АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 4

УДК 534.231.1

© 1993 г. А. Л. Зейгман, Ю. В. Петухов, М. М. Славинский

ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТОНАЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, РАССЕЯННЫХ ПОДВОДНОЙ ВОЗВЫШЕННОСТЬЮ В ОКЕАНЕ

С использованием метода доплеровской томографии, сочетающего синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами при анализе акустического поля, возбуждаемого движущимся источником тонального излучения, определены пространственная и угловая зависимости силы рассеяния для подводной возвышенности, расположенной на береговом склоне океанического волновода.

Как было показано в [1] с использованием метода доплеровской томографии, сочетающего синтезирование апертуры с доплеровскими эффектами при анализе акустического поля, возбуждаемого равномерно движущимся источником тонального излучения, в глубоководных океанических волноводах удается разделить пространственные зависимости доплеровских смещений частоты, соответствующие сигналам различной кратности отражения от дна, рассеянным неровным дном, а также распространяющимся вдоль «чисто» водных лучей. При этом отмечалось, что пространственные зависимости интенсивности сигналов, полученные интегрированием в достаточно узких диапазонах по частоте и расстоянию вдоль соответствующих линий на плоскости доплеровское смешение частоты — расстояние, можно использовать для определения отражающих и рассеивающих свойств подводного грунта. С использованием этого метода в [2] были найдены на различных частотах угловые зависимости коэффициентов отражения акустических сигналов от относительно ровного дна и определены эффективные значения плотности среды и скорости звука в осадках, а в [3] исследованы закономерности в поведении угловой зависимости рассеянных неровным дном акустических сигналов с ростом расстояния между корреспондирующими точками в аналогичном [1, 2] районе Мирового океана с открытым ко дну подводным звуковым каналом. Следует отметить, что в [3] экспериментальные исследования проводились в районе, дно которого хотя и было изрезанным, однако отсутствовали выделенные по высоте возвышенности, и оставался неизменным генеральный рельеф дна.

В настоящем же сообщении продемонстрированы возможности метода доплеровской томографии при определении угловой зависимости тональных акустических сигналов, рассеянных на характерных неровностях подводной возвышенности, расположенной на резком береговом склоне между мелководным и глубоководным участками океанического волновода (см. рис. 1). Такая задача является весьма актуальной, поскольку, во-первых, при дальнем распространении звука подводные возвышенности нередко влияют на формирование акустического поля в океанических волноводах, приводя к его затенению и появлению рассеянных сигналов [4—6], во-вторых, излучение или прием акустических волн стационарными системами обычно осуществляется в береговом клине или вблизи берегового склона не мелководном участке океанического волновода, где на формирование поля существенно влияют не только геоакустические характеристики дна и стратификация скорости звука в водном слое [7—9], но и рассеивающие свойства подводных возвышенностей [10, 11], расположенных на береговом склоне [10] и, например, в глубоководном участке волновода [11].

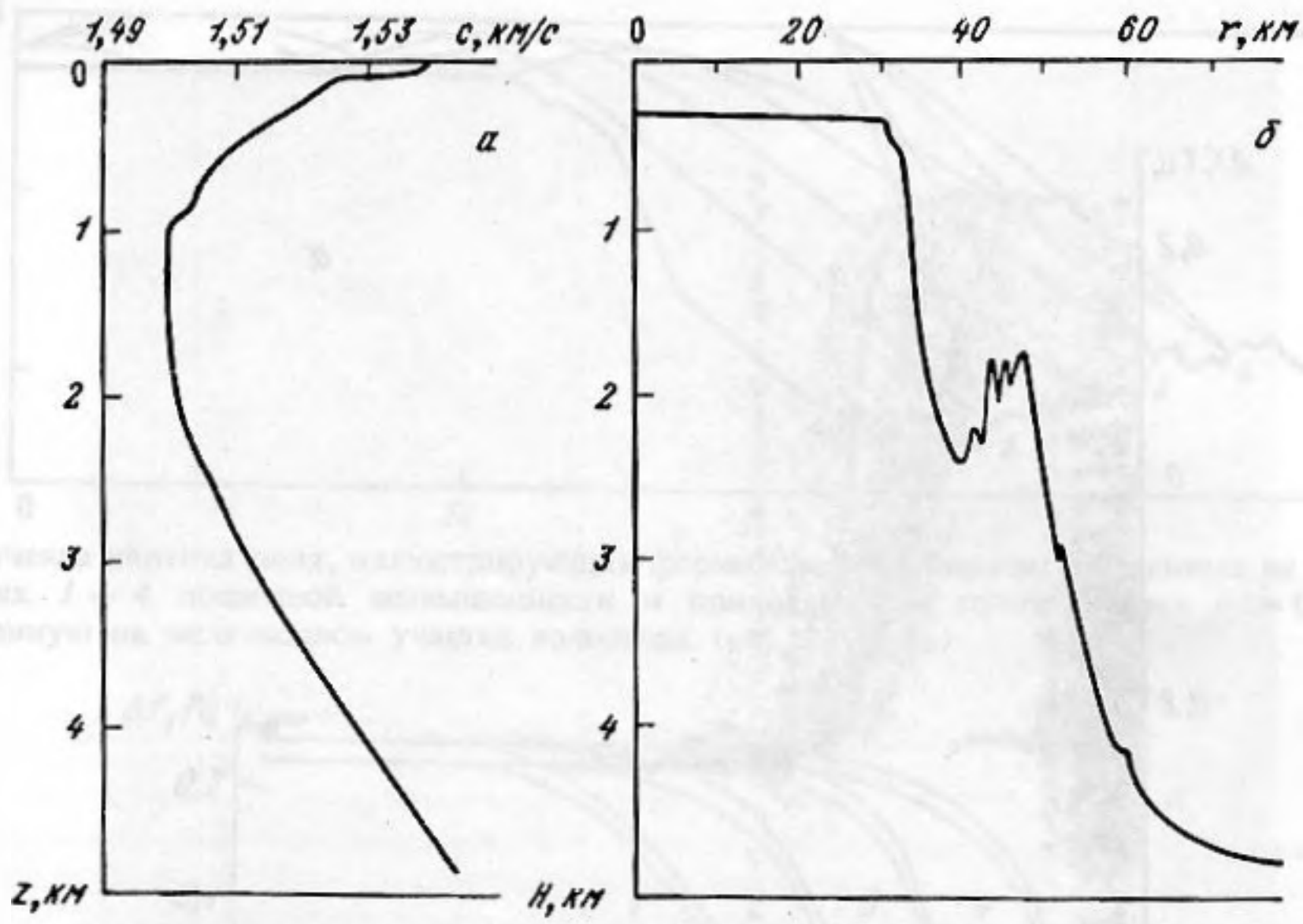

Рис. 1. Зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z — (*а*) и толщины водного слоя $H(r)$ от горизонтального расстояния z — (*б*) по трассе движения излучающего корабля

Экспериментальные исследования проводились в районе Мирового океана, в котором зависимости скорости звука $c(z)$ от глубины z (см. рис. 1,*а*) и толщины водного слоя $H(r)$ от горизонтального расстояния r (см. рис. 1,*б*), т. е. рельеф дна по трассе движения излучающего корабля, были аналогичными приведенным в [10]. Гармонический источник, излучавший акустический сигнал с частотой $f_0 = 135$ Гц, буксировался со скоростью $v = 2{,}1 \div 2{,}6$ м/с на глубине $z_s \approx 50$ м; прием акустических сигналов с частотами $f(r)$ осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции, располагавшийся на высоте $h \approx 10^2$ м от дна. Как и в [1—3], при получении необходимых для дальнейшего анализа зависимостей от горизонтального расстояния доплеровских смещений частоты $\Delta f(r) = f(r) - f_0$ принимаемый во времени t сигнал давления $p'(t)$, записанный параллельно с опорным, гетеродинировался на промежуточную частоту $f = f_п = 1$ Гц и фильтровался в полосе $\Delta f_ф = 2{,}3$ Гц. Скользящий спектральный анализ

$$S(t, \nu, T) = \frac{1}{T^2} \left| \int_t^{t+T} p_ф(t') \exp(2\pi i \nu t')\, dt' \right|^2 \tag{1}$$

представленного таким образом сигнала давления $p_ф(t)$, вводимого в ЭВМ с частотой дискретизации $\nu = \nu_д = 8$ Гц, проводился без весовой обработки при длительности каждой реализации $T = 340$ с и с шагом по времени $\Delta T = 10^2$ с ($t = l\Delta T$, $l = 1, 2, \ldots$). Результаты обработки (1) представлены на рис. 2,*а* в плотностной записи на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$), причем лишь для представляющей интерес области расстояний, в которой наиболее заметно проявляется вклад рассеянных подводной возвышенности сигналов, расположенной на склоне (рис. 2,*б*), в формирование поля в точке приема $r = 0$, находящейся на мелководном участке рассматриваемого океанического волновода. Из приведенной на рис. 2,*а* доплерограммы можно сделать следующие выводы. Во-первых, сигналам донных отражений, формирующим поле в мелководном участке волновода, соответствует почти горизонтальная доплеровская траектория, уверенно просматривающаяся при буксировке источника до расстояния $r \approx 40$ км, которое превышает протяженность этого участка волновода на максимальную длину цикла луча

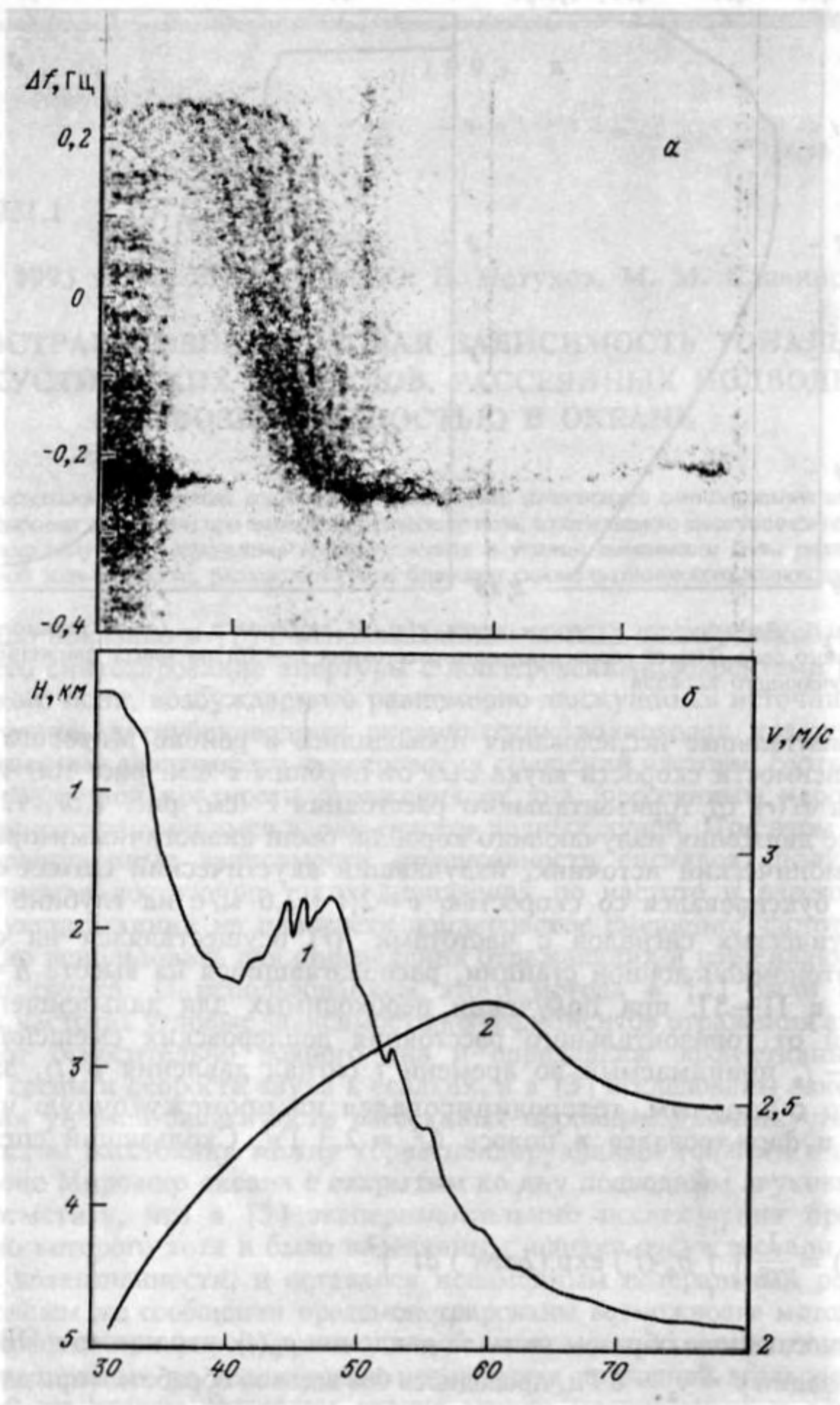

Рис. 2. Представление в плотностной записи на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$) результаты скользящего спектрального анализа (1) — (*а*), а также приведенные в том же масштабе по r зависимости толщины водного слоя $H(r)$ (кривая *1*) и скорости буксировки $v(r)$ источника (кривая *2*) — (*б*)

$D_m \approx 10$ км; незначительный отрицательный наклон этой линии обусловлен увеличением скорости движения излучающего корабля в соответствующей области расстояний (см. рис. 2,*б*). Естественно, что отвечающие этим сигналам доплеровские смещения частоты не разрешаются из-за малых отличий в углах скольжения соответствующих лучей $\chi < 10°$, приходящих в точку приема. Во-вторых, при выходе излучающего корабля из мелководного участка волновода $r \approx 30$ км на до-

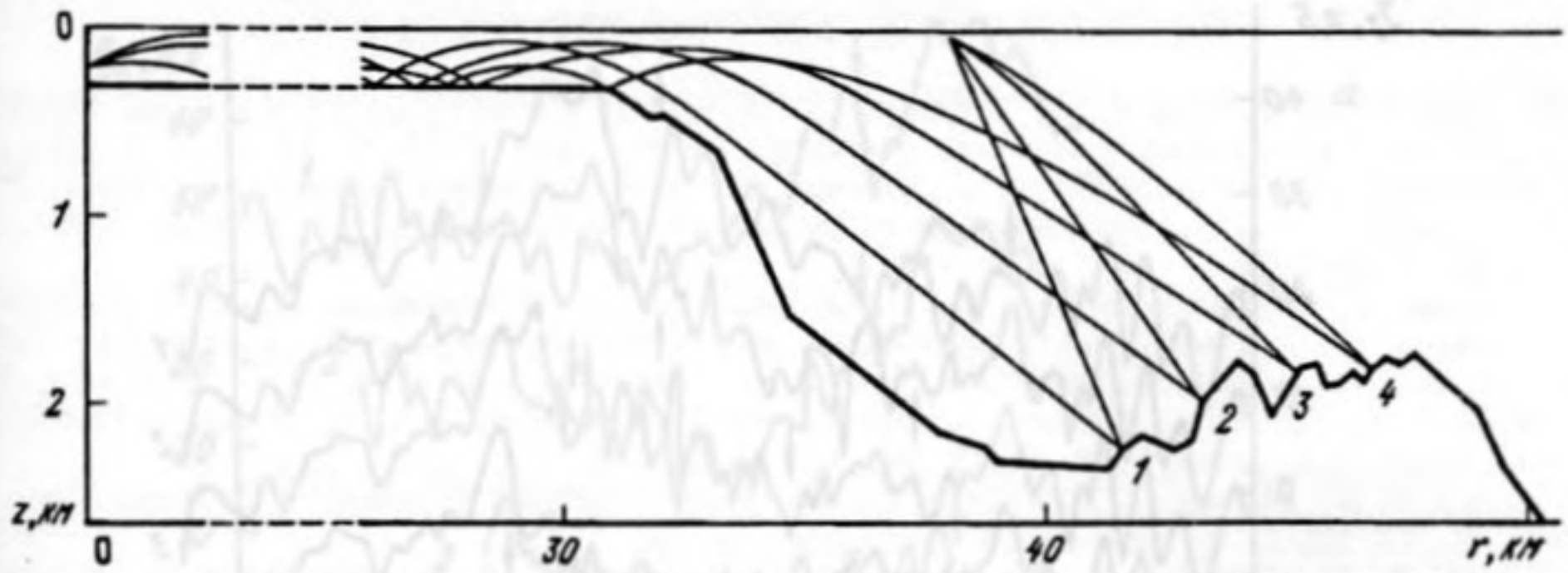

Рис. 3. Лучевая картина поля, иллюстрирующая формирование сигналов, рассеянных на характерных неровностях *1 — 4* подводной возвышенности и приходящих в точку приема $r = 0$, $h = 10^2$ м, расположенную на мелководном участке волновода (см. рис. 1,*б*)

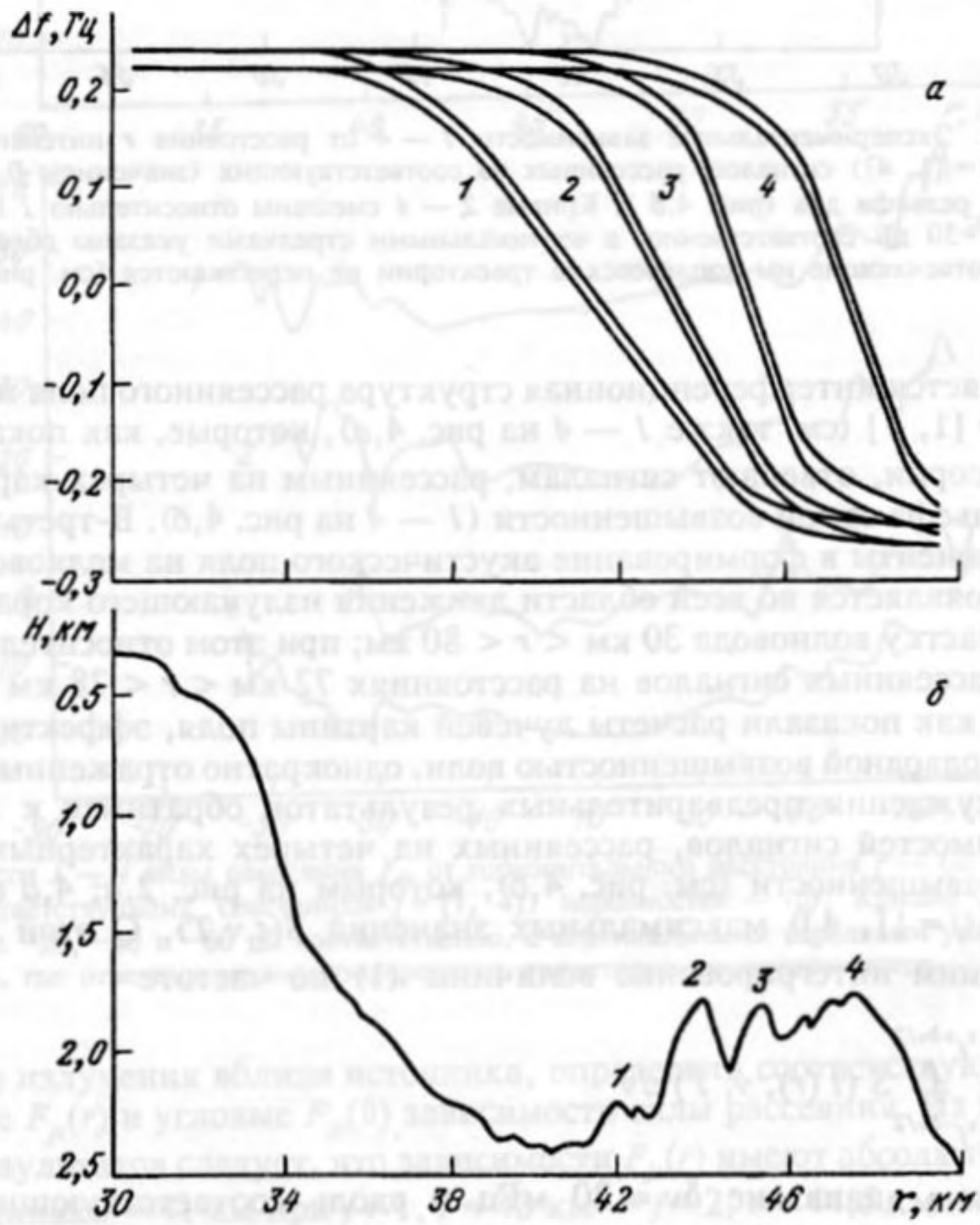

Рис. 4. Области интегрирования *1 — 4* в (2) на плоскости доплеровское смещение частоты — расстояние ($\Delta f - r$) — (*а*), отвечающие сигналам, рассеянным на соответствующих *1 — 4* неровностях рельефа $H(r)$ — (*б*)

плерограмме начинают заметно проявляться положительные доплеровские смещения частоты, отвечающие лучам, вышедшим из источника в переднюю по отношению к направлению его движения полусферу и пришедшим после рассеяния в обратном направлении на возвышенности в точку приема в диапазоне углов скольжения $5° \le \varkappa(r = 0,h) \le 16°$ (рис. 3). По мере движения излучающего корабля по глубоководному участку волновода соответствующие рассеянным сигналам доплеровские смещения частоты изменяются от максимально ($\Delta f > 0$) до минимально ($\Delta f < 0$) возможных значений; причем в области расстояний 37 км $\le r \le$ 48 км за-

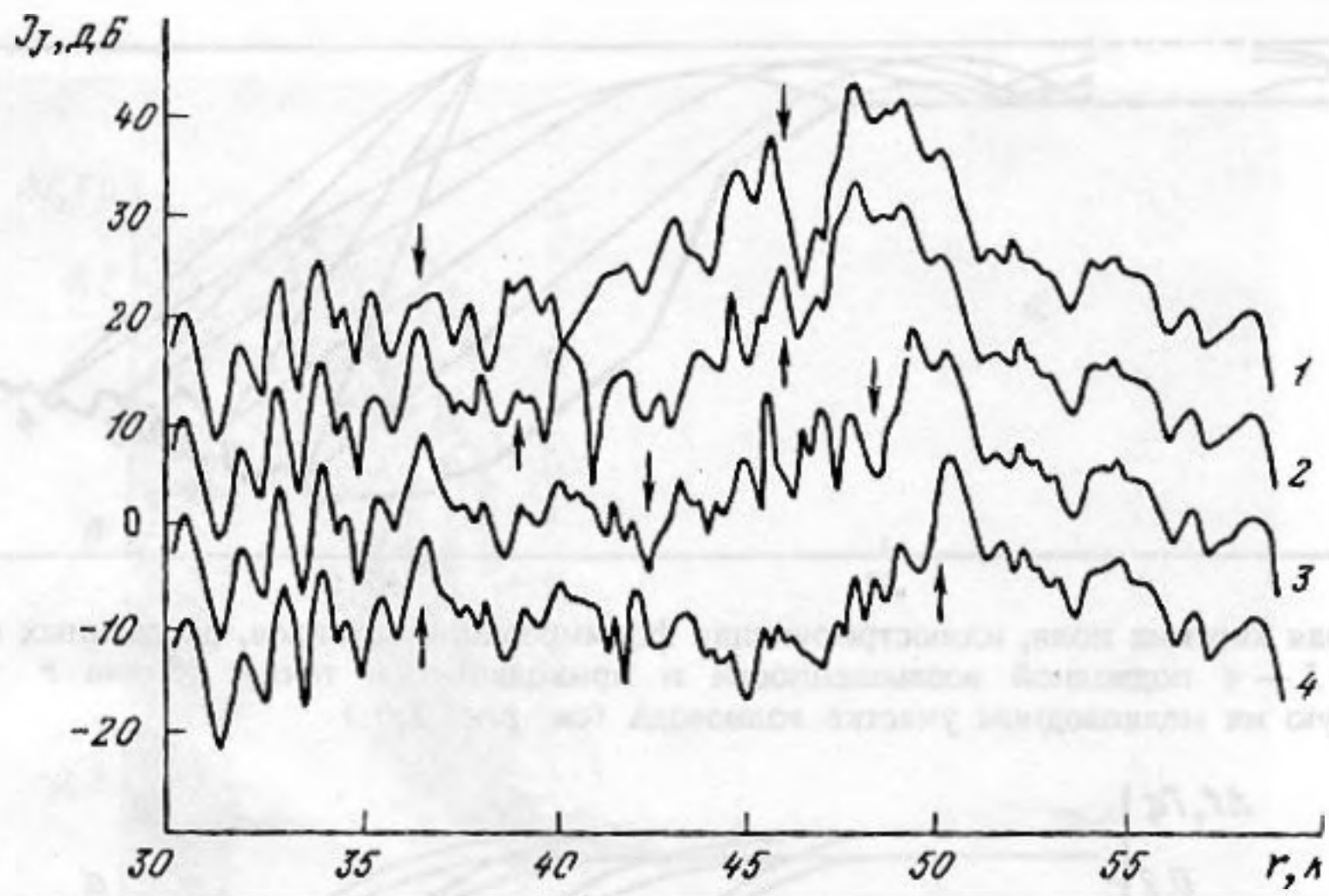

Рис. 5. Экспериментальные зависимости *1 — 4* от расстояния *r* интенсивности $J_j(r)$ ($j = [1, 4]$) сигналов, рассеянных на соответствующих (значениям *j*) неровностях рельефа дна (рис. 4,*б*). Кривые *2 — 4* смешаны относительно *1* на −10, −20 и −30 дБ соответственно, а вертикальными стрелками указаны области по *r*, где отвечающие им доплеровские траектории не пересекаются (см. рис. 4,*а*)

метно проявляется интерференционная структура рассеянного поля из четырех линий $\Delta f_j(r)$, $j = [1, 4]$ (см. также *1 — 4* на рис. 4,*а*), которые, как показали расчеты по лучевой теории, отвечают сигналам, рассеянным на четырех характерных неровностях рельефа самой возвышенности (*1 — 4* на рис. 4,*б*). В-третьих, вклад рассеянной компоненты в формирование акустического поля на мелководном участке волновода проявляется во всей области движения излучающего корабля по глубоководному участку волновода 30 км < r < 80 км; при этом относительное увеличение вклада рассеянных сигналов на расстояниях 72 км < r < 78 км (см. рис. 2,*а*) обусловлено, как показали расчеты лучевой картины поля, эффективным взаимодействием с подводной возвышенностью волн, однократно отраженных от дна.

После обсуждения предварительных результатов обратимся к изучению угловых зависимостей сигналов, рассеянных на четырех характерных неровностях подводной возвышенности (см. рис. 4,*б*), которым на рис. 2,*а*; 4,*а* соответствуют линии $\Delta f_j(r)$ ($j = [1, 4]$) максимальных значений $S(t,\nu,T)$. С этой целью, как и в [2], выполним интегрирование величины (1) по частоте

$$J_j(r) = \frac{1}{\delta\nu} \int_{\nu_j - \delta\nu/2}^{\nu_j + \delta\nu/2} S(t(r), \nu, T)\, d\nu \tag{2}$$

в определенном диапазоне $\delta\nu = 20$ мГц и вдоль соответствующих траекторий $\nu_j = \Delta f_j(r) + f_n$ на плоскости доплеровское смешение частоты — расстояние. Из приведенных на рис. 5 зависимостей от расстояния интенсивности сигналов $J_j(r)$ рассеянных на соответствующих неровностях $j = [1, 4]$, следует, что максимальное значение рассеянного поля достигаются при 46 км < r< 50 км, т. е. когда излучающий корабль движется над последней неровностью и задним склоном подводной возвышенности; причем заметнее всего выражены максимумы в $J_1(r)$, $J_2(r)$ и $J_3(r)$ на расстоянии $r \approx 48$ км, отвечающем перекрытию областей интегрирования вдоль доплеровских траекторий $\Delta f_j(r)$, $j = [1, 3]$ (см. рис. 4,*а*). При заданных $c(z)$, $H(r)$ (рис. 1) и $v(r)$ (рис. 2,*б*), рассчитав по лучевой теории потери при распространении и углы падения сигналов θ на склоны характерных неровностей рельефа подводной возвышенности, можно, используя экспериментальные данные для $J_j(r)$ и уровня

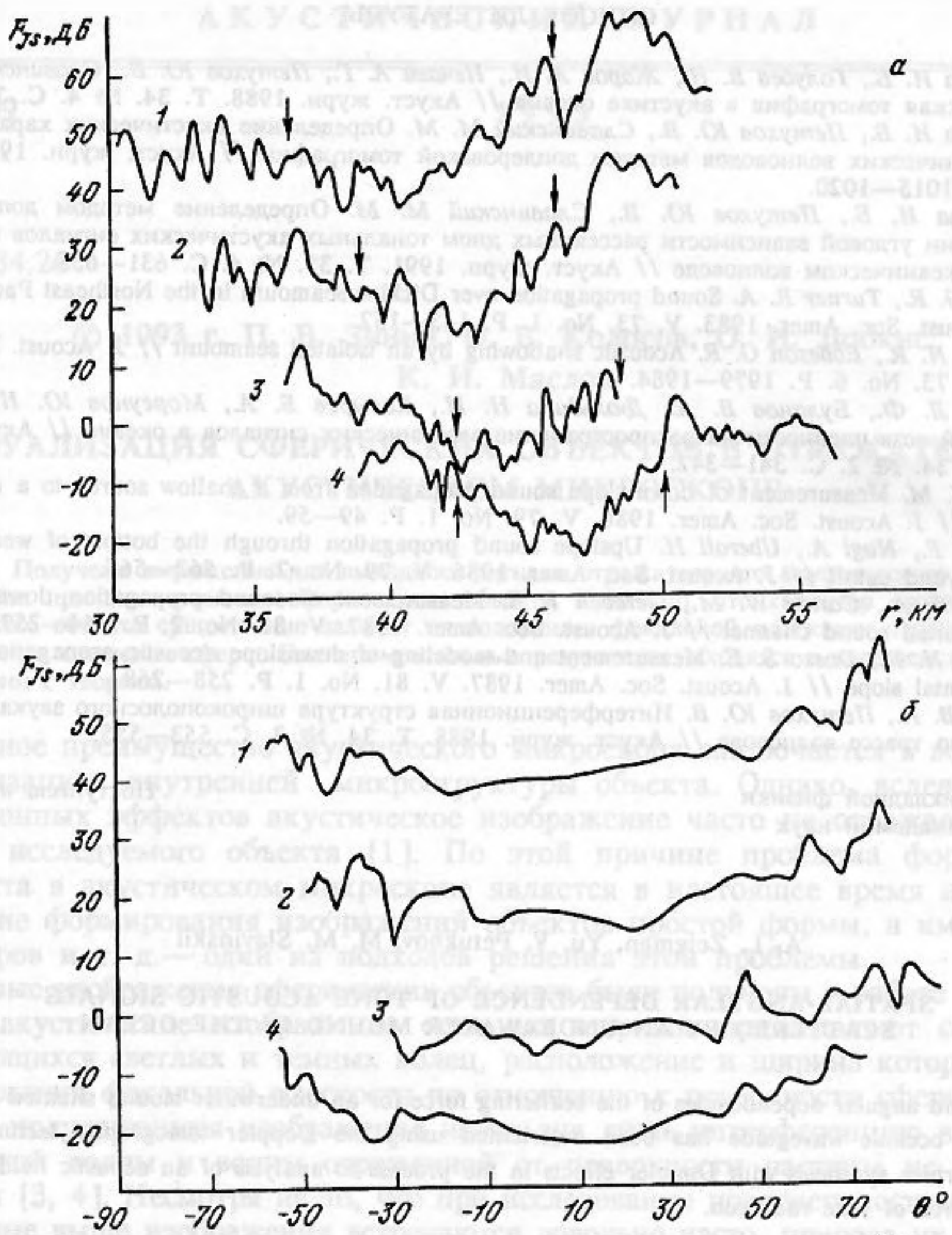

Рис. 6. Зависимости *1* — *4* силы рассеяния F_{js} от горизонтального расстояния r — (*а*) и угла падения θ на склоны соответствующих (значениям $j = [1, 4]$) неровностей — (*б*). Кривые *2* — *4* смещены относительно *1* на −20, −40 и −60 дБ соответственно, а вертикальными стрелками указаны пространственные области, где отвечающие им доплеровские траектории не пересекаются

акустического излучения вблизи источника, определить соответствующие им пространственные $F_{js}(r)$ и угловые $F_{js}(\theta)$ зависимости силы рассеяния. Из приведенных на рис. 6,*а* результатов следует, что зависимости $F_{js}(r)$ имеют абсолютные минимумы на расстояниях $r = 41$ км при $j = 1$, $r = 43$ км — $j = 2$, $r = 44{,}5$ км — $j = 3$ и $r = 47$ км — $j = 4$, т. е. когда излучающий корабль находится непосредственно перед характерными неровностям; при этом максимальное рассеяние наблюдается при падении сигналов на склоны соответствующих неровностей под углами $\pi/6 < \theta < -\pi/6$, заметно отличающимися от нормального ($\theta = 0°$).

Таким образом, приведенные выше результаты экспериментальных исследований позволяют утверждать, что метод доплеровской томографии действительно является перспективным при изучении пространственно-угловой зависимости силы рассеяния акустических сигналов в океанических волноводах с существенными изменениями генерального рельефа дна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бурлакова И. Б., Голубев В. Н., Жаров А. И., Нечаев А. Г., Петухов Ю. В., Славинский М. М.* Доплеровская томография в акустике океана // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 4. С. 756—758.
2. *Бурлакова И. Б., Петухов Ю. В., Славинский М. М.* Определение акустических характеристик дна океанических волноводов методом доплеровской томографии // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 6. С. 1015—1020.
3. *Бурлакова И. Б., Петухов Ю. В., Славинский М. М.* Определение методом доплеровской томографии угловой зависимости рассеянных дном тональных акустических сигналов в глубоководном океаническом волноводе // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 631—635.
4. *Ebbeson G. R., Turner R. A.* Sound propagation over Dickins seamount in the Northeast Pacific Ocean // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. No. 1. P. 143—152.
5. *Chapman N. R., Ebbeson G. R.* Acoustic shadowing by an isolated seamount // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. No. 6. P. 1979—1984.
6. *Бондарь Л. Ф., Буланов В. А., Дюльдина Н. И., Косырев Б. А., Моргунов Ю. Н.* Влияние подводной возвышенности на распространение акустических сигналов в океане // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 2. С. 341—342.
7. *Carrey W. M.* Measurement of down-slope sound propagation from a shallow source to a deep ocean receiver // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. No. 1. P. 49—59.
8. *Miller J. F., Nagl A., Uberall H.* Upslope sound propagation through the bottom of wedge-shaped ocean beyond cutoff // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. No. 2. P. 562—565.
9. *Brunson B. A., Carrey W. M., Gereben I. B.* Measurement of sound propagation downslope to a bottom-limited sound channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. No. 2. P. 244—257.
10. *Chapman N. R., Dosso S. E.* Measurement and modeling of downslope acoustic propagation loss over a continental slope // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 81. No. 1. P. 258—268.
11. *Лазарев В. А., Петухов Ю. В.* Интерференционная структура широкополосного звука в неоднородном по трассе волноводе // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 553—555.

Институт прикладной физики
Российской академии наук

Поступила в редакцию
26.10.92.

A. L. Zeigman, Yu. V. Petukhov, M. M. Slavinskii

SPATIAL-ANGYLAR DEPENDENCE OF TONE ACOUSTIC SIGNALS SCATTERED BY AN UNDERWATER MOUND IN THE OCEAN

Spatial and angular dependencies of the scattering force for an underwater mound situated at a coastal slope of the oceanic waveguide has been determined using the Doppler tomography technique which combines aperture synthesis with Doppler effects in the process fo analysis of an acoustic field excited by a moving source of tone radiation.