данным волновым числом $\boldsymbol{K}_0 = 2\Delta\boldsymbol{q} = 2(\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2)$ и частоту этой волны. По отклонению наблюдаемой частоты $\Omega(\boldsymbol{K}_0)$ от значения, предписываемого дисперсионным соотношением, можно найти проекцию скорости поверхностного течения на направление $\boldsymbol{K}_0$. Меняя направление $\boldsymbol{K}_0$, можно найти вектор скорости течения.

Отметим, что волновое число волны модуляции, которую «видит» интерферометр, определяется в конечном счете как разность волновых чисел брэгговских волн, участвующих в рассеянии. Поэтому не обязательно иметь независимые излучатели-приемники: схема может содержать, например, два разнесенных приемника и один излучатель.

Впервые вид спектра выходного сигнала интерферометра для случая, когда векторы $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ коллинеарны и формула (2) принимает вид

$$K_0 = 2(k_1 - k_2)\sin\theta,$$

где θ — угол падения, был описан теоретически и исследован экспериментально в работе [1]. Полученная выше векторная запись формулы (2), показывающая возможность наблюдения модулирующих волн, распространяющихся под углом к направлению излучения, является достаточно очевидным обобщением. Главным результатом этого параграфа для нас является введенный в нем подход к описанию процесса формирования выходного сигнала интерферометра, который мы используем для дальнейшего исследования интерферометрического метода зондирования морской поверхности.

2. Измерение пространственно-временного спектра поля скоростей поверхности. Спектры вариаций отражательной способности поверхности, о которых шла речь выше, в большинстве приложений представляют не самостоятельный интерес, а используются для оценки вида спектра волнения, что требует знания связи между ними. Однако эта связь в настоящее время еще является предметом исследования. Гораздо легче восстановить спектр волнения по спектру поля скоростей поверхности, и ниже показано, как этот последний можно получить с помощью двухэлементного интерферометра.

Пусть в момент t брэгговская составляющая функция ξ, ответственная за рассеяние волны $\boldsymbol{k}_1$, имеет вид

$$\alpha_1(t)\, e^{i\varkappa_1\rho+i\varphi_1(t)}. \tag{4}$$

За время Δt фаза рассеяния электромагнитной волны элементом поверхности ρ будет изменена крупномасштабным волнением на величину

$$2\boldsymbol{k}_1 \int\limits_t^{t+\Delta t} \boldsymbol{u}(\rho, t)\, dt, \tag{5}$$

где $\boldsymbol{u}(\rho, t)$— орбитальные скорости точек поверхности. Если

$$|\boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2|\, \sigma_h \ll 1, \tag{6}$$

где σ_h — среднеквадратичная высота волн, то можно считать изменение фазы (5) одинаковым для волн $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$. Таким образом, к моменту $t+\Delta t$ составляющая (4) за счет пространственной фазовой модуляции орбитальным движением трансформируется в

$$\alpha_1(t+\Delta t)\exp\left\{i\left[\varkappa_1\rho + 2\boldsymbol{k}\int\limits_t^{t+\Delta t}\boldsymbol{u}(\rho, t)\, dt + \varphi_1(t+\Delta t)\right]\right\}. \tag{7}$$

Обозначение $\boldsymbol{k}$ ниже, как и в (7), будет использоваться для волнового числа излучения в тех случаях, когда разница между $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ несущественна.

Пусть Δt достаточно мало — так, чтобы можно было интегрирование в (7) заменить умножением на Δt и пренебречь релаксацией ряби, т. е. считать $\alpha_1(t+\Delta t) \approx \alpha_1(t)$, $\varphi_1(t+\Delta t) \approx \varphi_1(t)$. Тогда при условии

$$2k\sigma_u\Delta t \ll 1, \tag{8}$$

где σ_u — среднеквадратичное значение проекций орбитальной скорости на направление $\boldsymbol{k}$, (7) можно приближенно записать в виде

$$\begin{gathered}\alpha_1(t)\exp\left[i\varkappa\rho + 2i\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}(\rho, t)\,\Delta t + i\varphi_1(t)\right] \approx \\ \approx \left[1 + 2i\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}(\rho, t)\,\Delta t\right]\alpha_1(t)\, e^{i\varkappa\rho+i\varphi_1(t)}.\end{gathered} \tag{9}$$

Отсюда следует, что произведение $E_1(t)E_2^*(t+\Delta t)$ будет иметь в точности такой же вид, какой имело бы произведение $E_1(t)E_2^*(t)$ при модуляции отражательной способности поверхности функцией $1+p(\rho, t)$, где

$$p(\rho, t) = 2i\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}(\rho, t)\,\Delta t. \tag{10}$$

Таким образом, введение задержки между измерениями в принципе позволяет получить спектр орбитальных движений поверхности (заметим, что к двухантенным интерферометрам с задержкой измерений по времени можно отнести и радиолокаторы с синтезированной апертурой, только для них задержка оказывается не малой в смысле условия (8) — подробнее см. [19]). Однако с учетом амплитудной модуляции отражательной способности интерферометр будет анализировать спектр функции $[1+a(\rho,t)][1+p(\rho,t)] \approx 1+a(\rho,t)+p(\rho,t)$. В соответствии с (8) $|p(\rho,t)| \ll 1$, тогда как $a(\rho,t)$ может иметь порядок нескольких десятых. Поэтому основной вклад в Δk-линию в большинстве случаев будет давать амплитудная модуляция. Чтобы выделить фазовую модуляцию, можно использовать ее зависимость от Δt. В комбинации

$$E_1(t)\,E_2^*(t+\Delta t) - E_1(t)\,E_2^*(t) \tag{11}$$

вклад в Δk-линию амплитудной модуляции должен резко уменьшиться, поскольку он слабо зависит от Δt. По той же причине должен понизиться уровень случайного фона. Если теперь (11) разделить на Δt и устремить Δt к нулю, то это выражение перейдет в $E_1(t)dE_2^*(t)/dt$. Таким образом, для получения спектра скоростей поверхности необходимо исследовать корреляцию сигнала одного канала интерферометра с производной сигнала другого. Смысл этой операции заключается в том, что дифференцирующее звено есть частотный фильтр с характеристикой $i\omega$. Такой фильтр преобразует пространственную частотную модуляцию рассеянного излучения в амплитудную, спектр которой затем обычным порядком анализируется корреляционным интерферометром. Ясно поэтому, что при обработке сигнала на некоторой несущей частоте ω_0 его следует не дифференцировать, а пропускать через фильтр с частотной характеристикой $i(\omega-\omega_0)$. То, что амплитудная модуляция в (11) практически не сказывается, можно показать следующим образом. «Обычный» интерферометр, как было показано в разд. 1, фактически анализирует спектральную плотность $S_a(\boldsymbol{K}_0, \Omega)$ функции $\langle|\xi(\rho,t)|^2\rangle = R[1+a(\rho,t)]$, где угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций мелкомасштабной структуры поверхности и $R = \langle|\xi_0|^2\rangle = \mathrm{const}$. Соответственно интерферометр с дифференцированным каналом будет давать спектр функции $\langle\xi(\rho,t) \times \times \partial\xi^*(\rho,t)/\partial t\rangle$. Если считать, что изменение фазы обратного рассеяния на малых интервалах времени обусловлено главным образом крупномасштабным движением, то (см. формулы (7), (5)) $\partial\xi/\partial t \approx \approx 2i\boldsymbol{k}\boldsymbol{u}(\rho,t)\xi(\rho,t)$ и

$$\left\langle \xi\frac{\partial\xi^*}{\partial t}\right\rangle = Qu(\rho,t)\,[1+a(\rho,t)], \tag{12}$$

где $u(\rho,t) = (\boldsymbol{k}/k)\,\boldsymbol{u}(\rho,t)$, $Q = 2ikR$. Соответственно Δk-линия будет представлять собой сумму сечений плоскостью $\boldsymbol{K} = \boldsymbol{K}_0$ пространственно-временных спектров функции $u(\rho,t)$ и произведения $u(\rho,t)\,a(\rho,t)$. Но для спектральной плотности поля проекций орбитальной скорости на направление излучения $S_u(\boldsymbol{K}_0,\Omega)$ можно считать, что

$$S_u(\boldsymbol{K}_0,\Omega) \approx S_u(\boldsymbol{K}_0)\,\delta\,[\Omega - \Omega_0(\boldsymbol{K}_0)], \tag{13}$$

тогда как спектр произведения ua непрерывно распределен в пространстве $(\boldsymbol{K},\Omega)$. Временной спектр любой его пространственной составляющей будет иметь вид, подобный континууму второго порядка в спектре излучения, рассеянного слабовозмущенной поверхностью, и интерферометр с достаточно высоким частотным разрешением легко выделит на его фоне составляющую (13), представляющую собой действительно линию.

Поскольку интерферометр позволяет находить спектры поверхностных скоростей и спектры модуляции отражательной способности поверхности, то, очевидно, с его помощью можно исследовать и связь между ними, пока еще недостаточно хорошо изученную.

3. Разрешающая способность интерферометра по пространственным и временным частотам. Интенсивность Δk-линии. Связь характеристик спектра выходного сигнала интерферометра со спектрами поверхностных полей и влияние на эту связь параметров самого интерферометра количественно исследовались в предшествующих работах путем последовательного преобразования интеграла типа (1) в выражение для спектральной плотности произведения $E_1(t)E_2^*(t)$. Этот путь требует выполнения очень большого объема однообразных преобразований, в чем можно убедиться на примере работ [7,8]; при этом надо учесть, что в них рассматривается далеко не общий случай: связь выходного сигнала двухчастотного интерферометра с полем отражательной способности поверхности. Ниже мы попытаемся решить эту задачу в общем виде более простым и наглядным способом, опираясь на те физические представления о формировании сигналов в интерферометрах, которые были введены в предыдущих параграфах.

Итак, есть два излучателя-приемника, расположенных в точках $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$. Волновые числа излучаемых волн — k_1 и k_2 соответственно. Центр пятна A есть точка $\rho = 0$, размеры пятна $l_{x,y} \ll r_{1,2}$, ось x лежит в плоскости падения излучения в точке $\rho = 0$, средний угол падения равен θ.

Сначала рассмотрим свойства произведения $E_1(t)E_2^*(t)$. Форма Δk-линии $F(\Omega)$ в спектральной плотности этого произведения для «идеального» интерферометра есть $S_a(\boldsymbol{K}_0, \Omega)$. Реальный интерферометр имеет конечное разрешение по волновым числам, и поэтому

$$F(\Omega) = \int\limits_P S_a(\boldsymbol{K}, \Omega)\, d\boldsymbol{K}, \tag{14}$$

где P — элемент разрешения с центром в точке K_0 и размерами ΔK_x, ΔK_y. Первая причина ограничения разрешения по $\boldsymbol{K}$ — это конечность размеров освещенной площади: $\Delta K_{x,y} = 2\pi/l_{x,y}$. Вторая причина — сферичность фронта излучения: если антенны расположены на конечном расстоянии от освещаемого участка, то направление векторов $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ зависит от ρ, и $\boldsymbol{K}_0 = 2\Delta \boldsymbol{q}(\rho) = \boldsymbol{K}_0(\rho)$. Возникающую в результате этого неопределенность $\Delta K_{x,y}$ можно оценить как разность крайних значений $K_0(\rho)$ в пределах участка A. Не приводя тривиальных вычислений, запишем результаты для двух основных схем интерферометров.

1. *Двухчастотный интерферометр:* $\boldsymbol{r}_1 = \boldsymbol{r}_2 = \boldsymbol{r}$. Центральное значение резонансного волнового вектора $\boldsymbol{K}_0$ в такой системе параллельно проекции направления излучения на поверхность,

$$\boldsymbol{K}_0(0) = \{2(k_1 - k_2)\sin\theta, 0\},$$

а размеры элемента разрешения P равны

$$\begin{gathered}(\Delta K_x)^2 \simeq \left(\frac{2\pi}{l_x}\right)^2 + K_0^2(0)\left[\frac{l_x}{r}\frac{\cos^2\theta}{\sin\theta} + \frac{1}{2}\left(\frac{l_y}{2r}\right)^2\right]^2, \\ (\Delta K_y)^2 \simeq \left(\frac{2\pi}{l_y}\right)^2 + K_0^2(0)\left[\frac{l_y}{r\sin\theta} + \frac{1}{2}\left(\frac{l_x}{2r}\right)^2\right]^2.\end{gathered} \tag{15}$$

Здесь сохранены только младшие степени разложения $\Delta K_{x,y}$ по степеням $l_{x,y}/r$ и предполагается, что вклады, связанные с различными факторами уширения $\Delta K_{x,y}$ (конечностью размеров $l_{x,y}$ и сферичностью излучения), складываются квадратично.

2. *Одночастотный двухантенный интерферометр с горизонтальной базой:* $r_1=r_2=r$; $\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2=\boldsymbol{d}=\{0, d, 0\}$; $k_1=k_2=k$. Для этой системы аналогичным образом получаем

$$\boldsymbol{K}_0(0)=\{0, 2kd/r\}$$

— резонансный волновой вектор, ортогональный направлению излучения, и

$$(\Delta K_x)^2 \simeq \left(\frac{2\pi}{l_x}\right)^2 + K_0^2(0)\left(\frac{l_y \sin\theta}{r}\right)^2,$$

$$(\Delta K_y)^2 \simeq \left(\frac{2\pi}{l_y}\right)^2 + K_0^2(0)\left[\frac{l_x \sin\theta}{r}+\frac{3}{2}\left(\frac{l_y}{2r}\right)^2\right]^2. \qquad (16)$$

Если используется один излучатель и два приемника, разнесенных на расстояние d, значение $\boldsymbol{K}_0(0)$, очевидно, будет вдвое меньшим.

Для оценки ширины линии согласно (14) надо знать спектральную плотность вариаций отражательной способности поверхности. Но если предположить, что $S_a(\boldsymbol{K}, \Omega)$ можно записать в виде (13) и что $S_a(K)$ постоянна в пределах элемента P, то ширина Δk-линии приближенно равна

$$\Delta\Omega \approx \left.\frac{d\Omega_0(\boldsymbol{K})}{d\boldsymbol{K}}\right|_{K=K_0(0)} \Delta\boldsymbol{K}, \qquad (17)$$

где $\Omega_0(\boldsymbol{K})$ — наблюдаемая частота волн:

$$\Omega_0(\boldsymbol{K})=\Omega_i(K)+\boldsymbol{K}(\boldsymbol{V}-\boldsymbol{w}), \qquad (18)$$

$\Omega_i(K)=\pm(Kg)^{1/2}$, $\boldsymbol{V}$ — скорость перемещения интерферометра, $\boldsymbol{w}$ — скорость поверхностного течения, $\Delta\boldsymbol{K}=\{\Delta K_x, \Delta K_y\}$. Величина $\Delta\Omega$ есть фактическое частотное разрешение интерферометра.

Теперь осталось найти только интенсивность Δk-линии. Согласно формуле (3) отношение χ интенсивности линии к интегральной интенсивности случайного фона при синусоидальной модуляции отражательной способности равно $\chi=a_0^2/2$. Если функция $a(\boldsymbol{\rho}, t)$ случайна, то разлагая ее в ряд Фурье на участке A и переходя к спектральной плотности, получаем, что величину a_0^2 следует заменить на $4\pi^2 S_a(\boldsymbol{K}_0)/A$ и

$$\chi=2\pi^2 S_a(\boldsymbol{K}_0)/A \qquad (19)$$

(здесь и ниже $\boldsymbol{K}_0=\boldsymbol{K}_0(0)$).

Спектральную плотность поля локальных сечений рассеяния можно приближенно записать в виде

$$S_a(\boldsymbol{K}, \Omega) \approx |m_a(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})|^2 K^2 S_h(\boldsymbol{K}, \Omega) + S_a^{(n)}(K, \Omega), \qquad (20)$$

где $S_h(\boldsymbol{K}, \Omega)$ — спектральная плотность волнения, $m_a(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})$ — безразмерная передаточная функция модуляции отражательной способности поверхности волнением, $S_a^{(n)}(\boldsymbol{K}, \Omega)$ — спектральная плотность некогерентных с волнением вариаций отражательной способности. Соотношение (20) позволяет связать интенсивность линии со спектральной плотностью волнения. Измерения передаточной функции модуляции до сих пор выполнялись только в частотной области, т. е. в виде $m_a(\boldsymbol{k}, \Omega)$, и результаты их имеют довольно большой разброс. Но все же, пользуясь ими, можно составить представление о значениях и поведении этой функции как функции волновых чисел. Наиболее полно результаты экспериментального исследования $m_a(\boldsymbol{k}, \Omega)$ представлены в работе [20]; там же даны оценки $S_a^{(n)}(\boldsymbol{K}, \Omega)$.

Практически более важной, чем χ, характеристикой уровня Δk-линии является отношение η спектральной плотности в линии к спектральной плотности фона в окрестности линии:

$$\eta=\chi\Delta\Omega_d/\Delta\Omega, \qquad (21)$$

где $\Delta\Omega_d$ — ширина частотной области, по которой распределен фон. Как уже говорилось в разд. 1, эта ширина приблизительно равна полосе доплеровских частот рассеянного излучения:

$$(\Delta\Omega_d)^2 \approx 4k^2 \left[\sigma_u^2 + V_x^2 \left(\frac{l_x \cos^2\theta}{r} + \frac{l_y^2 \sin\theta}{8r^2}\right)^2 + \left(\frac{V_y l_y}{r}\right)^2\right]. \quad (22)$$

Естественно, везде выше предполагалось, что время наблюдения T больше, чем $2\pi/\Delta\Omega$, т. е. дополнительного размытия линии из-за ограничения времени не происходит. При этом «избыток» времени можно использовать для усреднения фона. При разрешении $\Delta\Omega$ флуктуации спектральной плотности фона могут быть уменьшены в $(\Delta\Omega T/2\pi)^{1/2}$ раз. Таким образом, отношение спектральной плотности в линии к величине флуктуаций фона — «отношение сигнал/шум» — равно

$$\eta_0 = \eta(\Delta\Omega T/2\pi)^{1/2}, \quad (23)$$

и именно значение η_0 окончательно определяет различимость линии.

Формулы (14)—(23) позволяют рассчитать все характеристики Δk-линии для любой конкретной реализации интерферометра. Не вдаваясь в частности, отметим лишь один важный момент, связанный со скоростью перемещения системы.

Для неподвижных интерферометров ширина линии, в приближении формулы (13) равная

$$\Delta\Omega = [c_g(\boldsymbol{K}_0) + \boldsymbol{w}]\,\Delta\boldsymbol{K},$$

где $c_g(\boldsymbol{K}_0)$ — групповая скорость волн, оказывается весьма малой: порядка $10^{-2} \div 10^{-1}$ Гц для метровых—декаметровых поверхностных волн при размерах освещенного пятна в десятки метров. При этом собственно линия будет связана только с первым слагаемым в (20), имеющим δ-образный спектр. Некогерентные с волнением вариации отражательной способности, не подчиняющиеся никакому дисперсионному соотношению и имеющие сравнительно широкий спектр, лишь незначительно изменят уровень фона. Это подтверждается результатами эксперимента [1]: измеренная с помощью двухчастотного интерферометра зависимость частоты линии от резонансного волнового числа отлично укладывается на дисперсионную кривую гравитационных волн. Малая ширина линии, характерная для стационарных систем, также позволяет реально выполнять измерения скорости поверхностных течений [4], что возможно при условии $\Delta\Omega \lesssim \boldsymbol{K}\boldsymbol{w}$.

При скоростях, характерных для самолетов или спутников с низкой орбитой, для которых $V \gg c_g$, ширина линии приближенно равна $\Delta\boldsymbol{K}\boldsymbol{V}$, что реально может дать величину порядка герца и более. Это приведет к обратным результатам: волнообразные и турбулентные вариаций локальных сечений рассеяния поверхности становятся неразличимыми и влияние течения на положение линии пренебрежимо мало по отношению к ее ширине.

При дифференцировании одного из входных сигналов интерферометра изменится только выражение для χ. В этом случае согласно (12) интенсивность Δk-линии равна $2\pi^2|Q|^2 S_u(\boldsymbol{K}_0)/A$. Фон, по определению, есть та часть произведения $E_1 E_2'^*$, которая не зависит от корреляции между этими сигналами. Следовательно, интегральная мощность фона равна

$$\overline{|E_1|^2}\;\overline{|E_2'|^2} = |Q|^2\,\overline{u^2(\rho, t)} = |Q|^2\sigma_u^2,$$

где горизонтальная черта означает усреднение по времени, и отсюда

$$\chi = 2\pi^2 S_u(\boldsymbol{K}_0)/A\sigma_u^2. \quad (24)$$

Эта формула отличается от (19) заменой $S_a(\boldsymbol{K}_0)$ на $S_u(\boldsymbol{K}_0)/\sigma_u^2$. В приближении кругового орбитального движения

$$S_u(\boldsymbol{K}) = B^2(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})\, \Omega_i^2(K)\, S_h(\boldsymbol{K}),$$

где $B^2(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K}) = \sin^2\theta\cos^2\psi + \cos^2\theta$, ψ — угол между векторами $\boldsymbol{q}$ и $\boldsymbol{K}$, следовательно,

$$S_u(\boldsymbol{K})/\sigma_u^2 = |m_f(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})|^2 K^2 S_h(\boldsymbol{K}), \tag{25}$$

где

$$|m_f(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})| = B(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})\, c(K)/\sigma_u, \tag{26}$$

$c(K)$ — собственная фазовая скорость волны $\boldsymbol{K}$. Функцию $m_f(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})$ можно назвать «передаточной функцией частотной модуляции», поскольку при описании спектра произведения $E_1 E_2'^*$ она является полным аналогом функции $m_a(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})$. Только отношением величин $|m_f(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})|$ и $|m_a(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{K})|$ определяется, как будет «видеть» волну с данным волновым числом один и тот же интерферометр с дифференцированием сигнала или без него. При коллинеарных $\boldsymbol{q}$ и $\boldsymbol{K}$ для волн, соответствующих максимуму спектра волнения, $|m_f| \approx 5 \div 10$. Такой же порядок имеет и передаточная функция амплитудной модуляции рассеяния [20]. Величина $|m_f|^2$ быстрее, чем $|m_a|^2$, убывает с ростом K, но в отличие от нее не стремится к нулю при $\psi \to \pi/2$, если только угол падения не очень велик. Таким образом, волны, распространяющиеся перпендикулярно направлению излучения, должен лучше чувствовать интерферометр с дифференцированием сигнала.

Еще раз напомним, что при быстром перемещении интерферометра надо учитывать некогерентные с волнением вариации отражательной способности. Для интерферометра с дифференцированием сигнала их роль будет играть второе слагаемое в (12) — произведение $u(\boldsymbol{\rho}, t)\, a(\boldsymbol{\rho}, t)$. Следует также обратить внимание на то, что для измерения производной сигнала по времени движущийся локатор должен иметь дополнительную антенну, смещенную вдоль направления движения.

4. Интерферометр интенсивностей. Для того чтобы найти спектральные плотности модуляции отражательной способности поверхности или поверхностных скоростей, можно использовать и корреляцию интенсивностей рассеянных полей в тех же схемах интерферометров. Пусть $\hat{E}_2(t)$ есть некоторое линейное преобразование сигнала $E_2(t)$ (таким преобразованием может быть в частности сдвиг по времени или дифференцирование). Отношение интеграла от спектральной плотности произведения $E_1\hat{E}_2^*$ к интегралу от фона той же спектральной плотности по определению величины χ равно $1+\chi$. Интеграл от спектральной плотности $E_1\hat{E}_2^*$ равен $\overline{|E_1|^2|\hat{E}_2|^2}$. Интеграл от фона, как показано в предыдущем параграфе, равен $\overline{|E_1|^2}\,\overline{|\hat{E}_2|^2}$. Следовательно,

$$\chi = 2\pi^2 \hat{S}(\boldsymbol{K}_0)/A = \overline{|E_1|^2|\hat{E}_2|^2}/\overline{|E_1|^2}\,\overline{|\hat{E}_2|^2} - 1,$$

откуда можно найти $\hat{S}(\boldsymbol{K}_0)$, где $\hat{S}(\boldsymbol{K})$ — спектральная плотность той характеристики поверхности, которая соответствует виду преобразования $\hat{E}_2(t)$. Частный случай такого метода измерения спектральной плотности пространственной модуляции локальных сечений рассеяния представлен в работе [14]. Недостатки и преимущества этого метода характерны для любого интерферометра интенсивностей [15, 18]. Определенным преимуществом является безразличие к фазам входных сигналов, что позволяет использовать некогерентные излучатели-приемники. К серьезным недостаткам относятся, во-первых, потеря информации о временных характеристиках модуляции и, во-вторых, низкая чувствительность. Чувствительность интерферометра интенсивностей можно характеризовать отношением величины χ (обычно значения χ

имеют порядок нескольких сотых) к погрешности определения коэффициента корреляции интенсивностей. Поскольку он близок к единице, относительная и абсолютная погрешность его измерения имеет порядок $N^{-1/2}$, где $N = \Delta\Omega_d T/2\pi$ — число независимых отсчетов входных сигналов за время T. Таким образом, чувствительность интерферометра интенсивностей равна $\chi\,(\Delta\Omega_d T/2\pi)^{1/2}$, и легко видеть, что эта величина в $(\Delta\Omega_d/\Delta\Omega)^{1/2}$ раз меньше величины η_0, характеризующей чувствительность «когерентного» интерферометра.

Есть, однако, ситуация, в которой когерентный интерферометр не имеет никаких преимуществ. Если длина наблюдаемой волны модуляции много меньше длин волн энергонесущих компонент волнения, то видимая фазовая скорость и частота этой волны в каждой точке поверхности определяются главным образом орбитальным движением в энергонесущих компонентах. Отсюда $\Delta\Omega \approx \Delta\Omega_d$, и спектральный анализ выходного сигнала интерферометра теряет смысл.

Итак, в работе показано, что с помощью активных двухэлементных интерферометров можно измерять трехмерные пространственно-временные спектральные плотности полей локальных сечений рассеяния и скоростей поверхности. Даны в общем виде соотношения, связывающие характеристики выходного сигнала интерферометра с параметрами интерферометра и поверхности.

В принципе из пространственно-временных спектров указанных выше полей можно извлечь информацию о поверхностном течении, но практически измерения скоростей течений возможны только с помощью интерферометров, неподвижных или медленно перемещающихся относительно поверхности, что сильно снижает ценность метода в данном отношении.

С прикладной точки зрения наиболее интересной кажется возможность измерения с помощью интерферометра спектра поверхностных скоростей, а с научной — возможность исследования передаточной функции модуляции отражательной способности поверхности как функции волновых векторов излучения и модулирующей волны при произвольных направлениях этих векторов. Учитывая, что задачи актуальны, а необходимая для их решения техника несложна, можно надеяться на практическую реализацию этих возможностей в ближайшем будущем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Plant W. J. — IEEE Trans. Anten. Propag., 1977, **AP-25**, № 1, p. 28.
2. Schuler D. L. — Radio Sci., 1978, **13**, № 2, p. 321.
3. Plant W. J., Schuler D. L. — Radio Sci., 1980, **15**, № 3, p. 605.
4. Alpers W. et al. — Radio Sci., 1981, **16**, № 1, p. 93.
5. Schuler D. L. et al. — Int. J. Rem. Sens., 1982, **3**, № 4, p. 363.
6. Долин Л. С. и др. — Акуст. журн., 1985, **31**, № 6, с. 802.
7. Johnson J. W., Weissman D. E., Jones W. L. — Int. J. Rem. Sens., 1982, **3**, № 4, p. 383.
8. Johnson J. W., Weissman D. E. — Radio Sci., 1984, **19**, № 3, p. 841.
9. Weissman D. E., Johnson J. W. — IEEE Trans. Anten. Propag., 1977, **AP-25**, № 1, p. 74.
10. Alpers W., Hasselmann K. — Boundary-Layer Meteor., 1978, **13**, № 1—4, p. 215.
11. Jackson C. F. — Radio Sci., 1981, **16**, № 6, p. 1385.
12. McIntosh R. E. et al. — IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens., 1985, **GE-23**, № 1, p. 2.
13. Jain A., Medlin G., Wu C. — IEEE J. Oceanic Eng., 1982, **OE-7**, № 2, p. 104.
14. Weissman D. E., Johnson J. W. — IEEE Trans. Anten. Propag., 1979, **AP-27**, № 6, p. 730.
15. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. — М.: Наука, 1973.
16. Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1966, **9**, № 5, с. 876.
17. Bass F. G. et al. — IEEE Trans. Anten. Propag., 1968, **AP-16**, № 5, p. 554.

18. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. — М: Наука, 1976.
19. Иванов А. В., Мошков А. В. — Исследование Земли из космоса, 1984, № 6, с. 91.
20. Plant W. J., Keller W. C., Cross A. — J. Geoph. Res., 1983, 88, № C14, p. 9747.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1986 г.

AN ACTIVE TWO-ELEMENT MICROWAVE INTERFEROMETRY OF THE SEA SURFACE

A. V. Ivanov

The possibilities of using active two-element microwave interferometers for the sea surface investigation are considered theoretically. It is shown that three-dimensional spatial-temporal spectral densities of both surface reflectivity variations and the surface layer velocity field can be measured by an interferometer. An analysis of its sensitivity and resolution by spatial and temporal frequencies is carried out.

Аннотации депонированных статей

О КОМПЛЕКСНЫХ ВОЛНАХ ВЫСШИХ ТИПОВ В ДВУХСЛОЙНОМ КРУГЛОМ ЭКРАНИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

А. Е. Иванов, Г. И. Шишков

(Окончание)

Таблица

I	$-\beta''b$	3,78	3,15	2,13	1,52
	kb	0,228	0,361	0,873	1,004
	a/b	0,9968	0,994	0,93	0,88
	$\tilde{\varepsilon}$	310	170	37	34,688
II	a/b	0,983	0,965	0,93	0,85
	$\tilde{\varepsilon}$	310	170	61,5	43

I	$-\beta''b$	0,825	0,48	0,315	0,165
	kb	1,24	1,508	1,641	1,758
	a/b	0,60	0,3575	0,2545	0,155
	$\tilde{\varepsilon}$	50,5	100	170	400
II	a/b	0,6	0,36	0,26	0,16
	$\tilde{\varepsilon}$	52	100	170	400

При использовании данных таблицы в качестве отправных точек при различных $\tilde{\varepsilon}$, a/b определены дисперсионные характеристики комплексной волны HE_{12}, показан их типичный ход и трансформация. С момента возникновения комплексной волны увеличение $\tilde{\varepsilon}$ приводит к перемещению двузначного участка, возникающего от соединения характеристик волн HE_{12} и EH_{12} из области реактивного затухания в область распространения С увеличением a/b (при $a/b \lesssim 0{,}8$) диапазон существования комплексной волны увеличивается и смещается в область более низких частот $k=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, значение β' постоянной распространения $\beta=\beta'+i\beta''$, соответствующее $d\omega/d\beta'=0$, возрастает. В целом характеристики комплексной волны HE_{12} ведут себя так же, как и у волны HE_{11}. Отличительной особенностью является то, что для возникновения комплексной волны HE_{12} нужны другие параметры волновода, в частности, существенно большие значения $\tilde{\varepsilon} \gg 34{,}6875$.

*Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 741-В 88. Деп. от 27 января 1988 г.*