

УДК 681.7:534.883

## АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ОБЪЕКТОВ, ДВИЖУЩИХСЯ ПОД НЕОДНОРОДНЫМ СЛОЕМ

© 2003 г. Н. В. Зуйкова, Т. В. Кондратьева, В. Д. Свет

*Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН*

*117036 Москва, Шверника 4*

*E-mail: vsvet@akin.ru*

Поступила в редакцию 22.08.2001 г.

Рассмотрены возможности и ограничения методов получения акустических изображений объектов, движущихся под неоднородным рассеивающим слоем. Показано, что предложенные ранее алгоритмы обработки сигналов, выделяющие случайную фазовую модуляцию из принятого поля, позволяют восстанавливать изображения протяженных объектов через неоднородную среду в присутствии сильных стационарных отражателей. Проведено сравнение предложенных методов с методом обращенного апертурного синтеза темного поля, предложенного В.А. Зверевым.

В звуковидении часто приходится сталкиваться с ситуациями, когда между интересующим объектом и плоскостью наблюдения располагается неоднородный рассеивающий слой. В зависимости от типа слоя акустическое изображение может быть слегка искажено или полностью деформировано. Например, если таким слоем является диффузный экран, то на определенных длинах волн получить изображение даже точечного объекта невозможно. Для объектов, расположенных в неоднородных слоистых средах в полученных изображениях возникает сильная неоднозначность – они множатся, перекрываются, что также не позволяет достичь требуемого качества.

Классическая теория обнаружения сигналов основана на возможности выделения из принятого поля когерентной и наиболее стабильной части сигнала, который в процессе распространения сохранил свою форму и фазовые соотношения. Все остальные “добавки” рассматриваются как помехи. В однородной среде такими добавками, как правило, являются аддитивные независимые шумы от других источников или шумы аппаратуры. В неоднородных средах с рассеянием возникают другие дополнительные помехи, вызванные самим исходным сигналом. Часть таких рассеянных волн на неоднородностях создают в принятом сигнале случайную амплитудно-фазовую модуляцию, которая является мультипликативной помехой. Именно этот вид помех, стационарных или нестационарных, вызывает непрогнозируемые деформации формы волнового фронта сигнала, с которыми невозможно бороться путем простого увеличения интенсивности сигнала.

В наиболее простых алгоритмах обработки сигналов часто просто игнорируется наличие неоднородностей или рассеяния, и обработка осу-

ществляется так, как будто среда является аналогом свободного пространства. Устранение мешающего влияния фазовых флуктуаций при этом производится последетекторной обработкой, как правило, усреднением, некогерентным суммированием отдельных максимумов, выбором порога, полосы частот и т.п.

Более сложные алгоритмы пространственной обработки, развиваемые в последние десятилетия, позволяют учитывать структуру и параметры многолучевого канала. Если мы можем рассчитать или измерить передаточную функцию среды с точностью до фазовых соотношений, то оказывается возможным сконструировать оптимальный фильтр, который может “сжать”, например, многолучевой сигнал. Такая обработка в статистической акустике получила название “согласованной с каналом обработки”, хотя ее физические основы были заложены гораздо раньше с появлением голографии и методов обращения волнового фронта в линейных и нелинейных средах. Таким образом, согласованная с каналом обработка предполагает, что, по крайней мере на интервале наблюдения сигнала, канал точно известен и постоянен.

Для неоднородных сред со случайным, а тем более нестационарным по времени рассеянием, согласованная обработка оказывается бессмысленной, поскольку невозможно ни рассчитать, ни измерить передаточные характеристики среды. Для случая “фазового экрана”, например, построить классическим образом изображение точечного источника невозможно. Вместо изображения одной точки, наблюдатель увидит множество случайно расположенных изображений точек. И, хотя для различных частот и расстояний многолучевость и рассеяние присутствуют в неоднородных

средах в разных соотношениях, в большинстве практических ситуаций их точно учесть нельзя.

Означает ли это, что в условиях неизвестного и неоднородного канала невозможно получить интересующую нас информацию об источнике звука, например, измерить его текущие координаты, скорость или даже восстановить его изображение или выделить и оценить сами неоднородности канала? В рамках классических методов обработки сигналов, основанных на выделении когерентной компоненты принятого поля, в общем случае, хороших решений этой проблемы не найдено. Однако, как будет показано ниже, значительный объем информации как о неоднородном канале, так и об источнике звука можно получить, обрабатывая и анализируя только случайную мультипликативную компоненту принятого поля, т.е. именно ту, которая в теории обнаружения рассматривается как самая существенная помеха.

Один из таких методов был предложен и развит в работах В.А. Зверева с сотрудниками [1–7], названный “обращенным апертурным синтезом в темном поле”. С точки зрения классической теории обнаружения, основу которой составляет выделение когерентной и стабильной части сигнала, в предложенном “методе темного поля” все происходит с точностью до наоборот, поскольку помехой как раз является сильная когерентная компонента, а полезной информацией является сигнал от слабой неоднородности. В основе метода темного поля лежат нелинейные операции, осуществляемые над принятыми сигналами, и восстановление изображения осуществляется по информации, содержащейся в разности фаз мультипликативных рассеянных компонент поля.

Другой подход, развитый нами в работах [8–12], идеологически близкий к методу темного поля, основан на идеях фазовой голографии с двойной экспозицией и спеклинтерферометрии. В предыдущих работах [8, 9] было показано, что на основе спеклинтерферометрии оказывается возможным восстановление координат (траектории) движущегося точечного источника звука при его наблюдении через сильно рассеивающую или многослойную неоднородную среду, не прибегая к согласованной обработке, однако оказалось, что при наличии только одной точки наблюдения можно восстановить лишь относительные координаты источника, хотя и с точностью, определяемой угловым разрешением антенны. В работе [12] указанный подход был обобщен на решение задачи визуализации неоднородного потока жидкости при его наблюдении через неоднородный слой, (визуализация кровотока через толстые кости черепа при транскраниальной ультразвуковой диагностике).

Подчеркнем, что в обоих подходах принципиальным является наличие фазовых флуктуаций в

принятых сигналах. При этом предполагается, что в принятом поле всегда имеются две пространственные структуры – стабильная когерентная компонента, пусть и большой интенсивности, и, флуктуирующая по времени, рассеянная слабая компонента. Примерами подобных практических ситуаций могут быть движущийся источник звука в многолучевой океанической среде, сигнал от которого принимается стационарной горизонтальной антенной, настолько протяженной, что она разрешает отдельные нормальные волны [10], или, наоборот, источник звука стационарен, а при движении длинная горизонтальная антенна не сохраняет свою прямолинейность и ее форма случайным образом изменяется по времени [7], движущийся источник звука в слоистой твердой среде, [11], движущийся поток слабых рассеивателей ультразвука (например, сигналы, рассеянные кровотоком на фоне сильных сигналов, отраженных от стенок сосудов, [12]) и т.д. Во всех этих примерах принятое поле характеризуется фазовыми флуктуациями.

В настоящей работе анализируются некоторые особенности предложенного ранее метода восстановления изображения точечного источника через неоднородный слой [12]. В частности, более подробно рассмотрена следующая модель. Расположим вдоль оси “ $x$ ” линейную многоэлементную антенну, а на некоторых расстояниях от нее неоднородный слой и далее интересующий нас объект. Этот объект создает отраженное поле, в котором присутствуют две компоненты – когерентная и некогерентная, создаваемая, например, движущимися рассеивателями. Например таким объектом может быть кровеносный сосуд: стенки сосуда создают когерентный отраженный сигнал, а движущиеся эритроциты – некогерентный, [12]. В дальнейшем отраженные когерентные сигналы мы будем называть фоном, причем его уровень обычно всегда больше, чем уровни отраженных рассеянных сигналов.

Пусть неоднородный слой и объект освещаются полем тонального импульсного сигнала с частотой  $f$ , причем для упрощения примем, что длительность импульсного сигнала и расстояние неоднородного слоя от объекта таковы, что сигнал, отраженный от неоднородного слоя, можно не учитывать и отраженный от объекта сигнал попадает в приемник после окончания импульса.

Будем также рассматривать режим совмещенного приема и излучения.

Зарегистрируем в момент времени  $t_1$  мгновенное распределение фазы принятого сигнала вдоль антенны,  $\Phi_1(x)$  и запомним его. Через некоторое время  $t_2 = t_1 + \tau$  выполним другое аналогичное измерение  $\Phi_2(x)$ . Причем интервал времени  $\tau$  выбран таким, что при втором измерении фазы сигналов в приемниках изменились, т.е.  $\Phi_2(x)$  это

другое распределение. Фактически интервал времени  $\tau$  является интервалом корреляции случайного процесса рассеяния. Один из примеров его оценки для конкретной модели рассеяния приведен в [12]. Далее сформируем новую функцию

$$\Delta\Phi(x) = \Phi_2(x) - \Phi_1(x) \quad (1)$$

и обратим волновой фронт по функции (1).

В зависимости от расстояния от антенны до объекта обращение волнового фронта может быть выполнено на основе преобразования Фурье–Френеля, либо используя точное выражение

$$I(\xi) = \left| \int_0^D \{ \Phi_1(x) - \Phi_2(x) \} \exp(ikR) dx \right|^2, \quad (2)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ , а расстояние  $R$  до каждого элемента вычисляется как

$$R = \sqrt{R_0^2 + (\xi - x)^2}.$$

Так как  $I(\xi)$  является случайной величиной, то окончательное восстановленное изображение получается усреднением многих результатов измерений  $I(\xi)$ , т.е.

$$\bar{I}(\xi) = \sum_{l=1}^L I_l(\xi). \quad (3)$$

Достаточно легко показать, что обращение волнового фронта по функции (1) в общем случае исключает все мультипликативные искажения, вносимые слоем, [8, 9]. Однако, можно ли такой операцией восстановить само изображение динамического объекта, измерить его абсолютные координаты и каково качество восстановленного изображения – вот те вопросы, на которые мы попытаемся ответить.

Исследование особенностей алгоритмов (1)–(3) осуществлялось компьютерным моделированием. Поле на антенне при этом вычислялось по формуле

$$P(x) = \sum_{m=0}^M A_m(\xi_m) \exp[i\varphi_m(\xi_m)] \times \exp[-ik\sqrt{R_0^2 + (\xi_m - x)^2}], \quad (4)$$

знак при второй экспоненте в (4) брался обратным знаком при экспоненте в (2). В выражении (4)  $A_m$  – амплитуда сигнала, отраженного от  $m$ -го элемента разрешения объекта,  $\varphi_m$  – фаза сигнала, приобретаемая при отражении от  $m$ -го элемента. Амплитудный коэффициент  $1/R$  при  $\exp(-ikR)$  опущен. Усреднение  $L$  изображений (2) делается операцией (3) для  $2L$  реализаций случайных величин  $[A_m(\xi_m), \varphi_m(\xi_m)]$ . В дальнейшем для проведения количественных оценок и сравнения энерге-

тических уровней сигналов амплитудные коэффициенты  $A_m(\xi_m)$  уравнивались для всех элементов объекта  $m = 1, \dots, M$ . Случайными были только фазы  $\varphi_m(\xi_m)$ . Обычно фаза поля  $P(x)$  на антенне, (4), находится из известного соотношения

$$\Phi(x) = \text{arctg}[\text{Im } P(x)/\text{Re } P(x)], \quad (5)$$

В выражении (5) функции  $\text{arctg } z$  определяется в полуплоскости  $[-\pi/2, \pi/2]$  для значений аргумента  $z \in [-\infty, \infty]$ . Для получения полной информации и построения неискаженного изображения функцию  $\Phi(x)$  мы вычисляем по следующим правилам:

$$\left. \begin{array}{l} \text{если } \text{Re } P(x) > 0, \\ \text{то } \Phi(x) = \text{arctg}[\text{Im } P(x)/\text{Re } P(x)]; \\ \text{если } \text{Re } P(x) = 0 \text{ и} \\ \left\{ \begin{array}{l} \text{Im } P(x) < 0, \text{ то } \Phi(x) = -\pi, \\ \text{Im } P(x) > 0, \text{ то } \Phi(x) = \pi, \\ \text{Im } P(x) = 0, \text{ то } \Phi(x) = 0; \end{array} \right. \\ \text{если } \text{Re } P(x) < 0 \text{ и} \\ \left\{ \begin{array}{l} \text{если } \text{Im } P(x) > 0, \\ \text{то } \Phi(x) = \text{arctg}[\text{Im } P(x)/\text{Re } P(x)] + \pi, \\ \text{если } \text{Im } P(x) = 0, \text{ то } \Phi(x) = 0, \\ \text{если } \text{Im } P(x) < 0, \\ \text{то } \Phi(x) = \text{arctg}[\text{Im } P(x)/\text{Re } P(x)] - \pi \end{array} \right. \end{array} \right\} \quad (6)$$

Таким образом  $\Phi(x)$  вычисляется на всей единичной окружности в пределах  $(-\pi, \pi)$ , на интервале, равном  $2\pi$  и имеющем среднее значение нуль. Устанавливать среднее значение  $\Phi(x) = 0$  важно как для численного моделирования, так и в эксперименте, чтобы не накапливать постоянную составляющую в изображении, так как фазовая информация (4) в (2) и (3) играет роль амплитудной, поэтому для  $\text{Re } P(x) < 0$  и  $\text{Im } P(x) = 0$  мы определяем  $\Phi(x) = 0$  как среднее между  $\pi$  и  $(-\pi)$ . Операция (6) неоднозначна с точностью до числа полных периодов  $2\pi$ .

Операция (6) нелинейная, но только благодаря нелинейности (6) мы получаем возможность наблюдать объект в плоскости изображения там, где он действительно находится. Информация о координатах объекта сохраняется за счет ограниченности функции  $\Phi(x)$  пределами  $(-\pi, \pi)$ .

Поясним это на примере восстановления точечного источника с помощью линейной антенны, имеющей  $N$  приемников, расположенных через интервалы  $\Delta x = \lambda/2$ . На рис. 1а показана функция фазы  $\Phi(x)$ , вычисленная по формулам (6) при  $N = 128$  для точечного источника, отстоящего от антенны на расстояние, равное длине антенны

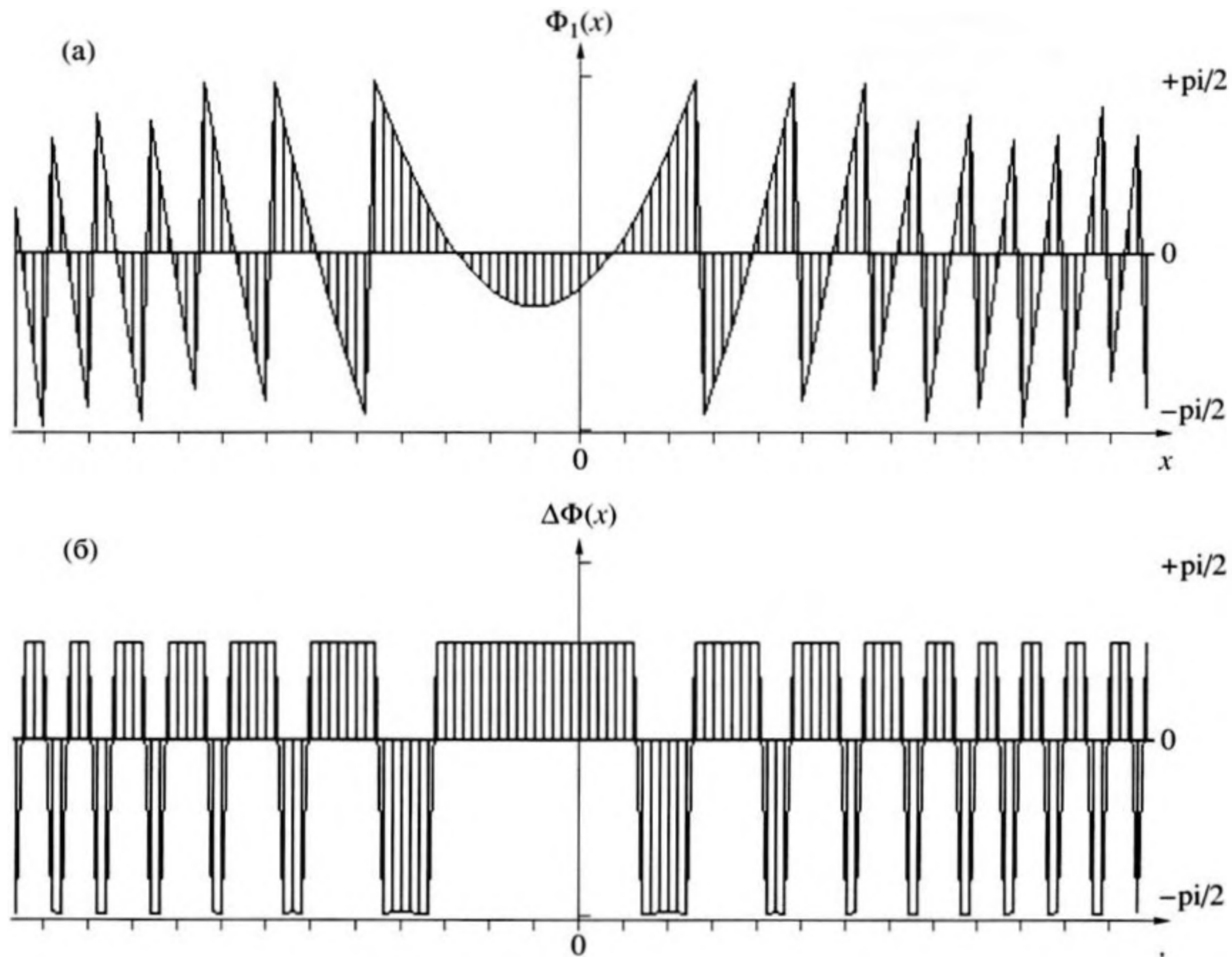
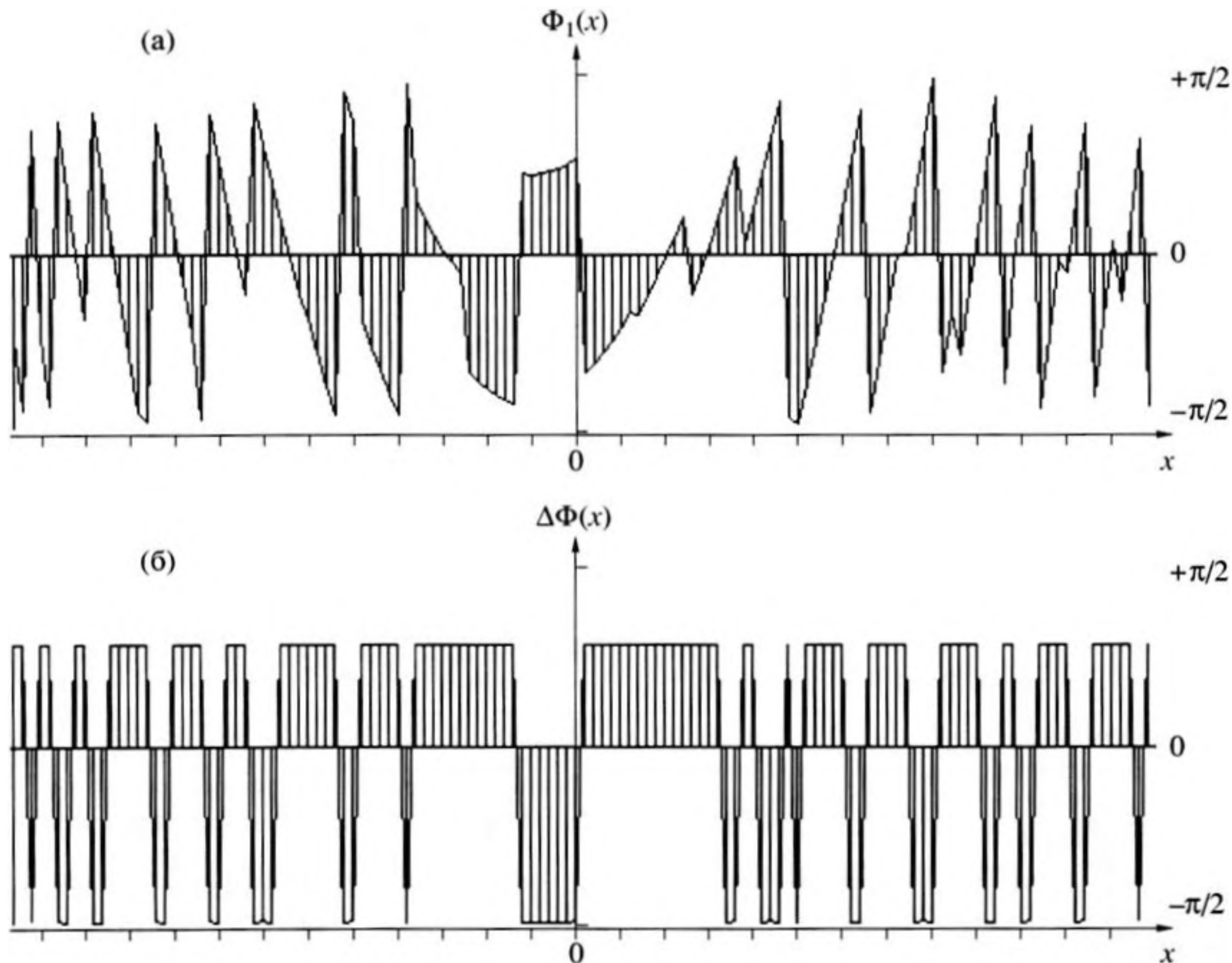


Рис. 1. Распределение фазы поля точечного источника на антенне: а – первое измерение –  $\Phi_1(x)$ ; б – разность двух измерений –  $[\Phi_1(x) - \Phi_2(x)]$ .

$R_0 = D$ , и слегка смещенного относительно центра антенны. Вид этой функции представляет собой известную в голографии структуру “киноформ”, а в акустике – “зонную линзу”. Изображение источника, полученное обращением волнового фронта от такой функции, почти идеально. Начальная фаза источника задана случайным образом. В следующий момент времени, когда фаза излучателя изменилась с  $\varphi_1$  на  $\varphi_2$ , распределение, показанное на рис. 1а, сохраняет свой вид, но смещается на некоторое число отсчетов, пропорциональное  $(\varphi_1 - \varphi_2)$ , так как функция  $\Phi(x)$  ограничена пределами  $(-\pi, \pi)$  и переход через эти границы осуществляется в другом месте. Разность  $[\Phi_1(x) - \Phi_2(x)]$  при этом имеет вид меандра, рис. 1б, сохраняющего информацию о виде функции  $\Phi_1(x)$  и  $\Phi_2(x)$ . Так как обращение волнового фронта осуществляется с помощью линейного оператора, то результирующее изображение (2) – это одно изображение минус другое, в изображении остается только то, что изменилось, а энергетически изображение источника можно сравнить с изображениями, полученными от зонной пластинки Френеля. Если бы вычисление фазы было осуществлено не с помощью операции (б), ограничивающей пределы функций  $\Phi(x)$ , то разность

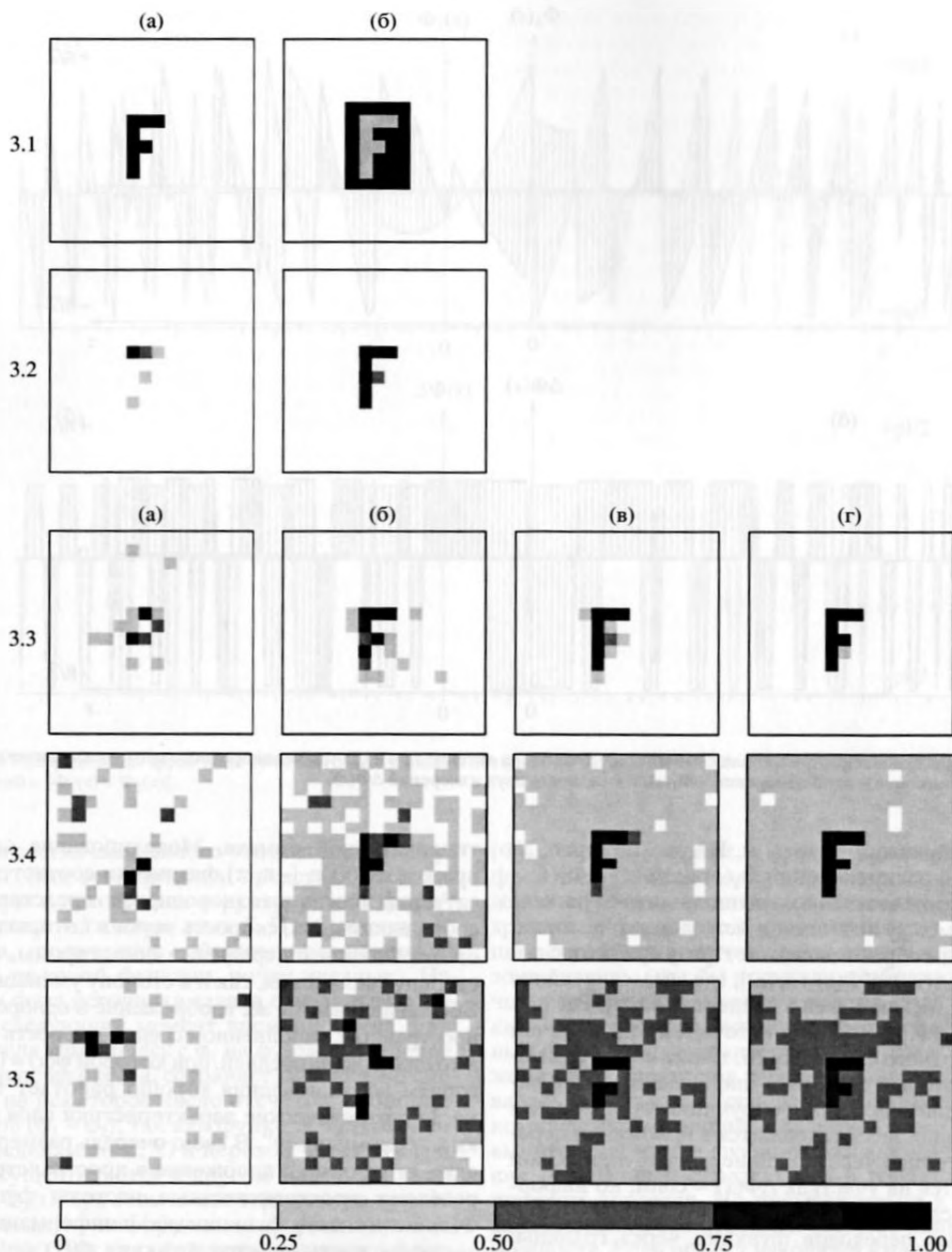
$[\Phi_1(x) - \Phi_2(x)] = \text{const} = \varphi_1 - \varphi_2$  при обращении фронта по (3) не позволила бы построить изображение точечного источника в ближней зоне и сохранить информацию о его координатах. В лучшем случае, когда источник находится в дальней зоне антенны, мы бы получали изображение точечного источника всегда в центре поля зрения как Фурье-преобразование от константы. Бинарные функции имеют широкие спектры и для сужения этих спектров в работе [6], где рассматривалась схожая задача определения функции фазы комплексных функций, делаются специальные вычисления, чтобы функция фазы не имела резких перепадов и определялась в гораздо более широких пределах. Но применительно к нашей задаче именно эти перепады создают новые возможности. Если объект находится в дальней зоне антенны, то в плоскости изображения мы наблюдаем спектры фазовых функций  $\Phi(x)$ . Бесконечный спектр бинарных функций формирует здесь дополнительные дифракционные порядки, в которых строится все то же изображение объекта. Чтобы эти изображения не перерывались, объект должен облучаться наклонным лучом или функция фазы умножаться на гармоническую функцию  $\sin \alpha x$  или  $\cos \alpha x$ , соответствующим обра-



**Рис. 2.** Распределение фазы поля точечного источника на антенне при наличии неоднородного слоя между антенной и источником: а – одно измерение  $-\Phi_1(x)$ ; б – разность двух измерений  $\Delta\Phi(x)$ .

зом подобранной частоты  $\alpha$ . На рис. 2а и рис. 2б показаны распределения  $\Phi_1(x)$  и  $\Delta\Phi(x) = \Phi_1(x) - \Phi_2(x)$ , соответственно, при наличии слоя рассеивателей между антенной и источником, который случайным образом искажает фазу принятого поля  $P(x) = A(x)\exp[\Phi(x) + \psi(x)]$ , где  $\psi(x)$  – случайная функция, меняющаяся в пределах  $[-\pi, \pi]$ . Распределение  $\Delta\Phi$  для одного источника при наличии неоднородного слоя, рис. 2б, также имеет вид мандра, который сохраняет информацию как о виде функции  $\Delta\Phi(x)$  так и о функции  $\psi(x)$ . Фазовая информация здесь содержится в положении переходов функции через крайние точки  $(-\pi, \pi)$ . Слой вычитается на участках  $\Delta\Phi(x) = \text{const}$ , но информация о слое частично сохраняется в виде дополнительных переходов функции через границы. Поэтому в результате накопления сначала усредняется изображение слоя, фон (аддитивный шум) в картинке, а затем начинает строиться изображение объекта. При каждом новом наборе  $\Phi_{11}$  и  $\Phi_{21}$  функции  $(\Phi(x) + \psi(x))$  достигают пределов  $(-\pi, \pi)$  в новых точках, поэтому при каждой итерации проявляется информация о разных участках слоя. Платой за сохранение информации о координатах источника оказалось неполное вычитание мультимпликативной помехи.

Моделирование слоя в пределах  $\psi(x) \in [-\pi, \pi]$  физически соответствует ситуации, когда неоднородности представляют собой включения, скорость звука в которых имеет отклонения от средней в обе стороны, как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. Восстанавливается же изображение в однородном пространстве, заполненном средой, скорость звука в которой равна средней, при которой  $\psi(x) = 0$ . Алгоритм восстановления хорошо работает тогда, когда статистические характеристики слоя близки к “белому шуму”. В свою очередь размер объекта, его форма и положение в пространстве определяют пространственные частоты функции  $\Phi(x)$ . Если спектр функции  $\psi(x)$  и информационно значимая часть спектра функции  $\Phi(x)$  не перекрываются, то восстановление изображения объекта оказывается возможным, что совпадает с выводами работы [5]. Кроме постоянных мультимпликативных помех алгоритм вычитает из изображения и относительно постоянный фон, по уровню значительно превышающий интересующий нас сигнал, понижает его уровень, делая его ниже уровня изображения объекта.



**Рис. 3.** Изображения динамического объекта: рис. 3.1а – вид объекта; рис. 3.1б – вид объекта и относительно постоянного фона; рис. 3.2 – изображения объекта в отсутствие фона и неоднородного слоя: рис. 3.2а – 1 итерация, рис. 3.2б – усреднение по 10 итерациям; рис. 3.3 – слоя нет, уровень фона по амплитуде в 10 раз выше уровня объекта; рис. 3.4 – слоя нет, уровень фона по амплитуде в 33 раза выше уровня объекта; рис. 3.5 – уровень фона равен уровню объекта, добавлен неоднородный слой. На рис. 3.3–рис. 3.5: а – одна итерация, б, в, г – усреднение по 10, 50 и 100 итерациям, соответственно.

Рассмотрим процедуру восстановления изображения протяженного объекта через неоднородный слой. В качестве протяженного объекта была выбрана буква *F*. На рис. 3 показаны результаты восстановления ее изображения. Поле зрения представлено  $16 \times 16$  элементами разрешения, а сам объект занимает всего 8 элементов разрешения. Антенна размером  $D$  содержит  $128 \times 128$  приемников с интервалом дискретизации  $\lambda/2$ . Объект находится на расстоянии от антенны, равном  $R = 128 \times \lambda/2 = D$ . На рис. 3.1 показано расположение источников звука в плоскости объекта. На рис. 3.1а показан объект и его положение в пространстве в отсутствие фона. Фоном в данном случае можно считать когерентный отраженный сигнал от каких-либо структур, создающих постоянное во времени рассеянное поле. На рис. 3.1б показан объект в окружении относительно постоянного фона (темный прямоугольник), уровень отражения от которого выше уровня отражения от объекта. На рис. 3.2 показаны изображения объекта, полученные в результате моделирования в отсутствие фона и неоднородного слоя. Рассмотрим более подробно результат одной итерации, показанный на рис. 3.2а. Так как это результат вычитания двух изображений, то мы видим только изменения в изображениях, полученных при первом и втором измерениях. При отсутствии фона и неоднородного слоя все точки восстановленного изображения лежат внутри области, занимаемой объектом, как и следовало этого ожидать, и их амплитуды случайны, причем информация об этих амплитудных флуктуациях содержится в фазовых распределениях  $\Phi_{1,2}(x, y)$ . Для получения более сглаженного изображения необходимо дальнейшее усреднение таких изображений, рис. 3.2б. Обратим внимание на то, что в изображении отсутствуют ложные максимумы, т.е. точки, положение которых не совпадает с областью, занимаемую объектом. Отсутствие ложных максимумов демонстрирует работоспособность самой идеи восстановления изображения по фазовой функции  $\Delta\Phi(x, y)$ , которая после всех преобразований переходит в амплитудную информацию, а этот процесс существенно нелинейный. На рис. 3.2б показан результат восстановления того же изображения, усредненного по десяти итерациям.

На рис. 3.3 показаны изображения объекта в отсутствие неоднородного слоя, но и при наличии фона, амплитуда которого в 10 раз превышает амплитуды сигналов, отраженных от объекта, рис. 3.3а – результат одной итерации, рис. 3.3б – усреднение по десяти итерациям, рис. 3.3в и рис. 3.3г – пятидесяти и ста итерациям, соответственно. На рис. 3.4 показаны аналогичные изображения объекта в отсутствие неоднородного слоя, но при наличии фона, амплитуда которого в 33 раза превышает амплитуды рассеянных сигналов от

объекта, рис. 3.4а – результат одной итерации, рис. 3.4б, 3.4в, 3.4г – после усреднения десяти, пятидесяти и ста итераций.

И наконец, на рис. 3.5 показаны изображения объекта при наличии неоднородного слоя и фона. Амплитуды сигналов фона принимались равными амплитудам сигналов, отраженных от элементов объекта. Фазы сигналов фона принимались постоянными за время одной итерации, а неоднородный слой моделировался добавлением к фазе сигналов функции  $\Psi(x, y) \in [-0.9\pi, 0.9\pi]$ , случайным образом меняющей свои параметры через интервалы  $[\Delta x, \Delta y] = [\lambda, \lambda]$  или через каждые два приемника на антенне. На рис. 3.5а показано изображение, полученное в результате одной итерации, а на рис. 3.5б, 3.5в, 3.5г изображения для усреднений по десяти, пятидесяти и ста итерациям.

Видно, что при усреднении уровень фона, окружающего объект, возрастает и в изображении он проявляется в виде постоянной составляющей, одинаковой по всему полю зрения, что создает возможность ее дальнейшей фильтрации. При включении в модель неоднородного слоя на всем изображении появляется пятнистость, но уровень яркости элементов изображения объекта превышает эти нерегулярности.

Моделировалось также освещение объекта узким лучом, с размерами  $\Delta x, \Delta y = 3-4$  элемента разрешения. Облучение широким пучком, когда освещается весь объект, уступает по своим возможностям сканированию по нескольким элементам разрешения. Проходя через неоднородный слой, озвучивающий луч может исказиться или сместиться на несколько элементов разрешения, но в результате сканирования весь объект должен быть облучен  $2L$  раз.

Алгоритм, сохраняющий информацию о положении каждого излучателя, должен построить неискаженное изображение объекта с точностью до элемента разрешения даже в тех случаях, когда точные координаты сканирующего луча нам не известны. Формально можно было бы сформировать функцию кросс-корреляции  $P_1(x) \times P_2^*(x)$  и найти разность

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \Phi_1(x) - \Phi_2(x) = \\ &= \arctg\{ \text{Im}[P_1(x) \times P_2^*(x)] / \text{Re}[P_1(x) \times P_2^*(x)] \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Разность (7), однако, не дает полной информации о фазах  $\Phi_1(x)$  и  $\Phi_2(x)$ , так как

$$\left. \begin{aligned} &\text{Im}[P_1(x) \times P_2^*(x)] = \\ &= \text{Im} P_1(x) \times \text{Re} P_2(x) - \text{Im} P_2(x) \times \text{Re} P_1(x), \\ &\text{Re}[P_1(x) \times P_2^*(x)] = \\ &= \text{Re} P_1(x) \times \text{Re} P_2(x) + \text{Im} P_2(x) \times \text{Im} P_1(x) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

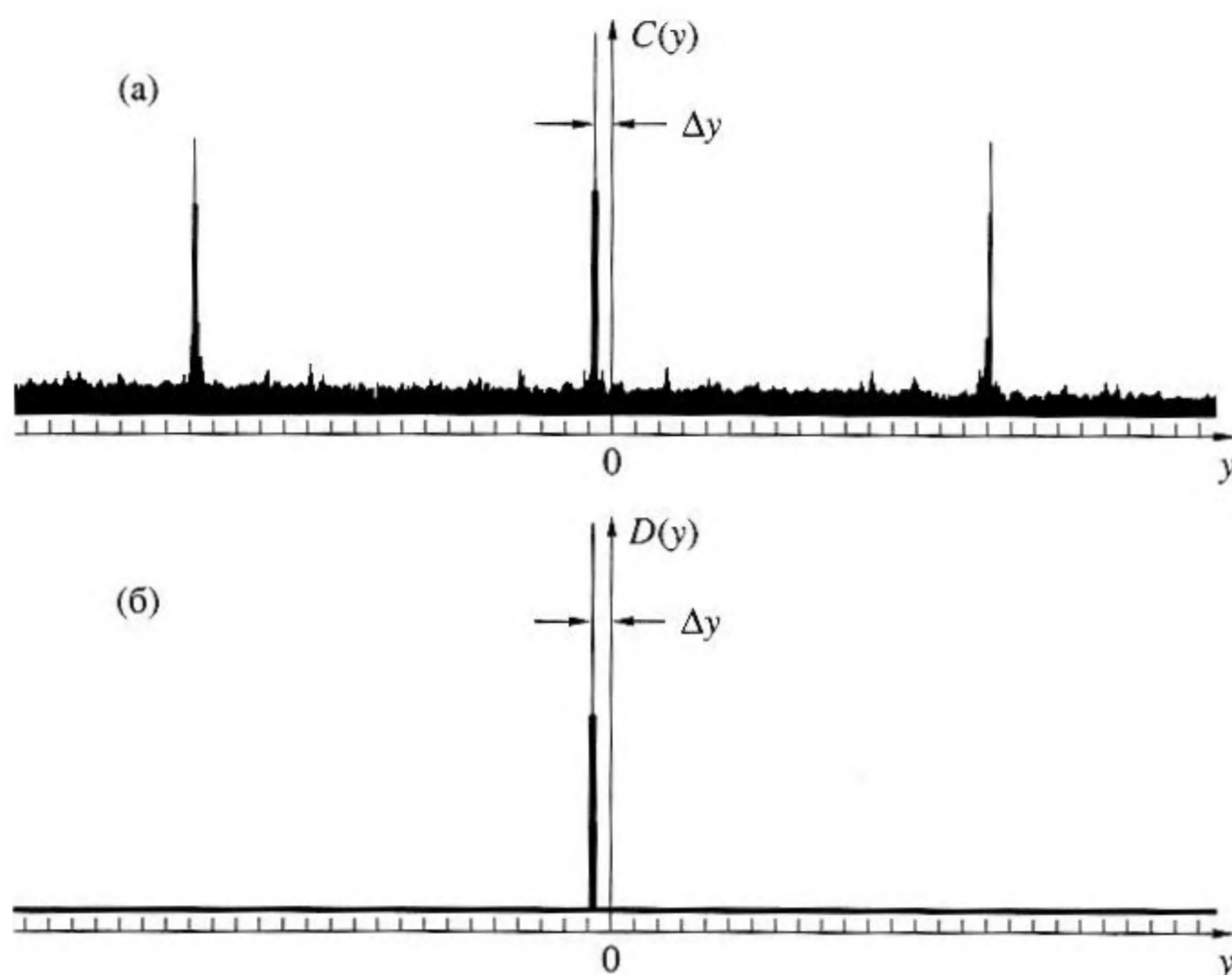


Рис. 4. Функции корреляции и "division" от двух энергетических спектров квазипериодической случайной функции, сдвинутых относительно друг друга на расстояние  $\Delta y$ : а – функция корреляции –  $C(y)$ , б – функция "div" –  $D(y)$ .

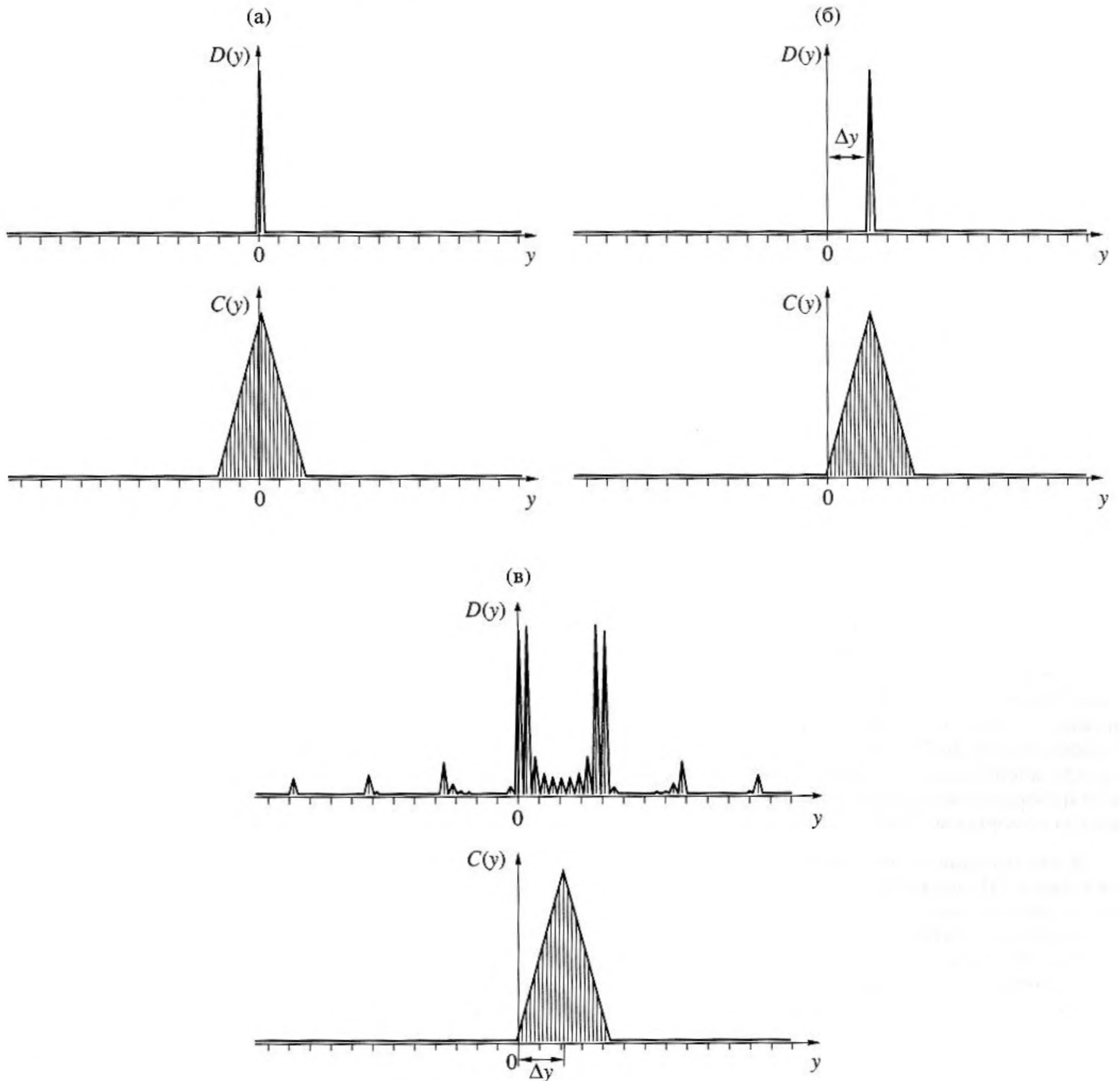
Формулы (9) содержат попарные произведения  $\text{Im}P_1(x)$ ,  $\text{Re}P_1(x)$  и  $\text{Im}P_2(x)$ ,  $\text{Re}P_2(x)$  в различных комбинациях. Знаки произведений одинаковы для двух комбинаций сомножителей. Общие для обоих распределений  $\Phi_1(x)$  и  $\Phi_2(x)$  квадратичные фазовые набег, несущие информацию о расстоянии от приемников до объекта, вычитаются. Поэтому изображение можно построить только в дальней зоне. Для объекта прямоугольной формы, например, восстановленное изображение будет иметь форму треугольника. Объект более сложной формы при этом вряд ли можно расшифровать, так как половина фазовой информации потеряна. Поэтому восстановление изображения объекта сложной формы по разностной фазовой функции от взаимной корреляции не осуществимо. В работе [14], например, функции взаимной корреляции используются для построения изображения точечного объекта, а для построения изображения протяженного объекта осуществляются сканирование и достаточно сложные процедуры коррекции, в чем рассматриваемый нами метод, по крайней мере теоретически, не нуждается.

Заметим, что предложенный нами алгоритм отличается от алгоритма [4] тем, что он обеспечивает вычитание из одного фазового распределения другое, а в методе темного поля вычитаются фазы на соседних приемниках. Кроме того, мы не сохраняем информацию об отношении амплитуд двух последовательных распределений поля

на антенне, как не значимую для построения изображения протяженного динамического объекта. Однако, хотя указанные отличия обусловлены разными решаемыми задачами и, соответственно, разными способами применения алгоритмов, оценки их энергетической эффективности с точки зрения подавления когерентного фона (сильных отраженных, но стабильных по времени сигналов) сопоставимы, так как основу обоих алгоритмов составляет нелинейная операция вычисления разности фаз.

В одной из предыдущих работ нами был предложен близкий к рассматриваемому методу алгоритм вычисления сдвига двух функций относительно друг друга, названный "division" – от деления спектров, который также зависит от способа вычисления функции фазы [8]. Известно, что функция корреляции неоднозначна при сравнении квазипериодических функций. На рис. 4а показана функция корреляции двух энергетических спектров случайной функции  $\psi(x)$ , каждое третье значение которой обращено в нуль, а спектры сдвинуты относительно друг друга [8]. На рис. 4б показана функция "division" от тех же спектров. Алгоритм "division" переводит сдвиг в фазовый наклон преобразованием Фурье

$$\begin{aligned} F_{\eta}[I_1(\xi)] &= \Lambda_1(\eta), \\ F_{\eta}[I_2(\xi)] &= \Lambda_2(\xi), \end{aligned} \quad (9)$$



**Рис. 5.** Функции автокорреляции прямоугольного импульса –  $C(y)$  и функции “division” –  $D(y)$  от тех же импульсов: а – импульсы не сдвинуты; б – второй импульс сдвинут на расстояние  $\Delta$ ; в – второй импульс сдвинут на расстояние  $\Delta$ , функция  $D(y)$  вычислена по формуле (6) без расширения на область  $[-\pi, \pi]$ .

где  $I_1(\xi)$  и  $I_2(\xi)$  – сравниваемые спектры. Затем находятся функции фазы выражений (9)  $\Phi_1[\Lambda_1(\eta)]$  и  $\Phi_2[\Lambda_2(\eta)]$  по формулам (6) и формируется функция

$$B(\eta) = \exp\{\Phi_1[\Lambda_1(\eta)] - \Phi_2[\Lambda_2(\eta)]\}. \quad (10)$$

Амплитудная информация опускается. От  $B(\eta)$  берется обратное преобразование Фурье

$$D(y) = F_{\eta}^{-1}[B(\eta)].$$

Функция  $D(y)$  имеет единственный узкий пик для любого вида одинаковых сравниваемых функций, если функции фазы вычисляются по формулам (6). Примеры вида  $D(y)$ , когда  $I_1(\xi)$  и  $I_2(\xi)$  несколько отличаются друг от друга, приведены в [7–9]. На рис. 5 показаны функции  $D(y)$  и  $C(y)$  – функция автокорреляции прямоугольного импульса: на рис. 5а импульсы не сдвинуты; на рис. 5б второй импульс сдвинут на расстояние  $\Delta$  относительно первого; на рис. 5в второй импульс сдви-

нут на расстояние  $\Delta$ , функция  $D(y)$  вычислена по формуле (5). Функция корреляции вычисляется по той же схеме, что и функция  $D(y)$ , но вместо операции (10) используется  $\Lambda_1(\eta) \times \Lambda_2^*(\eta)$ . В силу (8) функция  $\Lambda_1(\eta) \times \Lambda_2^*(\eta)$  не сохраняет значений знаков мнимых и действительных частей ее составляющих. Операция (10), выполненная с помощью (6), позволяет сохранить полную фазовую информацию об обеих сравниваемых функциях, кроме того функция  $D(y)$  не зависит от амплитуд этих функций, поэтому  $D(y)$  определяет сдвиг с точностью до единицы дискретизации функций. Функция  $D(y)$  может быть полезной в задачах распознавания образов, при вычислении временных задержек на приемниках и везде, где применяется корреляционный анализ. Единственной поправкой при определении фазы по формулам (6) будет значение фазы в тех точках, где  $\operatorname{Re}P(x) < 0$  и  $\operatorname{Im}P(x) = 0$ , тогда  $\Phi(x) = \pi$  (или  $-\pi$ , это одна и та же точка на единичной окружности). В алгоритме "division" берется  $\exp \Delta \Phi$ , поэтому при значениях  $\operatorname{Re}P(x) < 0$  и  $\operatorname{Im}P(x) = 0$  фаза должна быть определена так, чтобы  $\cos \Phi(x) = -1$ . В приведенных выше формулах (6) в этой же точке фаза приравнивается нулю, чтобы среднее значение фазы между  $\pi$  и  $(-\pi)$  было равно нулю, так как для выражения (2), где фаза играет роль амплитуды, важна именно эта характеристика. В работе [5] подобная операция деления спектров предлагается для идеализации отклика системы и построения изображений со всеми различиями в алгоритмах, о которых мы уже говорили выше.

В заключение отметим, что как справедливо указано в [5], применение в акустике методов типа метода темного поля во многом базируется на их аналогах, давно и успешно апробированных в оптике. В связи с этим, как нам представляется, спектр применения разностных фазовых методов в акустике океана и других областях, в которых используются акустические волны, может быть чрезвычайно широк. Предложенный метод построения изображений динамических объектов пригоден для решения самых разнообразных задач акустики океана и сейсмологии – для построения траектории шумящего источника, движущегося в неоднородной многолучевой среде с сохранением информации о его абсолютных координатах, [6, 9, 10] обнаружения и выделения слабых неоднородностей, визуализации потоков неоднородных жидкостей и течений и т.п.

Для очень большого круга практических задач влияние чисто аддитивных шумов не так велико и главным ограничением являются фазовые флуктуации сигналов из-за рассеяния. Дальнейшее изучение и развитие разностных методов, по-видимому, позволит по-другому взглянуть на проблемы создания действительно высокоапертурных

фокусируемых антенн, работающих в неоднородных средах, так как оказывается возможным частично снять жесткие требования на волновой размер антенны. Традиционно считается, что в неоднородной океанической среде максимальная длина антенны ограничена небольшим интервалом пространственной корреляции сигнала. Доказательством иных возможностей могут служить результаты работы [7] по формированию направленности антенны с изменяющейся по времени геометрией и результаты работы [8], где на антенне также укладывается большое количество интервалов пространственной корреляции принятого поля. И в том и другом случае восстановление углового положения точечного источника осуществляется с аппаратным разрешением антенны, т.е. в соответствии с ее волновым размером.

Авторы выражают большую благодарность проф. В.А. Звереву за плодотворное обсуждение настоящей работы и ценные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов. радио, 1975. С. 170.
2. Зверев В.А. Антенна темного поля // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 3. С. 401–404.
3. Зверев В.А., Матвеев А.Л., Славинский М.М., Стромков А.А. Фокусируемая антенна темного поля // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 4. С. 501–507.
4. Зверев В.А., Коротин П.И., Матвеев А.Л., Салин Б.М., Тупчин В.И. Обращенный апертурный синтез в акустическом темном поле // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 5. С. 650–657.
5. Зверев В.А. Временное разрешение в радио-, сейсмо- и акустической локации // Известия ВУЗов, серия "Радиофизика", 2000. Т. XLIII, № 5. С. 406–412.
6. Зверев В.А., Павленко А.А. Об алгоритме численного логарифмирования комплексной функции с минимальной шириной спектра логарифма // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2000. Т. XLIII. № 7. С. 652–656.
7. Зверев В.А., Павленко А.А. Формирование направленности гибкой акустической антенны // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 3. С. 352–358.
8. Зуйкова Н.В., Кондратьева Т.В., Свет В.Д. Применение методов акустической спекл-интерферометрии в некоторых задачах акустики океана // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 225–231.
9. Зуйкова Н.В., Кондратьева Т.В., Свет В.Д. Определение расстояния до объекта, находящегося под слоем рассеивателей звука // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 2. С. 187–193.
10. Зуйкова Н.В., Кондратьева Т.В., Свет В.Д. Оценка углового перемещения движущегося источника звука в многомодовом волноводе // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 220–225.
11. Зуйкова Н.В., Кондратьева Т.В., Свет В.Д. Применение методов акустической спекл-интерферометрии для контроля и измерения профиля нефтя-

- ной скважины // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 6. С. 779–785.
12. Зуйкова Н.В., Кондратьева Т.В., Свет В.Д. Получение изображения кровотока методом ультразвуковой спекл-интерферометрии // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 652–658.
13. *B-Flow*. New way of vizualizing blood flow // *Ultrasound Technology*, preprint of GE Ultrasound Europe, 1999. P. 14.
14. Walker W., Trahey G. Speckle coherence and implications for adaptive imaging // *JASA*. 1997. V. 101. April. P. 1847–1858.

## Acoustic Images of Objects Moving under an Inhomogeneous Layer

N. V. Zuikova, T. V. Kondrat'eva, and V. D. Svet

*Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia*

*e-mail: vsvet@akin.ru*

**Abstract**—The possibilities and limitaions of the methods of obtaining acoustic images of objects moving under an inhomogeneous scattering layer are considered. It is shown that the previously proposed algorithms of signal processing that select a random phase modulation from the received field make it possible to reconstruct the images of extended objects observed through an inhomogeneous medium in the presence of strong stationary reflectors. The proposed methods are compared with the Zverev's method of an inverse aperture synthesis in a dark field.