АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2004, том 50, № 2, с. 193–197

УДК 534+534.231.2

УСРЕДНЕННЫЙ ОТКЛИК ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2004 г. В. А. Елисеевнин

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 21.10.2002 г.

Исследуется отклик горизонтальной приемной линейной антенны в мелком море при энергетическом сложении нормальных волн. Звуковое поле создается точечным ненаправленным монохроматическим источником. Апертура антенны сравнима или меньше толщины водного слоя.

В настоящее время в прикладной гидроакустике широко используются протяженные антенные системы [1]. При расчетах звуковых полей в гидроакустических волноводах в ряде работ используется такая характеристика поля, как его интенсивность, усредненная по трассе распространения [2–4]. Это достигается некогерентным суммированием полей отдельных нормальных волн или лучей, при котором его интерференционная структура оказывается "смазанной". При этом рассмотрение проводится для случая ненаправленного излучения и приема. В работах [5–8] рассматриваются усредненные характеристики звукового поля в волноводе, создаваемого вертикальной излучающей антенной. В настоящей работе исследуется форма отклика горизонтальной приемной линейной антенны в изоскоростном гидроакустическом волноводе (модель мелкого моря) при сложении откликов антенны на отдельные нормальные волны без учета фазы, то есть энергетически.

Звуковое поле в волноводе, возбуждаемое точечным ненаправленным монохроматическим источником, представляется в виде суммы нормальных волн [9]. Прием осуществляется на горизонтальную линейную антенну апертуры L, снабженную электронным компенсатором, позволяющим электрически поворачивать ее фазовый фронт вокруг центра на заданный угол компенсации β в горизонтальной плоскости. Предполагается, что источник находится в дальнем поле антенны (зоне Фраунгофера). Определение дальней зоны для горизонтальной антенны в волноводе приводится в работе [10].

Характеристики направленности гидроакустических антенн в однородной неограниченной среде (свободном пространстве) изучены достаточно подробно [11, 12]. Представляется оправданным направленные свойства тех же антенн в волноводе оценивать с помощью аналогичных характеристик, но отражающих особенности волноводного распространения звука. Поэтому отклик антенны в волноводе определим как нормированную по максимуму интенсивность сигнала на ее выходе в зависимости от угла между направлением на источник и нормалью к центру антенны в горизонтальной плоскости α и угла компенсации β [13–16]

$$B(\alpha, \beta) = \frac{u_a u_a^*}{\max\{u_a u_a^*\}}, \tag{1}$$

$$u_a u_a^* = \sum_{l=1}^{m}\sum_{q=1}^{m} D_l(\alpha, \beta) D_q(\alpha, \beta) \exp[j(\xi_l - \xi_q)R] = \sum_{l=1}^{m} D_l^2(\alpha, \beta) + 2\sum_{l=1}^{m-1}\sum_{q=l+1}^{m} D_l(\alpha, \beta) D_q(\alpha, \beta) \cos[(\xi_l - \xi_q)R], \tag{2}$$

$$D_l(\alpha, \beta) = A_l(\xi_l, b_l, Z_0, Z) \frac{\sin\left[\frac{L}{2}(\xi_l \sin\alpha - k\sin\beta)\right]}{\frac{L}{2}(\xi_l \sin\alpha - k\sin\beta)}. \tag{3}$$

Величина $D_l(\alpha, \beta)$ есть отклик антенны при приеме только одной l-й нормальной волны, а отклик антенны $B(\alpha, \beta)$, рассматриваемый в горизонтальной плоскости, представляет собой суперпозицию всех откликов на отдельные нормальные волны. Величина $B(\alpha)$ при некотором постоянном β является диаграммой направленности, а величина $B(\beta)$ при некотором постоянном α – сканограммой направленности горизонтальной линейной антенны в волноводе. Эти величины яв-

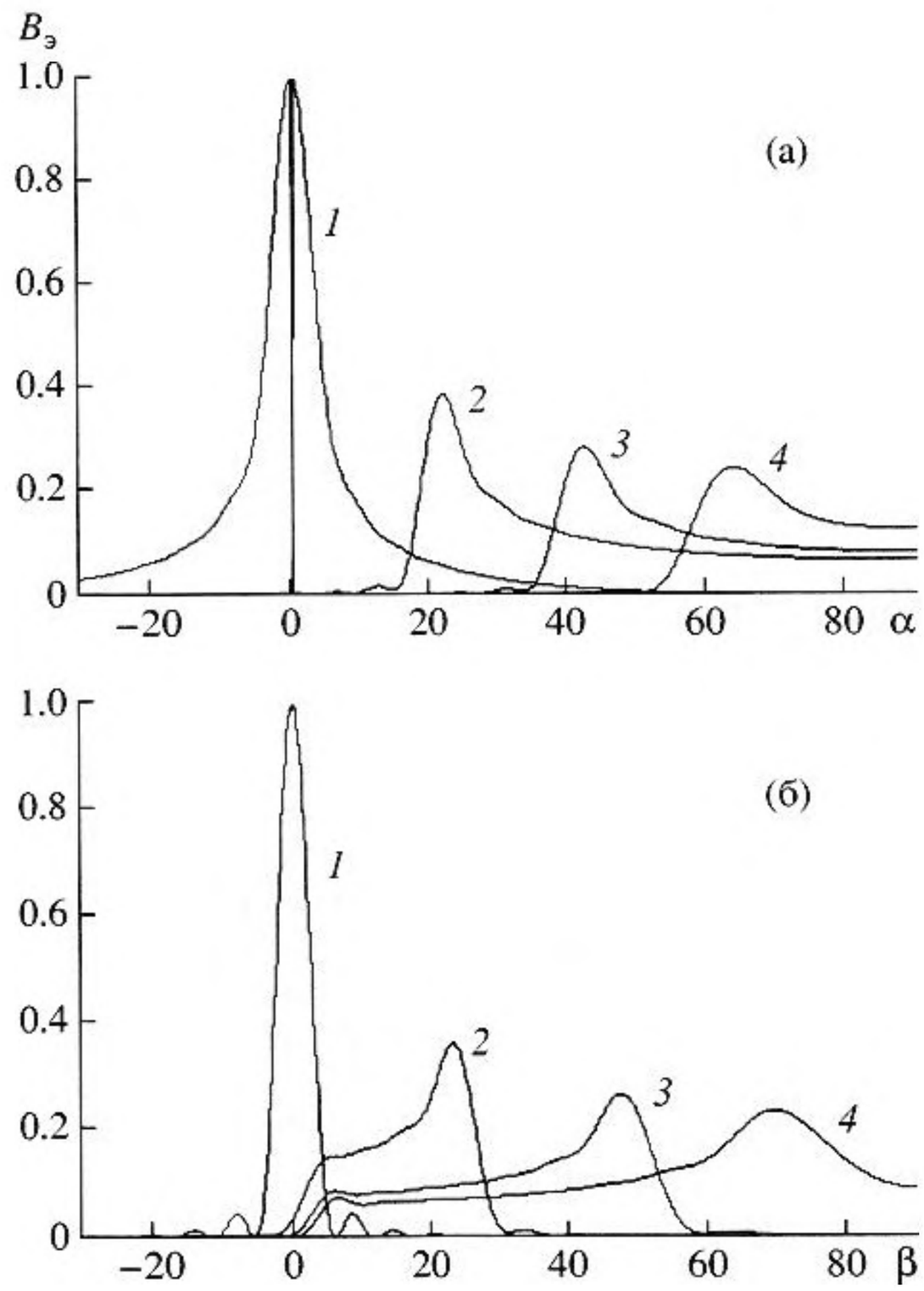

Рис. 1. Диаграммы (а) и сканограммы (б) при различных значениях углов $\beta_к$ и $\alpha_и$. $H = 50\lambda$; $m = 100$; $L = 10\lambda$; $Z_0 = Z = 0$; (а) *1* – $\beta_к = 0°$; *2* – $\beta_к = 20°$; *3* – $\beta_к = 40°$; *4* – $\beta_к = 60°$. (б) *1* – $\alpha_и = 0°$; *2* – $\alpha_и = 25°$; *3* – $\alpha_и = 50°$; *4* – $\alpha_и = 75°$.

ляются аналогами диаграммы и сканограммы той же антенны в свободном пространстве. u_a – сигнал на выходе антенны; m – число нормальных волн, распространяющихся в волноводе без затухания; ξ_l и b_l – горизонтальная и вертикальная компоненты волнового вектора k l-й нормальной волны; Z_0 и Z – горизонты излучения и приема; R – горизонтальное расстояние между источником и центром антенны; величина A_l характеризует степень возбуждения l-й нормальной волны. Компенсатор осуществляет линейные задержки по фазе в канале каждого звукоприемника антенны согласно фазовой скорости звука в водной толще C ($k = \omega/C$ – волновое число, ω – круговая частота).

Первое слагаемое в правой части выражения (2) (однократная сумма) соответствует сложению откликов антенны на отдельные нормальные волны без учета фазы, то есть энергетически (энергетическая часть отклика $B_э$). Второе слагаемое в правой части выражения (2) (двукратная сумма) характеризует интерференцию между нормальными волнами различных номеров на апертуре антенны (интерференционная часть отклика). В работах [13–16] исследовался отклик антенны в волноводе $B(\alpha, \beta)$ при различных параметрах задачи. Наибольшее внимание уделялось области низких частот, когда в волноводе распространялось малое число нормальных волн (единицы или десятки), и протяженным линейным антеннам, апертура которых в ряде случаев превышала (часто значительно) толщину водного слоя. Ниже анализируется форма кривой энергетической части отклика антенны, апертура которой сравнима или меньше (часто много меньше) толщины волновода. В последнем может распространяться много нормальных волн (сотни) и становится применимым приближение геометрической акустики. Расчеты проводятся для волновода в виде изоскоростного водного слоя с мягкой поверхностью и жестким дном. При этом величина $A_l = \cos(b_l Z_0)\cos(b_l Z)/\sqrt{\xi_l}$.

Согласно (1)–(3) отклик антенны среди прочих параметров определяется также числом распространяющихся в волноводе нормальных волн. Если в свободном пространстве с уменьшением длины волны λ (увеличением частоты излучения ω) волновой размер антенны L/λ увеличивается, то в волноводе, кроме того, увеличивается отношение H/λ и, следовательно, возрастает число распространяющихся в нем нормальных волн m. Это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации приводимых ниже результатов расчетов.

Как известно, диаграмма направленности непрерывной линейной антенны в свободном пространстве определяется одним большим главным и рядом малых боковых максимумов на ее кривой, которые смещаются по оси углов α с изменением величины угла компенсации β [11, 12]. Аналогичная картина имеет место на кривой сканограммы той же антенны, но смещение максимумов происходит по оси углов β с изменением величины угла α. Как показано в работах [13–16], в случае, когда та же антенна располагается в волноводе горизонтально, ее диаграмма или сканограмма сохраняет один главный максимум только в случае $\beta = 0°$ или $\alpha = 0°$ соответственно. В остальных случаях ($\beta > 0°$ или $\alpha > 0°$) энергия в отклике антенны оказывается распределенной в широком диапазоне углов от 0° до 90°. (Симметричная картина имеет место в диапазоне углов от 90° до 180° и здесь не рассматривается.) При этом, если интерференционная часть отклика носит осциллирующий характер и эти осцилляции беспорядочны, то кривая энергетической части отклика носит плавный характер и имеет специфическую форму. При этом степень осцилляций увеличивается с ростом числа нормальных волн.

Дальнейшие рассуждения будем сопровождать иллюстрацией результатов расчетов для конкретных примеров. Рисунок 1 показывает изменение формы кривой энергетической части отклика горизонтальной линейной антенны апертуры $L = 10\lambda$ в волноводе толщиной $H = 50\lambda$ при различных углах компенсации $\beta_к$ (диаграммы, рис. 1а) и направлениях на источник, характеризуемых углом $\alpha_и$ (сканограммы, рис. 1б). В таком волноводе может распространяться без затухания $m = 100$ нормальных волн. Здесь и в дальнейших примерах источник и антенна располагаются на дне $Z_0 = Z = 0$. Все кривые на каждом из рисунков нормированы к одному максимальному значению. Из рисунков видно, что, как отмечалось выше, только при $\beta_к = 0°$ или $\alpha_и = 0°$ кривая отклика имеет форму одного симметричного максимума наибольшей амплитуды по сравнению с остальными кривыми. С увеличением же углов компенсации $\beta_к$ (рис. 1а) или углов направления на источник $\alpha_и$ (рис. 1б) кривые энергетической части отклика в своей центральной части принимают "столообразный" характер с плавным максимумом в левой части при $\alpha = \beta_к$ в случае диаграммы (рис. 1а) и в правой части при $\beta = \alpha_и$ в случае сканограммы (рис. 1б). Для данных параметров задачи величины этих максимумов приблизительно в три раза меньше величины максимума отклика при $\beta_к = 0°$ или $\alpha_и = 0°$.

Согласно (1)–(3) форма кривой энергетической части отклика является результатом суммирования откликов на отдельные нормальные волны D_l, сдвинутых по оси углов α вправо при $\beta_к \neq 0°$ (рис. 1а) или сдвинутых по оси углов β влево при $\alpha_и \neq 0°$ (рис. 1б). При этом сдвиги откликов D_l по осям углов увеличиваются с ростом номера нормальной волны l нелинейно. Это иллюстрируется рисунком 2, на котором представлены разности $\Delta\alpha = \alpha^l_{max} - \alpha^{l-1}_{max}$ (кривые *1*, *2*, *3*) и $\Delta\beta = \beta^l_{max} - \beta^{l-1}_{max}$ (кривые *4*, *5*, *6*) в зависимости от номеров нормальных волн $l = 2$–100. α^l_{max} и β^l_{max} определяют угловые положения максимумов откликов на l-ю нормальную волну. Как видно из рисунка, скорость возрастания этих разностей с ростом номера нормальной волны l мала для нормальных волн начальных номеров, что и обуславливает наличие максимумов на кривых рис. 1а, 1б. Скорость возрастания разностей более или менее постоянна в среднем диапазоне номеров нормальных волн, что определяет относительно постоянный уровень отклика в остальной части.

Следует обратить внимание на следующую особенность формы кривой энергетической части отклика антенны в волноводе. Если волновые размеры антенны L/λ сравнимы или меньше волновых размеров толщины волновода H/λ, то оказывается, что рассмотренная выше форма кривой энергетической части отклика практически не меняется с увеличением отношения H/λ или, что то же самое, с увеличением числа распространяющихся в волноводе нормальных волн m, при постоянных прочих параметрах – величинах L/λ, Z_0, Z, углах $\beta_к$ для диаграмм и $\alpha_и$ для сканограмм. На рис. 3 представлены кривые энергетической части диаграммы (рис. 3а) и сканограммы (рис. 3б) антенны апертуры $L = 10\lambda$ в волноводах с толщинами $H = 10\lambda$, 50λ, 100λ и 250λ ($m = 20$, 100, 200 и 500), при $\beta_к = 20°$, $\alpha_и = 60°$. Каждая кривая нормирована к своему максимальному значению. Кривые, соответствующие $H = 50\lambda$, 100λ и 250λ, совпадают в случае диаграмм (кривая *1* рис. 3а) и практически совпадают в основной своей части в случае сканограмм (кривые *1*, *2*, *3* рис. 3б). Последние незначительно различаются в своей левой части. Незначительное различие для диаграммы в ее правой части (кривая *2* рис. 3а) и заметное различие для сканограммы в ее левой части (кривая *4* рис. 3б) имеют место при толщине волновода $H = 10\lambda$ и $m = 20$. В этом случае апертура антенны L/λ равна толщине волновода H/λ.

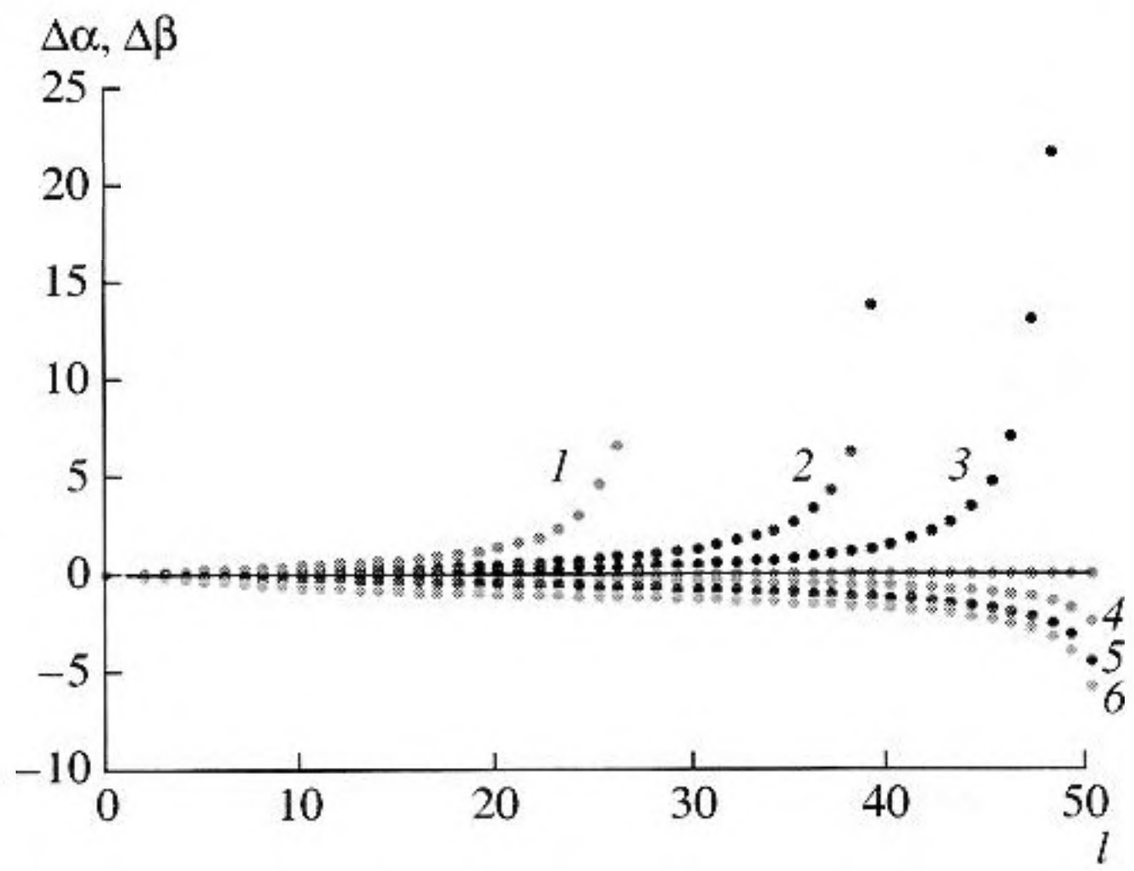

Рис. 2. Зависимости величин $\Delta\alpha$ (кривые *1*, *2*, *3*) и $\Delta\beta$ (кривые *4*, *5*, *6*) от номеров нормальных волн l. *1* – $\beta_к = 20°$; *2* – $\beta_к = 40°$; *3* – $\beta_к = 60°$; *4* – $\alpha_и = 25°$; *5* – $\alpha_и = 50°$; *6* – $\alpha_и = 75°$.

Если апертура антенны L/λ сравнима или больше толщины волновода H/λ, то при определенных условиях (больших углах $\beta_к$ для диаграммы и $\alpha_и$ для сканограммы) часть или все нормальные волны могут "выделиться" в виде отдельных максимумов, как на кривой отклика антенны в целом, так и на кривой его энергетической части [13–16]. По величине этих максимумов и их угловому положению можно определять параметры этих нормальных волн. Если апертура антенны L/λ сравнима или меньше толщины волновода H/λ, то

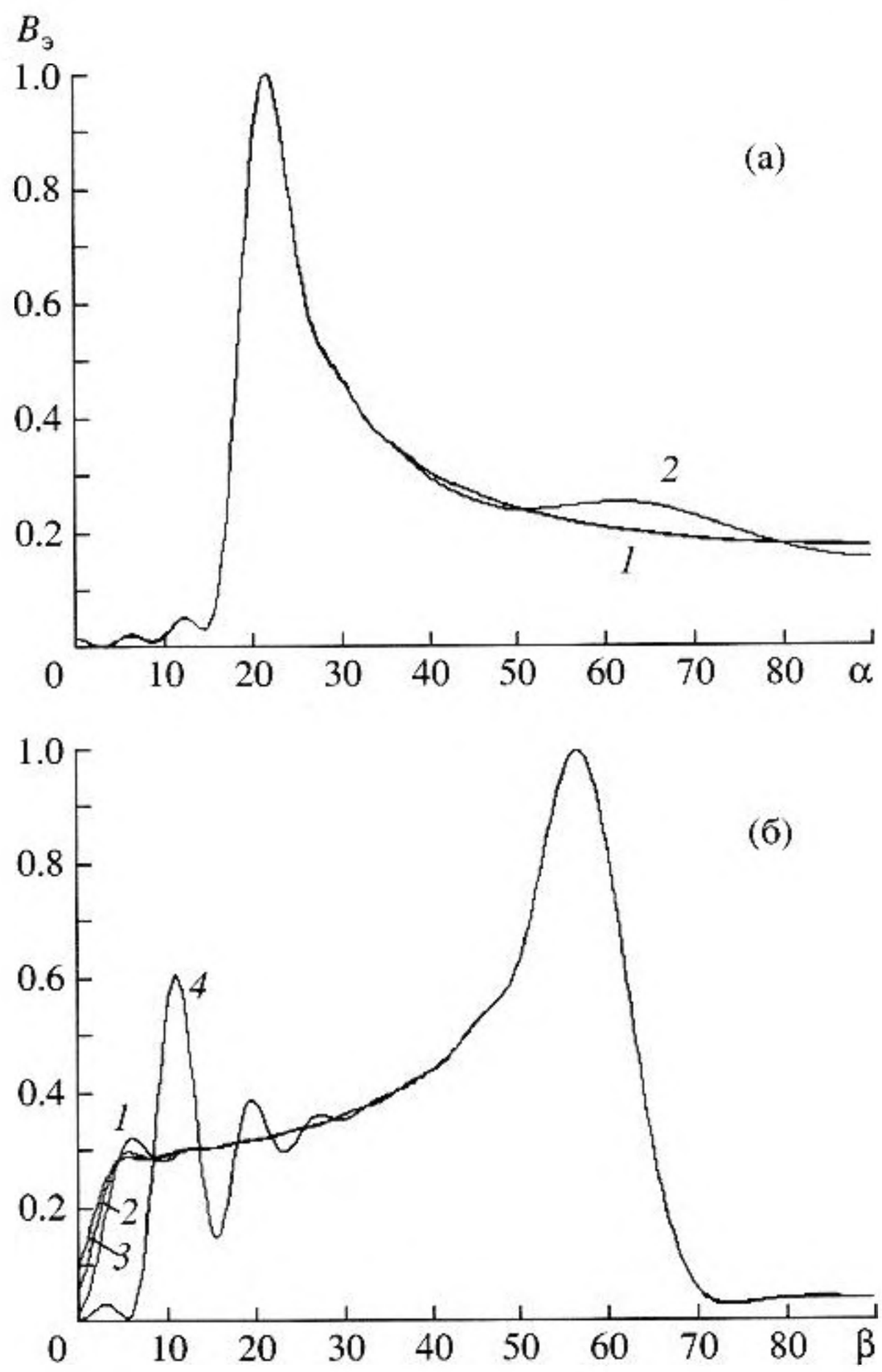

Рис. 3. Диаграммы (а) и сканограммы (б) при различном числе распространяющихся в волноводе нормальных волн. $L = 10\lambda$, $Z_0 = Z = 0$. (а) $\beta_к = 20°$. *1* – $m = 100, 200, 500$; *2* – $m = 20$. (б) $\alpha_и = 60°$. *1* – $m = 100$, *2* – $m = 200$, *3* – $m = 500$, *4* – $m = 20$.

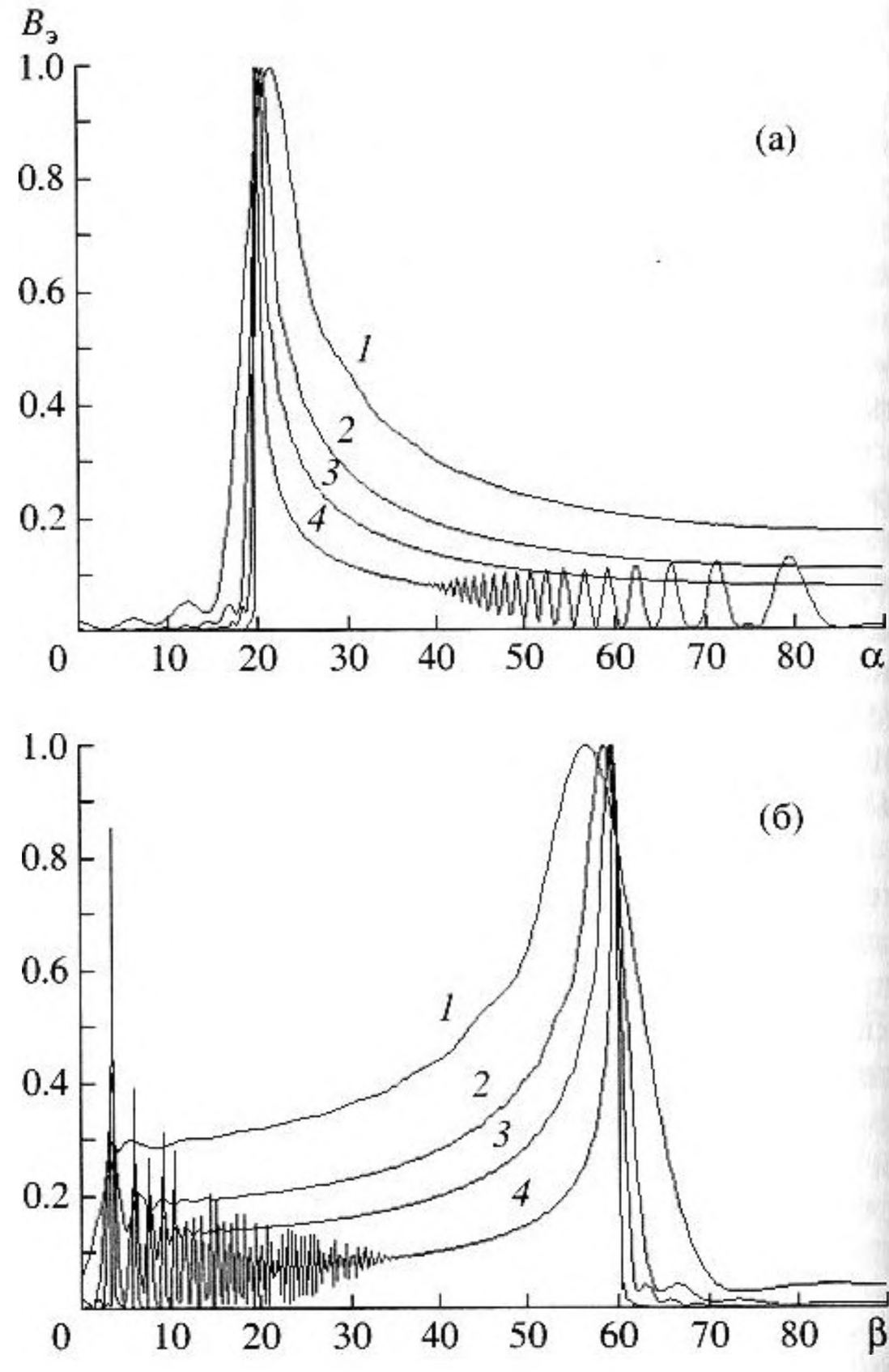

Рис. 4. Диаграммы (а) и сканограммы (б) при различных размерах апертуры антенны. $H = 100\lambda$; $m = 200$; $Z_0 = Z = 0$; *1* – $L = 10\lambda$; *2* – $L = 25\lambda$; *3* – $L = 50\lambda$; *4* – $L = 200\lambda$. (а) $\beta_к = 20°$. (б) $\alpha_и = 60°$.

нормальных волн "выделяется" очень мало или не "выделяется" ни одной. Вот этот случай выделения одной-двух нормальных волн последних номеров и иллюстрирует рис. 3.

Рассмотрим теперь влияние величины апертуры антенны на форму кривой энергетической части ее отклика, полагая остальные параметры задачи неизменными. На рис. 4 представлены кривые энергетической части диаграммы (рис. 4а) и сканограммы (рис. 4б) антенн с апертурами $L = 10\lambda, 25\lambda, 50\lambda, 200\lambda$ (кривые *1*, *2*, *3* и *4* на рис. 4а и 4б) в волноводе толщиной $H = 100\lambda$ при $m = 200$, $\beta_к = 20°$, $\alpha_и = 60°$. Каждая кривая нормирована к своему максимальному значению. Как видно из рисунка, увеличение апертуры антенны приводит к сжатию максимума в левой части в случае диаграммы и в правой части в случае сканограммы, а также к понижению ее центральной "столообразной" части в обоих случаях. Если апертура антенны больше толщины волновода, то на кривых диаграммы и сканограммы (кривые *4* рис. 4а, 4б) появляются отдельные максимумы, соответствующие нормальным волнам последних номеров – в рассматриваемом случае апертура антенны $L = 200\lambda$ в два раза превышает толщину волновода $H = 100\lambda$. Как отмечалось выше, происходит "выделение" этих нормальных волн.

Таким образом, как в области низких частот, так и в области высоких частот, когда в волноводе распространяются единицы (десятки) или сотни нормальных волн соответственно, в общем случае (при углах $\beta_к$ и $\alpha_и$, отличных от нулевого) энергия в отклике антенны оказывается распределенной в широком диапазоне углов α (диаграмма) и β (сканограмма). Это приводит к ухудшению характеристик направленности антенны в волноводе – снижению величины коэффициента концентрации антенны и ее помехоустойчивости, а также усложняет проблему определения точного направления на источник. Для решения этих, а

также ряда других задач прикладной гидроакустики использование обычного компенсатора, осуществляющего линейную задержку по фазе в канале каждого звукоприемника, оказывается уже недостаточным и требуется специальная обработка сигнала на апертуре антенны.

Переход от модели идеального волновода к волноводу с импедансным поглощающим дном приводит к затуханию нормальных волн больших номеров и деформации вследствие этого кривой отклика. Ее "столообразная" часть оказывается укороченной в случае диаграммы справа и в случае сканограммы слева и тем больше, чем больше затухание нормальных волн. Также необходимо отметить, что применение различных процедур усреднения – по пространству, по частоте или при энергетическом сложении нормальных волн, требует сравнительного анализа полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dungan M. R., Dowling D.R.* Orientation effects on linear time-reversing array retrofocusing in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 2002. V. 112. № 5. Pt. 1. P. 1842–1852.
2. *Бреховских Л.М.* Об одном предельном законе распространения волн в природных волноводах // Акуст. журн. 1964. Т. 10. № 1. С. 114–116.
3. *Бреховских Л.М.* Усредненное поле в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1965. Т. 11. № 2. С. 148–159.
4. *Weston D.E.* Wave-theory peaks in rangeaveraged channels of uniform sound velocity // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. № 1. P. 282–286.
5. *Абросимов Д.И.* О вертикальном распределении интенсивности звука в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1983. Т. 24. № 3. С. 309–314.
6. *Виноградов М.С., Елисеевнин В.А.* Вертикальное распределение интенсивности звукового поля вертикальной излучающей линейной антенны в однородном водном слое // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 5. С. 855–860.
7. *Кравцов Ю.А., Кузькин В.М.* Усредненные характеристики поля, создаваемого протяженным источником в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 261–266.
8. *Кузькин В.М., Фролова Т.А.* Усредненный закон спадания интенсивности звукового поля протяженной вертикальной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 5. С. 891–897.
9. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
10. *Елисеевнин В.А.* Граница между ближним и дальним полем антенны в волноводе //Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 1. С. 172–173.
11. *Смарышев М.Д.* Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1973.
12. *Смарышев М.Д., Добровольский Ю.Ю.* Гидроакустические антенны. Л.: Судостроение, 1984.
13. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в водном слое //Акуст. журн. 1979. Т. 25. № 2. С. 227–233.
14. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
15. *Елисеевнин В.А.* Диаграмма направленности компенсированной излучающей горизонтальной линейной антенны в волноводе // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 468–472.
16. *Елисеевнин В.А.* Определение направления на источник в волноводе с помощью горизонтальной линейной антенны // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 208–211.

Averaged Response of a Horizontal Linear Antenna in Shallow Sea

V. A. Eliseevnin

Response of a horizontal linear receiving antenna combining the powers of incident normal waves in shallow sea is studied. The acoustic field is produced by an omnidirectional monochromatic point source. The antenna aperture is comparable to or smaller than the sea depth.