УДК 621.371

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ РАДИОЛОКАТОРЫ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ ДЛЯ ОПЕРАТИВНОГО МОНИТОРИНГА ОКЕАНСКИХ ЯВЛЕНИЙ

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, г. Москва, Россия

В статье рассматриваются принципы радиолокационного зондирования морской поверхности с применением интерферометров для восстановления полей уровня и скорости на поверхности океана. С использованием функции правдоподобия рассчитываются оптимальный алгоритм выделения полезного сигнала и потенциальная пороговая чувствительность интерференционных радиолокаторов с синтезированной апертурой по полям скорости и уровня морской поверхности в зависимости от аппаратурных, траекторных и природных факторов. Рассматривается возможность восстановления по наблюдениям из космоса как мелкомасштабных полей высоты и орбитальной скорости энергонесущих ветровых волн, так и мезомасштабных полей, например поля высот сейсмических гравитационных волн и поля скорости геострофических течений.

ВВЕДЕНИЕ

Интерференционные радиолокаторы с синтезированной апертурой (ИРСА), устанавливаемые на летательных аппаратах, применяются для восстановления рельефа подстилающей поверхности и для измерения горизонтальной скорости перемещения её элементов. При восстановлении поля уровня морской поверхности, как и при восстановлении поля её скорости, требуется, в первую очередь, соответствующая флуктуационная чувствительность порядка 1 см для среднего уровня и 1 см/с для средней скорости течения. Размер же площадки усреднения, на которой эта чувствительность может быть обеспечена, зависит от возможностей конкретного измерителя: например, для космического ИРСА, запущенного по программе SRTM (Shuttle Radar Topography Mission, 2001), подобная чувствительность могла быть обеспечена на площадке 2×2 км при размере антенной базы 60 м [1]. Этот опыт является огромным шагом вперёд, если сравнивать его возможности с системой трассерных радиовысотомеров, например используемых для реализации программы TOPEX-POSEIDON.

Оптимальный алгоритм восстановления поля уровня поверхности океана и достижимая чувствительность к флуктуациям этого уровня ранее рассматривались в работах [2–4]. В них была проанализирована ситуация, когда антенны интерферометра с поперечной базой разнесены в плоскости визирования, а фазы отражённых сигналов на выходах антенн сравниваются практически мгновенно. Чувствительность к флуктуациям уровня поверхности океана, как и в трассерном радиовысотомере, определялась шириной спектра излучаемого сигнала, а также числом N независимых отсчётов разностно-фазового сигнала на площадке усреднения. При этом подразумевается, что реальная апертура используется полностью при любой степени фокусировки синтезированной апертуры.

Анализ чувствительности разностно-фазового измерителя, использующий критерий максимума правдоподобия, позволяет применить тот же подход и к интерферометру бокового обзора с продольной базой, что наилучшим образом решает задачу восстановления карты скоростей морской поверхности. В обычных одноантенных радиолокаторах с синтезированной апертурой

радиальная, т.е. поперечная к направлению полёта, скорость малоразмерного объекта вследствие доплеровского частотного сдвига вызывает продольный сдвиг объекта на яркостном радиолокационном изображении. Применив специальный учитывающий эффект Доплера алгоритм обработки исходного сигнала, таким же образом можно восстанавливать радиальную скорость протяжённого объекта, т.е. скорость морских течений [5, 6]. В ИРСА с продольной базой фактически используется разностно-доплеровский метод. При этом их чувствительность к флуктуациям скорости зависит от скорости перемещения аппарата, а также от взаимосвязанных размеров антенной базы и синтезированной антенной апертуры. Следует отметить, что процедуры одновременного восстановления полей скорости и уровня поверхности с использованием продольной и поперечной антенных баз с точки зрения алгоритмов обработки являются взаимно независимыми. Независимость объясняется вполне очевидными причинами: поперечный интерферометр измеряет разность фаз сигналов от двух антенн в масштабе скорости света, в то время как продольный интерферометр — в масштабе скорости аппарата, и эти скорости отличаются на 5 порядков. Таким образом, при одновременном восстановлении поля вариаций уровня $\Delta h(x,y)$ и поля скорости $V_y(x,y)$ с использованием одного аппарата не возникает какой-либо аппаратурной неоднозначности несмотря на тот факт, что в природе эти поля могут быть взаимозависимыми. Например, мелкомасштабные поля орбитальных скоростей и высот ветровых волн связаны жёстко, а мезомасштабные поля вариаций уровня и скорости течений в океане связаны не столь жёстко, и можно говорить только о взаимосвязи динамических градиентных составляющих этих полей, обусловленных перепадом давлений.

Проблемы, имеющие отношение к чувствительности ИРСА, рассматривались и в зарубежной литературе [7, 8]. Первая демонстрация устройства такого типа, базирующегося на самолёте и использующего оба вида интерферометров с поперечной и продольной антенными базами состоялась в 1997 году [9]. Этот опыт был нацелен на восстановление рельефа суши с высоким разрешением, а также скоростей наземных объектов. В дальнейшем при помощи базирующегося на самолёте ИРСА были проведены и морские эксперименты, в частности по восстановлению спектра морского волнения [10]. Затем возникла идея создания космического интерферометра, использующего жёсткую антенную базу с необходимым размером порядка 1 км путём вывода двух аппаратов на точно выверенные орбиты, причём горизонтальная и вертикальная проекции этой базы оказались бы изменяющимися вдоль орбиты (проект Tandem TerraSAR-X [11, 12]). В настоящее время оба таких аппарата запущены Германским космическим агентством с космодрома Байконур и к концу 2011 года они должны выйти на эксплуатационный режим. Основная задача этого проекта заключается в точном картографировании поверхности суши, включая геометрию рельефа. Задача диагностики океанских явлений, насколько нам известно, при этом специально не ставилась.

Цель данной работы — обобщить методы расчёта достижимых в реальных условиях параметров ИРСА, предназначенных для диагностики океанских явлений из космоса. В ней показано, что ограничения, связанные с размещением таких устройств на космическом аппарате приводят к необходимости рассматривать каждую из возникающих океанологических задач самостоятельно. Например, задача восстановления поля высот ветровых волн, как показано ниже, не может быть решена при допустимом размере антенной базы, размещаемой на беспилотном космическом аппарате. В то же время, задача восстановления поля орбитальных скоростей тех же волн может быть решена из космоса при соответствующей оптимизации алгоритма обработки разностнофазового сигнала.

1. ДВУХАНТЕННЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Геометрия задачи иллюстрируется на рис. 1, где показано расположение антенн, образующих либо продольную, либо поперечную антенные базы с длинами l_x и l_z . База l_z лежит в плоскости визирования zy и имеет угол наклона θ относительно оси y. База l_x лежит в плоскости zxи параллельна вектору скорости аппарата W_x . Антенна A_1 в обоих случаях является приёмнопередающей, антенна A_2 работает только на приём. Элементарная разрешаемая по обеим осям площадка поверхности с площадью S_n визируется под углом γ_n ; площадка усреднения с площадью $d_x d_y \gg S_n$ имеет возвышение Δh и проекции скорости V_x , V_y относительно окружающей поверхности. Наклонная дальность элементарной площадки отсчитывается от середины антенной базы и равна $R_n = H/\cos \gamma_n$.

При брэгговском рассеянии на мелких волнах отражённые сигналы являются линейными функционалами случайного волнового поля, интервал корреляции которого мал по сравнению с размерами элементарной площадки. Вследствие этого данные сигналы представляют собой гауссовы случайные величины при любой статистике высот волнового поля. Поскольку это поле с достаточной точностью имеет нулевое среднее значение, то интересующая нас информация о величинах Δh , V_x и V_y , которая содержится в сигналах от интерференционного радиолокатора с синтезированной апертурой, заключена в их комплексном коэффициенте взаимной корреляции, определяемом выражением

$$\rho_n \exp(j\psi_n) = \frac{\overline{U_{1n}U_{2n}^*}}{\sqrt{|\overline{U_{1n}|^2}\,|\overline{U_{2n}|^2}}},\tag{1}$$

где ρ_n , ψ_n — модуль и фаза коэффициента взаимной корреляции сигналов, рассеянных элементарной площадкой, а черта сверху означает операцию усреднения по волновому полю внутри площадки. Последующий анализ предполагает волнение двухмасштабным, т.е. постулирует одновременное наличие на всей поверхности как мелких рассеивающих волн, так и крупных пологих волн, модулирующих отражённый сигнал по фазе и амплитуде. Более ограничительное предположение заключается в том, что на элементарной площадке укладывается большое количество мелких волн, а длины крупных энергонесущих волн заведомо превышают её размеры. Размер же площадки усреднения зависит от поставленной задачи. Например, для восстановления поля высот либо поля орбитальных скоростей ветровых волн необходима площадка усреднения, размеры d_x и d_y которой должны быть меньше 1/4 длины энергонесущей волны в заданных метеоусло-



Рис. 1. Радиолокационные интерферометры бокового обзора: на левой панели — с продольной антенной базой для измерений скорости; на правой панели — с поперечной антенной базой для измерений уровня

виях и, например, равняться 20 м. В то же время для восстановления поля высот сейсмических, в том числе цунамиопасных волн, как и поля скорости мезомасштабных градиентных течений, необходима площадка с размерами $d_x = d_y = (1 \div 3)$ км.

Рассмотрим наиболее простой случай, когда крупные энергонесущие волны вообще отсутствуют. Затем усложним задачу и учтём наличие энергонесущих волн, являющихся либо полезными сигналами, либо помехами при обработке сигнала интерферометра, но уже с учётом усредняющего действия площадки усреднения. Размеры последней, в свою очередь, остаются малыми по сравнению с её наклонной дальностью R_n и шириной зоны обзора L_y , а в большинстве случаев и с размером синтезированной апертуры L_x (см. рис. 1).

Малость размеров элементарной площадки обусловлена широкой полосой спектра излучаемого сигнала Δf и большим размером синтезированной антенной апертуры L_x при траекторном перемещении аппарата со скоростью W_x . Поперечный размер площадки, т.е. поперечная разрешающая способность, равен $r_y = c/(2\Delta f \sin \gamma_n)$, где c — скорость света в вакууме. При синтезировании антенных апертур необходимо учитывать и скорость перемещения площадки. Скорость аппарата W_x на порядки превышает интересующие нас скорости площадки, причём продольная составляющая V_x суммируется с W_x , а поперечная составляющая V_y проектируется на направление наблюдения в соответствии с углом визирования γ_n .

Процесс синтезирования одиночной апертуры описывается следующим образом. Поскольку $V_x \ll W_x$ и дальность R_n площадки известна, то отклик когерентного накопителя при свёртке принимаемого сигнала с опорным $g_{00} = \exp(jku^2/R_n)$ не учитывает V_x и записывается в виде:

$$g(x, V_y) = \frac{g_0}{D_x} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \exp\left\{-j\left[\varphi_0 + \frac{k}{R_n}\left(x - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x} - u\right)^2 - \frac{ku^2}{R_n}\right]\right\} du,$$
 (2)

где g_0, φ_0 — амплитуда и начальная фаза сигнала, D_x — горизонтальный размер антенны, $k = 2\pi/\lambda, \lambda$ — длина волны сигнала. Разделяя мнимую и действительную составляющие отклика при аппроксимации функции $\sin(\beta)/\beta$ экспонентой $\exp[-\beta^2/(2\pi)]$, где

$$\beta = \frac{kL_x}{R_n} \left(x - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x} \right),$$

в результате свёртки получаем следующее приближённое выражение:

$$g(x, V_y) = g_0 \frac{L_x}{D_x} \exp\left[-\frac{2\pi L_x^2}{\lambda^2 R_n^2} \left(x - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x}\right)^2 \left(1 + j \frac{\lambda R_n}{L_x^2}\right)\right] \exp(-j\varphi_0).$$
(3)

Из выражения (3) видно, что амплитуда отклика благодаря когерентному накоплению увеличивается в L_x раз, а наличие радиальной скорости V_y приводит к смещению положения его максимума. При этом продольная разрешающая способность по уровню 0,5 от максимума отклика равна $r_x = \lambda R_n/(2L_x)$, что при фокусированном синтезе, т. е при использовании всей реальной диаграммы направленности антенны, когда $L_x = \lambda R_n/D_x$, даёт предельную величину разрешения $r_x = D_x/2$. Видно также, что фаза отклика при этом фактически не отличается от φ_0 , поскольку $L_x^2 \gg \lambda R_n$. Другой важный случай — так называемый нефокусированный синтез, при котором разрешающая способность равна половине длины синтезированной апертуры $r_x = L_x/2$ при $L_x = \sqrt{\lambda R_n}$. Тогда фаза отклика есть $\varphi_0 - \pi/2$. Для общности приведём формулу и для случая реальной апертуры, когда $L_x = D_x$:

$$g(x, V_y) = g_0 \exp(j\varphi_0) \exp\left[-\frac{2\pi j}{\lambda R_n} \left(x - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x}\right)^2\right].$$
(4)

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

Из неё видно, что в случае реальной апертуры отклик имеет исключительно реактивный характер. Таким образом, в случае реальной апертуры именно фаза даёт информацию о радиальном, т. е. поперечном полёту, движении отражателя, тогда как в случае синтезированной апертуры ту же информацию даёт сдвиг максимума амплитуды в продольном направлении.

Нельзя не заметить, что вышеуказанный подход предполагает соответствие малой элементарной площадки S_n одиночному отражателю, для которого фаза отражённого сигнала за время синтезирования $T_x = L_x/W_x$ изменяется по закону $\varphi_x = \varphi_0 + kx^2/R_n$. В работе [13] показано, что подобный подход справедлив и для мелкоструктурной отражающей поверхности, однако начальные фазы φ_0 для двух соседних синтезируемых площадок являются независимыми, т. е. равновероятными. При зондировании протяжённой поверхности, состоящей из независимых малых отражателей, отражённый сигнал теряет когерентность за время перемещения антенны на половину своей длины. Введя время сохранения коррелированности сигнала $\tau_x = D_x/(2W_x)$, можно утверждать, что в целях синтезирования диаграммы направленности антенны необходимо излучать за это время, по крайней мере, два когерентных импульса. В результате период следования импульсов T_{Π} оказывается ограниченным как диапазоном наклонных дальностей ΔR , так и интервалом корреляции фонового сигнала:

$$\frac{2\Delta R}{c} < T_{\Pi} < \frac{D_x}{2W_x}$$

откуда следует ограничение на диапазон наклонных дальностей: $\Delta R \leq cD_x/(4W_x)$. Таким образом, режим синтезирования сохраняется, в то время как последовательность пар отражённых импульсов остаётся некогерентной, их амплитуды следует рэлеевскому распределению, а начальные фазы равновероятны.

Пусть площадка усреднения симметрична и по обеим осям имеет размер d, тогда число независимых продольных отсчётов будет равно $N_x = 2d/D_x$. Поскольку число поперечных отсчётов есть $N_y = 2d \Delta f/c$, то их общее число $N = N_x N_y = 4d^2 \Delta f/(cD_x)$. Удобной характеристикой радиолокатора с синтезированной апертурой является удельное число независимых отсчётов

$$N_0 = \frac{4\Delta f}{cD_x} \,. \tag{5}$$

Эта величина не зависит от степени фокусировки, однако при нефокусированном синтезе необходимо накапливать сигналы не только по азимуту и дальности, но ещё и по числу парциальных апертур, входящих в реальную апертуру.

Рассмотрим теперь, как функционирует интерференционный измеритель, в котором горизонтальная антенная база, т.е. расстояние между фазовыми центрами антенн, равна l_x , а антенна A_1 является излучающей (см. рис. 1). Сигнал от малой элементарной площадки в антенне A_1 имеет фазу

$$\Psi_1 = \varphi_0 + \frac{k}{R_n} \left(x - \frac{l_x}{2} - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x} \right)^2,$$

а в антение А₂ — фазу

$$\Psi_2 = \varphi_0 + \frac{kl_x^2}{R_n} + \frac{k}{R_n} \left(x + \frac{l_x}{2} - \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x}\right)^2$$

с учётом дополнительного сдвига на kl_x^2/R_n . Будем считать сигнал антенны A_2 опорным для сигнала антенны A_1 , тогда их свёртка, требующая предварительной задержки первого сигнала

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

на время $\Delta t = l_x/W_x$, записывается в виде

$$g_{1} * g_{2}^{*}(l_{x}, V_{y}) = \frac{g_{0}}{D_{x}} \int_{-L_{x}/2}^{L_{x}/2} \exp\left[-j\left(\Psi_{1} - \Psi_{2}\right)\right] dx = \frac{g_{0}}{D_{x}} \int_{-L_{x}/2}^{L_{x}/2} \exp\left\{-j\left[\frac{2kl_{x}}{R_{n}}\left(x - \frac{l_{x}}{2} - \frac{V_{y}R_{n}\sin\gamma_{n}}{2W_{x}}\right)\right]\right\} dx,$$

откуда видно, что по сравнению с одиночной антенной, отклик ИРСА сдвинут на половину антенной базы l_x . При аппроксимации функции $\sin(\beta_x)/\beta_x$ экспонентой $\exp[-\beta_x^2/(2\pi)]$ интегрирование по апертуре L_x даёт следующий результат:

$$g_1 * g_2^*(l_x, V_y) = \frac{g_0 L_x}{D_x} \exp\left(-\frac{\pi l_x^2 L_x^2}{2\lambda^2 R_n^2}\right) \exp\left[-j\frac{k l_x}{R_n} \left(\frac{l_x}{2} + \frac{V_y R_n \sin \gamma_n}{W_x}\right)\right].$$
 (6)

Введём величину *q* как отношение среднеквадратичных отклонений амплитуд отражённого сигнала и собственного (теплового) шума в идентичных приёмных каналах. Тогда модуль и фаза коэффициента корреляции (1) для интерферометра с продольной базой записываются в виде

$$\rho_n = \frac{q^2}{1+q^2} \exp\left(-\frac{\beta_x^2}{2\pi}\right),\tag{7}$$

$$\beta_x = \frac{\pi l_x L_x \cos \gamma_n}{\lambda H} \,, \tag{8}$$

$$\psi_{nx} = -\pi \left(\frac{l_x^2 \cos \gamma_n}{\lambda H} + \frac{2V_y l_x \sin \gamma_n}{\lambda W_x} \right).$$
(9)

Из выражений (7)–(9) видно следующее. Модуль коэффициента корреляции определяется относительным размером антенной базы $l_x/H \ll 1$ и относительным размером синтезированной апертуры $\lambda/L_x \ll 1$. Измеряемая величина V_y входит только в фазу коэффициента корреляции, причём полезный фазовый сдвиг

$$\Delta \psi_{nx} = \frac{2V_y l_x \sin \gamma_n}{\lambda W_x}$$

для космических условий сравним по величине с априорным фазовым сдвигом

$$\psi_{nx0} = \frac{\pi l_x^2 \cos \gamma_n}{\lambda H} \,.$$

При этом, если сравнивать выражения (3) и (6), полученные для одноантенного и двухантенного радиолокатора с синтезированной апертурой, то видно следующее: радиальная скорость V_y площадки в одноантенном радиолокаторе сдвигает эту площадку по продольной оси, тогда как в двухантенном, т. е. интерференционном радиолокаторе, сдвигается только фаза результирующего отклика.

Далее мы видим, что сигнал на выходе интерферометра ослабляется при больши́х размерах синтезированной апертуры L_x . Очевидно, этот эффект возникает из-за невозможности обеспечить разрешение r_x того же порядка, что и размер антенной базы l_x . Имея в виду, что фокусированная апертура имеет размер $L_{xf} = \lambda R_n/D_x$, введём коэффициент фокусировки $b = L_x/L_{xf} \leq 1$ и коэффициент, характеризующий продольный сдвиг фазовых центров антенн $m = l_x/D_x > 0$.

С.В. Переслегин, Ю.П. Синицын

Тогда $\beta_x = \exp(-\pi bm)$. Отсюда видно, что высокое, т. е. близкое к единице, значение модуля ρ_n достигается либо за счёт уменьшения длины синтезированной апертуры L_x , либо за счёт уменьшения антенной базы l_x . Например, при разнесении фазовых центров точно на длину антенны, когда m = 1, и $\rho_n = 0.95$ допустимая длина синтезированной апертуры составит всего 0,2 от фокусированной, а полная фокусировка при той же величине ρ_n приводит к допустимому разносу фазовых центров $l_x = 0.2D_x$.

Перейдём к интерферометру с поперечной базой l_z , предназначенному для восстановления высот рельефа морской поверхности (см. рис. 1). В ИРСА с поперечной базой l_z процесс синтезирования антенных апертур не влияет на коэффициент взаимной корреляции сигналов от антенн A₁ и A₂. Пренебрегая малыми величинами и относя выделяемое приращение Δh к среднему уровню на малой элементарной площадке, коэффициент корреляции (1) можно представить в виде

$$\rho_n = \exp\left\{jk\left[\Delta R_n - 2\,\Delta h\left(\cos\gamma_{n2} - \cos\gamma_{n1}\right)\right]\right\} \langle \overline{P_{12}} \rangle$$

где $\Delta R_n = l_z \sin(\gamma_n - \theta), \, k = 2\pi/\lambda, \, \theta$ — угол наклона антенной базы относительно горизонта,

$$\cos \gamma_{n2} - \cos \gamma_{n1} = \frac{l_z}{H} \cos \gamma_n \sin \gamma_n \cos(\gamma_n - \theta)$$

 γ_{n1} и γ_{n2} — углы визирования элементарной площадки относительно фазовых центров разнесённых антенн, $\langle \overline{P_{12}} \rangle = \int_0^{r_y} j \, \Delta \Psi_n(y) \, \mathrm{d}y$ — интеграл, определяющий уменьшение корреляции широкополосного разностно-фазового сигнала по оси y, где

$$\Delta \Psi_n = \frac{ky}{H} \left(\cos \gamma_{n2} - \cos \gamma_{n1} \right) \Delta y$$

— разность фаз на отрезке Δy , $r_y = c/(2\Delta f \sin \gamma_n)$. В результате интегрирования получается функция $\sin(\beta_z)/\beta_z$, при аппроксимации её экспонентой $\exp[-\beta_z^2/(2\pi)]$ модуль и фаза коэффициента корреляции принимают следующий вид:

$$\rho_n = \frac{q^2}{1+q^2} \exp\left(-\frac{\beta_z^2}{2\pi}\right),\tag{10}$$

$$\beta_z = \frac{\pi c l_z}{2\lambda \,\Delta f H} \cos \gamma_n \operatorname{ctg} \gamma_n \cos(\gamma_n - \theta), \tag{11}$$

$$\psi_{nz} = \frac{2\pi l_z}{\lambda} \sin(\theta - \gamma_n) + \frac{2\pi \,\Delta h}{\lambda} \frac{l_z}{H} \cos(\theta - \gamma_n) \operatorname{ctg} \gamma_n, \tag{12}$$

где

$$\Delta \psi_{nz} = \frac{2\pi \,\Delta h l_z}{\lambda H} \cos(\theta - \gamma_n) \operatorname{ctg} \gamma_n$$

— полезный фазовый сдвиг,

$$\Delta \psi_{nz0} = \frac{2\pi l_z}{\lambda} \sin(\theta - \gamma_n)$$

— априорный сдвиг на базе l_z .

Из выражений (10)–(12) видно следующее. Модуль коэффициента корреляции определяется относительным размером базы $l_z/H \ll 1$ и относительной шириной спектра излучаемого сигнала $\Delta f/f_0 \ll 1$, где $f_0 = c/\lambda$. Измеряемая величина Δh входит только в фазу коэффициента корреляции, где, кроме полезного приращения, имеется ещё и аппаратурный сдвиг, исчезающий при симметричном относительно элементарной площадки расположении антенн, т.е. при $\theta = \gamma_n$.

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

Мы убедились в том, что информацию о высоте и скорости элементарной площадки даёт именно фаза коэффициента корреляции. В то же время ясно, что для точного измерения этих величин, ввиду случайного характера разностно-фазового сигнала, т.е. межэлементного «спеклшума», необходимо усреднять этот сигнал по площадкам, размеры которых значительно превышают размеры элементарной площадки.

2. ОПТИМАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ И ФЛУКТУАЦИОННАЯ ОШИБКА ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЕЙ УРОВНЯ И СКОРОСТИ В ИРСА

Комплексная форма *m*-мерного нормального распределения в матричной записи имеет следующий вид:

$$W(\mathbf{U}, p) = \frac{1}{[(2\pi)^m \det \mathbf{K}]^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \mathbf{U}^* \mathbf{K}^{-1} \mathbf{U}\right),$$
(13)

где U — случайный *m*-мерный комплексный вектор, ковариационная матрица которого определена соотношением $\mathbf{K} = \overline{\mathbf{UU}^*}/2$. Символ * здесь и далее обозначает операцию эрмитова сопряжения матриц и векторов, т. е. комплексного сопряжения и транспонирования. Если матрица $\mathbf{K} = \mathbf{K}(p)$ зависит только от одного параметра *p*, величину которого надлежит измерить, то вследствие известной в статистике теоремы Рао—Крамера, точность определения данного параметра по наблюдаемой выборке случайных величин U при любом способе их обработки не может превосходить некоторого предельного значения, определяемого минимальной дисперсией оценки параметра, равной

$$\sigma_p^2 = \left(\frac{\mathrm{d}\ln W}{\mathrm{d}p}\right)^{-2} = \left[-\mathrm{Sp}\left(\frac{\mathrm{d}\mathbf{K}^*}{\mathrm{d}p} \frac{\mathrm{d}\mathbf{K}^{-1}}{\mathrm{d}p}\right)\right]^{-1}.$$
 (14)

Здесь символом Sp обозначен след матрицы, т.е. сумма её диагональных элементов. Оптимальный алгоритм оценки параметра p с использованием критерия максимума правдоподобия сводится к решению уравнения F(p) = 0, где логарифм функции правдоподобия $W(\mathbf{U}, p)$ входит в выражение $F(p) = \partial \ln W(\mathbf{U}, p)/\partial p$. В нашем случае, т.е. в линейном приближении по измеряемому параметру, алгоритм оценивания имеет вид $\hat{p} = -F(0)/F'(0)$, где F'(0) есть производная Fпо аргументу p в точке p = 0.

Вследствие случайного характера сигналов достаточно точная оценка измеряемого параметра требует накопления, т.е. усреднения, выходного сигнала по серии независимых наблюдений. Независимые отсчёты разностно-фазового сигнала получаются в пределах площадки усреднения при отсутствии корреляции отсчётов по дальности и азимуту.

Вследствие независимости последовательных отсчётов ковариационная матрица **K** для выборки сигналов имеет блочно-диагональную структуру: $\mathbf{K} = \text{diag}[\mathbf{K}^{(1)} \dots \mathbf{K}^{(n)} \dots \mathbf{K}^{(N)}]$. Каждый блок $\mathbf{K}^{(n)}$, $n = 1, 2, \dots, N$, является матрицей второго порядка, соответствующей паре отражённых сигналов от элементарной площадки и имеет следующий вид:

$$\mathbf{K}^{(n)} = \begin{vmatrix} \sigma_{1n}^2 & \sigma_{1n}\sigma_{2n}\rho_n \exp(j\psi_n) \\ \sigma_{1n}\sigma_{2n}\rho_n \exp(-j\psi_n) & \sigma_{2n}^2 \end{vmatrix},$$
(15)

где σ_{1n}^2 , σ_{2n}^2 — дисперсии принимаемых сигналов, ρ_n , ψ_n — параметры коэффициента корреляции, определяемые соотношениями (7)–(9) и (10)–(12).

Учитывая линейную зависимость фазы ψ_n от измеряемого параметра, т.е. от высоты рельефа Δh или скорости V_y , и независимость от них модуля ρ_n , а, следовательно, и детерминантов

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

матриц $\mathbf{K}^{(n)}$ и \mathbf{K} , получим функцию оценки правдоподобия в следующем виде:

$$F(p) = -\frac{1}{2} \mathbf{U}^* \frac{\mathrm{d}\mathbf{K}^{-1}}{\mathrm{d}p} \mathbf{U} = \sum_{n=1}^N \frac{\mathrm{d}\psi_n}{\mathrm{d}p} \frac{\rho_n}{1 - \rho_n^2} \frac{|\mathbf{U}_{1n}\mathbf{U}_{2n}|}{\sigma_{1n}\sigma_{2n}} \sin(\varphi_n - \psi_{n0}), \tag{16}$$

где φ_n — случайная составляющая разности фаз принимаемых сигналов с учётом собственного шума приёмника, ψ_{n0} — детерминированная, т.е. априорная, составляющая. Отсюда получаем формулу, описывающую оптимальный алгоритм обработки разностно-фазового сигнала, обеспечивающего максимально правдоподобную оценку измеряемого параметра:

$$\hat{p} = \frac{\sum_{n=1}^{N} \frac{\mathrm{d}\psi_n}{\mathrm{d}p} \frac{\rho_n}{1 - \rho_n^2} \frac{|\mathbf{U}_{1n}\mathbf{U}_{2n}|}{\sigma_{1n}\sigma_{2n}} \sin(\varphi_n - \psi_{n0})}{\sum_{n=1}^{N} \left(\frac{\mathrm{d}\psi_n}{\mathrm{d}p}\right)^2 \frac{\rho_n}{1 - \rho_n^2} \frac{|\mathbf{U}_{1n}\mathbf{U}_{2n}|}{\sigma_{1n}\sigma_{2n}} \cos(\varphi_n - \psi_{n0})}.$$
(17)

Отметим существенные черты этого алгоритма:

a) получение оценки измеряемого параметра происходит не на каждом отсчёте разностнофазового сигнала с последующим накоплением и усреднением парциальных оценок, а после весового суммирования накопленных квадратурных составляющих сигнала на выходе коррелятора;

б) весовые множители в соотношении (17) рассчитываются на основе имеющейся априорной информации о параметрах измерительного устройства и статистических характеристик сигналов;

в) существенна необходимость аппаратурной компенсации априорных фазовых сдвигов ψ_{n0} путём введения их в один из каналов на входе коррелятора при каждом отсчёте принимаемых сигналов.

Конечно, нет нужды компенсировать ψ_{n0} до десятка угловых минут, т.е. величины, характерной для выделяемого полезного приращения φ_n от интересующих нас океанских объектов. В то же время видно, что при измерениях скорости, особенно из космоса, величина ψ_{n0} не превышает нескольких градусов, тогда как при измерениях уровня требуется весьма глубокая её компенсация.

Осталось оценить потенциальную флуктуационную чувствительность панорамных ИРСА при восстановлении полей скорости и уровня океана. Будем считать, что размер пятна усреднения d настолько мал по сравнению с высотой полёта аппарата и шириной зоны обзора, что можно пренебречь изменениями всех детерминированных величин внутри пятна. Анализ минимальной ошибки измерения параметра p по алгоритму, описываемому формулой (17), приводит к выражению

$$\sigma_p = \left(2d\sqrt{N_0}\frac{\partial\psi_n}{\partial p}\right)^{-1}\sqrt{\frac{1}{\rho_n^2}-1}\,,\tag{18}$$

где ρ_n , ψ_n — модуль и фаза коэффициента корреляции при усреднении $N = d^2 N_0$ независимых реализаций разностно-фазового сигнала по симметричному пятну с размером d. Сама же формула (17) в предположении, что калибровочный, т. е. априорный, коэффициент $\partial \psi_n / \partial p$ не изменяется по всей площадке усреднения, записывается в упрощённом виде:

$$\hat{p} = \sum_{n=1}^{N} \sin(\varphi_n - \psi_{n0}) \bigg/ \left[\frac{\mathrm{d}\psi_n}{\mathrm{d}p} \sum_{n=1}^{N} \cos(\varphi_n - \psi_{n0}) \right].$$

Таким образом, обработка сигналов в этом случае сводится к раздельному накоплению случайных квадратурных составляющих на выходе коррелятора при компенсации априорного фазового сдвига и последующему делению их друг на друга с калибрующим весовым множителем.

В случае измерений скорости калибрующий множитель равен

$$\frac{\partial \psi_{nx}}{\partial V_y} = \frac{2\pi l_x \sin \gamma_n}{\lambda W_x} \,,$$

а для измерений уровня он даётся формулой

$$\frac{\partial \psi_{nz}}{\partial (\Delta h)} = \frac{2\pi l_z}{\lambda H} \cos(\theta - \gamma_n) \operatorname{ctg} \gamma_n.$$

Таким образом, для расчёта флуктуационной чувствительности, определяемой модулем коэффициента корреляции ρ_n , для измерителей скорости или уровня можно пользоваться одними и теми же представлениями. А именно, если предельная чувствительность (18) достигается при $q \to \infty$, то, проведя нормировку коэффициента $\sqrt{1/\rho_n^2 - 1}$ на его предельную величину, для нормированной чувствительности, отражающей ухудшение реальной чувствительности по сравнению с предельной, получим соотношение

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} \sqrt{(1+q^{-2})^2 \exp(\beta^2/\pi) - 1},$$
(19)

(см. рис. 2). Из него видно, что при определённом заданном отношении сигнал/шум q существует и определённая минимальная потеря чувствительности, достижимая при определённых величинах β . Например, при q = 10 (что соответствует 20 дБ) для потери чувствительности в 1 дБ необходимо обеспечить величину коэффициента β в пределах от 0,6 до 1,0. Та же потеря чувствительности в 1 дБ, но уже при q = 30 (30 дБ) позволяет работать при изменении величины β в более широком диапазоне от 0,17 до 1,2.

Принимая, что $\beta < 1$, для предельных значений чувствительности интерферометров из формул (7)–(9), (10)–(12) и (18) можно получить следующие выражения:

$$\sigma_{V0} = \frac{W_x L_x \operatorname{ctg} \gamma_n}{8\pi H d\sqrt{N_0}},\tag{20}$$

$$\sigma_{\Delta h0} = \frac{c \cos \gamma_n}{8 \Delta f \sqrt{2\pi} \, d \sqrt{N_0}} \,. \tag{21}$$

Из них следует, что потенциальная чувствительность, помимо удельного числа отсчётов N_0 на площадке размером d, для измерителя уровня определяется, как и в радиовысотомере, разрешающей способностью по дальности $c/(2\Delta f)$. Для измерителя скорости потенциальная чувствительность определяется параметром $W_x L_x/H$, который можно представить как приведённую орбитальную скорость перемещения синтезированного раскрыва антенны.

Таким образом, при выборе величин β_x и β_z в определённых пределах потенциальная флуктуационная чувствительность интерферометров, как видно из рис. 2, от этих величин практически не зависит. С другой стороны, при известных заранее величинах β_x и β_z , пользуясь формулами (8), (20) и (11), (21), можно представить потенциальные чувствительности в виде

$$\sigma_{V0} = \beta_x \frac{\lambda}{l_x} \frac{W_x}{8\pi^2 \sin(\gamma_n) d\sqrt{N_0}}, \qquad (22)$$

$$\sigma_{\Delta h0} = \beta_z \frac{\lambda}{l_z} \frac{H}{\sqrt{32\pi^3} \operatorname{ctg}(\gamma_n) d\sqrt{N_0}}.$$
(23)

Из них видно, что в обоих случаях определяющими факторами являются относительный (в длинах волн) размер антенной базы и суммарное число независимых отсчётов разностно-фазового сигнала $N = d^2 N_0$ при заданных величинах скорости W_x и высоте H траектории аппарата.

3. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА ИЗ КОСМОСА

Оценим эффективность рассмотренных интерферометров при их размещении на космическом аппарате, решающем задачу формирования портрета скорости или уровня океанской поверхности. Основные ограничивающие её факторы связаны, во-первых, с необходимостью обеспечить близкий к единице модуль коэффициента корреляции ρ_n , что допускает определённый выбор величины β при заданном минимальном отношении сигнал/шум q (рис. 2). Во-вторых, они определяются невозможностью разместить на обычном беспилотном аппарате две антенны с расстоянием между их фазовыми центрами более 10÷15 м. Вопрос энергетической обеспеченности радиоинтерферометров, решающих задачи формирования полей скорости или уровня поверхности океана из космоса мы здесь опускаем, хотя имеем расчётные данные о необходимой весьма высокой средней мощности излучаемого сигнала.

Последовательно рассмотрим следующие задачи:

— формирование портрета орбитальных скоростей энергонесущих ветровых волн $V_y(x, y)$ с заданным разрешением;

— формирование портрета скорости $V_y(x, y)$ для мезомасштабных океанских течений, в том числе и скорости дрейфа ледовых полей;

— формирование портрета высот энергонесущих ветровых волн $\Delta h(x,y)$ с заданным разрешением;

— формирование мезомасштабного портрета поля уровня океана $\Delta h(x, y)$, в частности для диагностики порождающих цунами сейсмических волн.

При решении первой задачи будем считать, что размер площадки усреднения $d_x = d_y = 20$ м при ширине спектра сигнала $\Delta f = 30$ МГц и горизонтальном размере антенны $D_x = 5$ м. Тогда удельное число отсчётов (5) N₀ будет равно $0,075 \text{ м}^{-2}$, а суммарное число отсчётов N на площадке усреднения составит $d^2 N_0 = 30$, что представляется достаточным для нормализации спекл-шума. Учитывая, что продольное разрешение $r_x = \lambda H / (L_x \cos \gamma_n)$ не должно быть хуже d_x , найдём необходимый размер синтезированной апертуры L_x , который при H = 800 км, $\gamma_n = 45^\circ$ и $\lambda = 3$ см равен 1700 м. Пороговую чувствительность при измерении скорости V_{у пор} примем равной флуктуационной чувствительности σ_{V0} (20), умноженной на коэффициент $q_0 = 3$. Тогда



Рис. 2. Нормированная флуктуационная чувствительность радиолокационного интерферометра. Кривая 1 соответствует q = 10 дБ, 2 - 20 дБ, 3 - 30 дБ, 4 - 40 дБ

$$V_{y \operatorname{nop}} = q_0 \, \frac{W_x L_x \operatorname{ctg} \gamma_n}{8\pi H d \sqrt{N_0}} \,,$$

что при $W_x = 8$ км/с составит 40 см/с. Остаётся рассчитать размер антенной базы $l_x \ge \beta_x \times \lambda H/(\pi L_x \cos \gamma_n)$, который при минимальном значении $\beta_x = 0,2$ будет равен всего 1,3 м. Это означает, что при разнесении фазовых центров на длину антенны $D_x = 5$ м величину коэффициента β_x можно увеличить до 0,8, тем самым снизив минимальное отношение сигнал/шум до 20 дБ, что соответствует q = 10 (см. рис. 2). Таким образом, в рассмотренном приближении

первая задача в принципе решается.

Вторая задача, связанная с формированием портрета скоростей мезомасштабных течений, решается аналогично. При увеличении размера площадки усреднения d до 1 км, т.е. в 50 раз, флуктуационная чувствительность (20) улучшится во столько же раз, а пороговая чувствительность ность окажется порядка 1 см/с.

Третья задача, т. е. формирование портрета высот энергонесущих волн, должна решаться при значениях параметров D_x , Δf и d, аналогичных использованным при решении первой задачи. Требуемый размер l_z поперечной антенной базы определяется из выражения (11) при $\gamma_n = \theta$: $l_z \ge 2\beta_z \lambda \Delta f H \sin(\gamma_n)/(\pi c \cos^2 \gamma_n)$, что при минимальном значении $\beta_z = 0,2$ равно 450 м. Следовательно, ограничение размера базы, определяемое возможностью размещения антенн на космическом аппарате, позволяет формировать портреты скорости ветровых волн и не позволяет формировать портреты их рельефа, т. е. решение третьей задачи в данном случае оказывается практически невозможным.

Мы видим также, что при ширине спектра сигнала $\Delta f = 1$ МГц минимальный размер антенной базы $l_z = 15$ м, что позволяет надеяться на решение четвёртой задачи. Пороговая чувствительность для измерения уровня определяется выражением (21), где при остальных заданных параметрах можно варьировать размер пятна усреднения d:

$$\Delta h_{\rm nop} = q_0 \, \frac{c \cos \gamma_n}{8\pi \, \Delta f \, d \sqrt{2\pi N_0}} \, .$$

Необходимая пороговая чувствительность $\Delta h_{\text{пор}} \sim 5$ см при $\Delta f = 1$ МГц и получается, как видим, лишь при значительном размере пятна $d \sim 10$ км. Таким образом, четвёртая задача, связанная с формированием мезомасштабного портрета поля уровня океана, решается примерно с таким же усреднением, что и у трассового радиовысотомера. Если же предположить, что наблюдаемое явление, например сейсмическая волна, имеет известную пространственную структуру, то возможно улучшить чувствительность, применив пространственный фильтр при вторичной обработке формируемого изображения поля уровня.

4. ВЛИЯНИЕ КРУПНЫХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН КАК ПОМЕХИ ПРИ ФУНКЦИОНИРОВАНИИ ИРСА

В приведённых выше расчётах предполагалось, что элементарная площадка содержит только мелкие рассеивающие ветровые волны, тогда как крупные волны с профилем h(x, y), модулируя отражённый сигнал по фазе, обеспечивают полезный сигнал и не входят в модуль коэффициента корреляции. В действительности крупные волны приводят к следующим эффектам, которые так или иначе необходимо учитывать.

Первый эффект заключается во влиянии крупных волн, входящих в элементарную площадку, на модуль ρ_n коэффициента корреляции (1). Величина ρ_n , рассмотренная выше для двух вариантов интерферометра, определялась только усреднением по форме сигнала, т. е. либо по оси полёта для ИРСА с продольной базой, либо по оси горизонтальной дальности для ИРСА с поперечной базой. Наиболее нагляден интерферометр с поперечной базой, для которого эффект двумерного усреднения в плоскости zy, см. рис. 1, записывается в форме

$$\rho_n = \iint_{y,h} j \,\Delta\Phi_n(\mathbf{r}) \,\mathrm{d}^2\mathbf{r},\tag{24}$$

где $\Delta \Phi_n \approx 2k \left[\Delta y \left(\sin \gamma_{n1} - \sin \gamma_{n2}\right) - h \left(\cos \gamma_{n1} - \cos \gamma_{n2}\right)\right], h$ — высота волны, а двойной интеграл в силу независимости флуктуаций сигнала и морских волн превращается в произведение

С. В. Переслегин, Ю. П. Синицын

интегралов I₁ и I₂, которые даются формулами

$$I_{1} = \frac{1}{r_{y}} \int_{0}^{r_{y}} \cos[2ky \left(\sin \gamma_{n1} - \sin \gamma_{n2}\right)] dy = \frac{\sin \beta_{z}}{\beta_{z}} \approx \exp\left(-\frac{\beta_{z}^{2}}{2\pi}\right),$$
$$I_{2} = \int_{0}^{\infty} \cos[2kh \left(\cos \gamma_{n2} - \cos \gamma_{n1}\right)] p(h) dh = \exp(-\chi_{z}^{2}),$$
(25)

где

$$\beta_z = \frac{\pi c l_z}{2\lambda \,\Delta f \,H} \cos \gamma_n \operatorname{ctg} \gamma_n \cos(\gamma_n - \theta)$$

$$p(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_h} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_h^2}\right),\tag{26}$$

$$\chi_z = \frac{4\pi l_z \sigma_h}{\lambda H} \cos \gamma_n \sin \gamma_n \cos(\gamma_n - \theta), \qquad (27)$$

 σ_h- стандартное отклонение высот развитых ветровых волн.

Эффектами декорреляции по ос
иxмы здесь пренебрегаем, поскольку при идентичных каналах синтезирования
они, по-видимому, достаточно малы. Сравнивая коэффициент
ы $\beta_z/\sqrt{2\pi}$ и χ_z , найдём их отношение

$$\frac{\beta_z}{\chi_z \sqrt{2\pi}} = 20\sigma_h \, \frac{\Delta f}{c} \, .$$

Поскольку ширина спектра сигнала в реальном интерферометре с поперечной базой ограничена величиной 1 МГц, а стандартное отклонение высот морских волн при сильном ветре не превышает 1 м, то указанное отношение оказывается меньше 0,07. Это означает, что при использовании интерферометра для формирования мезомасштабного поля уровня в первом приближении можно не считаться с декорреляцией сигнала из-за наличия крупных ветровых волн. Нетрудно показать, что аналогичная картина свойственна и продольному интерферометру, где

$$\beta_x = \frac{\pi l_x L_x \cos \gamma_n}{\lambda H},$$

$$\chi_x = \frac{4\pi l_x \sigma_V}{\lambda W_x},$$
(28)

 $\sigma_V = 0,1W$ — стандартное отклонение орбитальной скорости развитых волн, W — скорость ветра. Сравнивая величину $\beta_x/\sqrt{2\pi}$ с величиной χ_x , мы видим, что в условиях второй задачи, связанной с формированием мезомасштабного поля скорости течений, это отношение мало вплоть до W = 10 м/с. Что же касается первой задачи, т.е. формирования мелкомасштабного поля орбитальных скоростей волн, то в ней морские волны обеспечивают полезный сигнал и не входят в модуль ρ_n коэффициента корреляции.

Возникает вопрос: не мешают ли крупные волны формированию мезомасштабных изображений, где их высоты и скорости, усреднённые по огромным площадкам, всё же складываются с измеряемыми малыми величинами Δh и V_y ? Ранее были проведены расчёты усреднённых величин $\tilde{\sigma}_h(d, W)$ и $\tilde{\sigma}_V(d, W)$, где d — размер симметричной площадки усреднения, W — скорость

ветра [14]. С целью ответа на поставленный вопрос влияние крупных волн оценивалось путём сложения дисперсий аппаратурных и природных флуктуаций:

$$V_{y \operatorname{nop}} = q_0 \left[\sigma_{V_u}^2(\beta_x, q, d) + \tilde{\sigma}_V^2(d, W) \right]^{1/2},$$
(29)

$$h_{\rm nop} = q_0 \left[\sigma_{\Delta h}^2(\beta_z, q, d) + \tilde{\sigma}_h^2(d, W) \right]^{1/2}.$$
 (30)

Результаты расчётов таковы: для принятой модели спектра развитых ветровых волн вплоть до скорости ветра W = 10 м/с можно не считаться с усреднённым волнением на площадках размером $d \sim 1$ км, что и предполагают условия второй и четвёртой задач.

Остаётся рассмотреть влияние крупных волн на фокусировку ИРСА. Известно, что в одноантенном радиолокаторе с синтезированной апертурой при сильном волнении фокусировка ухудшается из-за хаотического доплеровского сдвига, обусловленного орбитальными скоростями крупных волн [13]. Эффективное отклонение доплеровского сдвига, определяемое усреднёнными по площадке доплеровскими флуктуациями, равно $\sigma_F \approx 2\tilde{\sigma}_V(d, W) \sin(\gamma_n)/\lambda$. При этом, ширина свёрнутого доплеровского спектра для стационарной поверхности есть $\Delta F_d = 2W_x r_x \cos(\gamma_n)/(\lambda H)$, где r_x — достижимое продольное разрешение без учёта нестационарности. Для фокусировки изображения хотя бы до размера площадки усреднения необходимо, чтобы выполнялось условие $\sigma_F \leq \Delta F/2$, что приводит к простому выражению для r_x , не зависящему от λ :



Рис. 3. Условия фокусировки одиночной апертуры при брэгговском рассеянии на морской поверхности. Кривая 1 соответствует W = 2 м/с, 2 - 4 м/с, 3 - 8 м/с, 4 - 16 м/с

$$r_x \ge \frac{2H}{W_x} \,\tilde{\sigma}_V(d, W) \operatorname{tg} \gamma_n. \tag{31}$$

На рис. З показана правая часть уравнения (31) как функция d, т.е. ожидаемое наихудшее продольное разрешение одноантенного радиолокатора с синтезированной апертурой с учётом нестационарности поверхности и усреднения доплеровских флуктуаций. Отношение H/W_x принималось равным 100 с, а угол визирования γ_n считался равным 45°. Условием фокусировки является равенство $r_x = d$, изображённое прямой линией. Видно, что до $r_x \ge 7$ м оно выполняется при слабом ветре со скоростью $W \le 2$ м/с, а уже при W = 8 м/с фокусировка резко ухудшается при этом с достижимым разрешением $r_x \ge 70$ м.

В ИРСА с поперечной антенной базой, измеряющем приращение среднего уровня поверхности $\Delta h(x,y)$, нарушение фокусировки должно за-

висеть от появления случайного разностно-доплеровского сдвига на выходе интерферометра при наличии крупных волн, однако этот сдвиг при идентичных каналах синтезирования должен быть ничтожным по сравнению с рассмотренной аналогичной величиной для одноантенного радиолокатора с синтезированной апертурой. По сути, речь идёт об исключении влияния нестационарного характера поверхности на фокусировку ИРСА с поперечной антенной базой. В то же время ясно, что с точки зрения приведённой выше четвёртой задачи, связанной с формированием мезомасштабного поля вариаций уровня, где усреднение разностно-фазового сигнала происходит на огромных площадках, этот вопрос неактуален из-за отсутствия необходимости в фокусированной апертуре.

С.В. Переслегин, Ю.П. Синицын

Что касается ИРСА с продольной базой, где орбитальные скорости волн или же скорости течений $V_y(x, y)$ являются полезными сигналами (первая и вторая задачи), то здесь положение дел иное. Для второй задачи, где формируется мезомасштабное поле течений, а скорости крупных волн отфильтровываются при усреднении по большим площадкам согласно выражению (29), расфокусировка апертуры из-за случайного характера волн присутствует, но она несущественна. Для первой же задачи, где формируемая картина орбитальных скоростей волн требует достаточно высокой фокусировки, которая зависит не только от заданной величины L_x , но и от трёхмерного спектра морских волн, необходим тщательный дополнительный анализ возникшей проблемы. В принципе, как уже говорилось, задача восстановления поля орбитальных скоростей ветровых волн из космоса представляется решаемой.

выводы

Резюмируя изложенное, можно сформулировать следующие выводы об особенностях функционирования и применения интерференционных радиолокаторов с синтезированной апертурой для целей диагностики параметров и оперативного мониторинга океанских явлений из космоса.

1) Анализ функционирования ИРСА космического базирования при брэгговском рассеянии сверхвысокочастотного сигнала на мелких волнах позволяет использовать традиционную двухмасштабную модель, где малая площадка разрешения с размерами r_x , r_y образует большое число независимо рассеивающих отражателей, а крупные волны и течения образуют полезный сигнал, т. е. приращения высоты площадки Δh или её радиальной скорости V_y , усредняемые на площадках соответствующих размеров $d_x, d_y \gg r_x$, r_y .

2) Оптимизация основных параметров ИРСА, предназначенных для формирования портретов уровня или скорости морской поверхности, сводится к выбору размеров антенных баз l_x , l_z при располагаемом энергетическом потенциале q. Расчёты показывают, что при прочих равных условиях размер поперечной базы l_z должен быть гораздо больше размера продольной базы l_x .

3) Оптимизация обработки сигналов от ИРСА сводится к применению оптимального алгоритма, предусматривающего раздельное накопление квадратурных составляющих случайного разностно-фазового сигнала на выходе коррелятора при достижимой компенсации априорного фазового сдвига и последующее деление накопленных составляющих друг на друга с калибрующим весовым множителем. Расчёты показывают, что для интерференционного радиолокатора с синтезированной апертурой с поперечной базой, предназначенного для измерения уровня, необходима более глубокая компенсация, чем для такого же устройства с продольной базой, предназначенного для измерения скорости.

4) Расчёты первого приближения показывают, что ИРСА, устанавливаемые на низкоорбитальном беспилотном аппарате, при использовании современных аппаратурных технологий и соответствующей их оптимизации позволяют формировать портреты скорости и уровня мезомасштабных явлений. Например, могут быть сформированы портреты скоростей океанских течений (включая дрейф ледовых полей) и портреты возвышений для цунамиопасных сейсмических «быстрых гравитационных» волн.

5) При существующих технологиях размещения антенн на низкоорбитальном аппарате космические ИРСА в принципе позволяют формировать поле орбитальных скоростей крупных энергонесущих ветровых волн в режиме высокого разрешения $d \sim 20$ м и не позволяют формировать соответствующее поле высот ветровых волн.

6) Вопрос о фокусировке ИРСА с продольной антенной базой при формировании портрета орбитальных скоростей крупных волн требует специального анализа, т. е. второго приближения, для оптимизации алгоритма обработки разностно-фазового сигнала.

Авторы выражают глубокую благодарность А.И.Баскакову за ценные замечания по существу поднятых в статье проблем, которые привели, как нам представляется, к значительному улучшению первоначального варианта статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Farr T., Kobrick M. // Proc. EUSAR-98, Fridrichshafen, Germany, May 1998. P. 307.
- 2. Переслегин С.В. // Исследование Земли из космоса. 1996. № 5. С. 14.
- 3. Баскаков А. И., Ка-Мин-Хо // Исследование Земли из космоса. 1998. № 2. С. 43.
- 4. Синицын Ю. П., Переслегин С. В. // Исследование Земли из космоса. 2000. № 1. С. 51.
- 5. Достовалов М. Ю., Неронский Л. Б., Переслегин С. В. // Океанология. 2003. Т. 43, № 3. С. 473.
- Neronsky L. B., Dostovalov M. Ju., Pereslegin S. V. // Proc. EUSAR-2004, Ulm, Germany, May 2004. V. 2. P. 709.
- 7. Romeiser R., Thompson D. R. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 2000. V. 38, No. 2. P. 446.
- 8. Romeiser R., Runge H. // Remote Sensing of the European Seas. 2008. Springer Med. P. 411.
- 9. Siegmund R., Bao M., Lehner S., Mayerle R. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 2004. V. 42, No. 3. P. 511.
- Schulz-Stellenfleth J., Horstmann J., Lehner S., Rosental W. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 2001. V. 39, No. 9. P. 2017.
- 11. Bartusch M., Hermann J., Siebertz O. // Proc. 7th European Conf. on Synthetic Aperture Radar. 2008. V. 4. P. 27.
- Krieger G., Moreira A., Fiedler H., et al. // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 2007. V. 45, No. 11. P. 3317.
- 13. Каневский М.Б. Теория формирования радиолокационного изображения поверхности океана. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2004. 123 с.
- 14. Переслегин С. В. // Исследование Земли из космоса. 1985. № 6. С. 3.

Поступила в редакцию 14 апреля 2010 г.; принята в печать 10 июня 2011 г.

SYNTHETIC-APERTURE INTERFERENCE RADARS FOR ONLINE MONITORING OF OCEAN PHENOMENA

S. V. Pereslegin and Yu. P. Sinitsyn

We consider the principles of radar probing of the ocean surface using interferometers to reconstruct the fields of the level and velocity on the ocean surface. Likelihood functions are used to calculate the optimal algorithm of useful-signal isolation and the potential threshold sensitivity of syntheticaperture interference radars with regard to the fields of the velocity and level of the ocean surface depending on the instrumental, trajectory, and natural factors. The possibility to use space observations to reconstruct both small-scale fields of the altitude and orbital velocity of energy-carrying wind waves, and mesoscale fields, e.g., the field of the altitude of seismic gravity waves and the field of velocity of geostrophic currents.