АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1994, том 40, № 2, с. 181 - 188

УДК 534.231.1

ПОСТРОЕНИЕ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДНА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1994 г. Н. С. Агеева, В. Д. Крупин, В. П. Перелыгин, Н. В. Студеничник

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника, 4

Поступила в редакцию 23.07.93 г.

По результатам измерения звукового поля в водном слое мелкого моря и некоторых параметров грунта в тонком верхнем слое дна разработана модель дна, обеспечивающая расчет частотно зависимых законов спадания среднего уровня звукового поля с расстоянием $J(r)$, адекватных экспериментальным горизонтальным разрезам звукового поля $J(r)$ в широком диапазоне частот. Даются сопоставления расчетных и экспериментальных горизонтальных разрезов звукового поля.

Экспериментальные исследования звуковых полей в мелком море обычно сводятся к измерению относительных уровней звукового давления $J = 20\lg(p/p_0)$ от сосредоточенного источника звука при изменении расстояния от источника до приемника. Источниками могут служить излучатели монохроматических колебаний, широкополосные излучатели, излучатели шума, а также источники взрыва. В опытах по измерению звукового поля обычно используются два судна, несущие один – источник звука, другой – приемные устройства. При этом первый перемещается по заданной трассе, удаляясь от приемного судна, на ходу излучая звуковые сигналы, второй со спущенными за борт приемными устройствами лежит в дрейфе, принимая звуковые сигналы. Экспериментально полученные зависимости уровней звукового давления от расстояния, называемые горизонтальными разрезами звукового поля, анализируются путем сопоставления этих разрезов с расчетными зависимостями $J(r)$.

Приведенные в данной работе экспериментальные зависимости $J(r)$ были получены в одном из районов мелкого моря, акустические характеристики которого даются в виде таблиц зависимости скорости звука в слое воды от глубины $c(z)$ – профиля скорости звука и параметров дна.

Обычно для мелкого моря характерна пространственная неоднородность гидрологических и геологических характеристик. Измерения гидролого-акустических и геолого-акустических характеристик в данном опыте проводились одновременно с измерениями звукового поля в трех точках вдоль исследуемой трассы. В каждой точке снимались профили скорости звука $c(z)$, температуры $T(z)$ и солености $S(z)$ в водном слое. Пробы донных отложений получены с помощью геологических ударных трубок. В поднятых на палубу судна кернах определялись следующие параметры поверхностного слоя дна: плотность ρ_{L0}, скорость продольных волн c_{L0} и влажность, по которой рассчитывалась пористость p в верхнем слое дна. Эти данные использовались в расчетах звукового поля.

Кроме профиля скорости звука в водном слое расчеты звукового поля требуют знания акустических параметров дна. К ним относятся комплексные величины скоростей продольных и поперечных волн и плотностей в осадочном слое и консолидированных породах, являющиеся функциями глубины $\bar{c}_l(z)$, $\bar{c}_L(z)$, $\bar{c}_T(z)$, $\rho_l(z)$, $\rho_L(z)$. Индексы l и L относятся соответственно к осадочному слою и консолидированным породам дна. Мнимые части волновых чисел продольных и поперечных волн, представляющих собой коэффициенты затухания продольных и поперечных волн на единицу длины волны в дне, однозначно связаны со скоростями продольных c_l, c_L и поперечных c_T волн соответственно:

$$\operatorname{Im}\bar{k}_l = 2\pi f\eta_l/c_l,$$

$$\operatorname{Im}\bar{k}_L = 2\pi f\eta_L/c_L,$$

$$\operatorname{Im}\bar{k}_T = 2\pi f\eta_T/c_T,$$

где f – частота, η_l, η_L, η_T – соответственные коэффициенты потерь или тангенсы углов потерь.

Однако наши знания этих характеристик ограничивались сведениями, касающимися весьма тонкого верхнего слоя дна. В связи с этим перед нами стояла задача по данным о звуковом поле в водном слое и по измеренным профилю скорости звука в воде $c(z)$, плотности ρ_{l0} и скорости звука c_{l0} в тонком верхнем слое дна, привлекая также дополнительные данные об акустических свойствах морских осадков, создать такую модель дна, которая бы удовлетворяла законам изменения звукового поля с расстоянием в водном слое в широком диапазоне частот.

В нашем случае опыты проводились с источниками взрывов и анализировались в диапазоне частот 50 - 630 Гц в 1/3 октавной полосе. Таким образом, к известным следует отнести следующие данные: экспериментальные зависимости

Таблица 1

№	$r = 0$ км		$r = 120$ км		$r = 220$ км	
	z, м	c, м/с	z, м	c, м/с	z, м	c, м/с
1	0	1470.0	0	1472.5	0	1464.7
2	10	1469.0	10	1471.7	10	1464.0
3	50	1462.0	20	1468.0	20	1461.0
4	100	1459.0	80	1466.7	30	1459.7
5	180	1456.0	140	1464.0	40	1459.0
6			160	1460.0	60	1455.0
7			190	1458.5	100	1452.5
8			210	1456.5	120	1451.5
9			250	1453.5	140	1451.0
10					180	1449.0
11					220	1448.4

средних уровней звукового поля от расстояния в диапазоне расстояний $r = 0$ - 300 км в широком диапазоне частот 50 - 630 Гц, профиль скорости звука в водном слое $c(z)$, скорость продольных волн, плотность и пористость в тонком верхнем слое дна в трех точках по трассе.

В результате анализа интерференционной структуры поля в ближней области поля на расстояниях $r < 20$ км А.И. Беловым было установлено, что мощность слоя осадков в данном районе лежит в пределах 30 - 40 м. Величина скорости продольных волн $c_L = 2260$ м/с в подстилающем полупространстве была получена в результате анализа взрывного сигнала по скорости грунтовой волны.

Как показали наши исследования, скорость поперечных волн в коренных (доледниковых отложениях) породах, лежащая в пределах 400 - 600 м/с, оказывает влияние на звуковое поле в водном слое только на очень низких частотах, увеличивая коэффициент модального затухания. Поскольку скорость поперечных волн в осадочном слое близка к нулю вследствие большой водонасыщенности (большой величины пористости) слоя, а скорость продольных волн, согласно работам Гамильтона [1], растет с ростом глубины, создавая положительный градиент скорости $G = \partial c_l/\partial z$, построение модели дна, таким образом, сводилось к поиску функциональной зависимости коэффициента потерь $\eta_l(z)$ от глубины в осадочном слое. Коэффициент потерь в осадочном слое и его распределение по глубине оказывают наиболее сильное влияние на закон спадания среднего уровня звукового поля с расстоянием $J(r)$ и его частотную зависимость.

Поскольку принятый нами метод расчета звукового поля базировался на теории нормальных мод [2], предполагающей однородность среды по длине волновода, имитирующего мелкое море, то для удобства расчета неоднородная по протяженности исследуемая трасса была разбита на три однородных участка. Каждому из них были приданы параметры, соответствующие измеренным акустическим характеристикам в точках проведения работ на гидрологических и геологических станциях на расстояниях между источником и приемником $r = 0$; 120; 220 км, соответственно, при общей длине трассы 300 км.

Параметры подстилающего твердого поглощающего полупространства по данным измерения скорости грунтовой волны и из литературных данных были выбраны следующими: $c_L = 2260$ м/с, $\rho_L = 2$ г/см^3, $\eta_L = 10^{-3}$, $c_T = 400$ м/с; $\eta_T = 5 \times 10^{-3}$. Параметры осадочного слоя: толщина осадочного слоя $H_l = 40$ м, скорость звука, согласно [1], $c_l = c_{l0} + G(z - H_0)$, $\rho_e = \rho_{l0} + g(z - H_0)$, где H_0 – толщина слоя воды, G и g – градиенты, соответственно, скорости звука и плотности. Численные значения параметров волновода – профиль $c(z)$ представлен в табл. 1, а профили $c_l(z)$, $\rho_l(z)$ и $\eta_l(z)$ – в табл. 2.

Табл. 2 составлялась, исходя из следующих предположений. Из данных работы [1] следует, что в большинстве случаев градиент скорости звука в осадках $G = 1$ с$^{-1}$. Тогда по измеренным в образцах из геологических ударных трубок значениям скоростей и плотностей, положив градиент скорости звука в осадочном слое $G = 1$ с$^{-1}$, определялся профиль скорости звука $c_l(z)$ в нем; скорость звука на нижней его границе равнялась $c_l(H_l) = c_{l0} + GH_l$. Как показали расчеты, градиент плотности не играл особой роли в формировании звукового поля, поэтому плотность ρ_l принималась практически неизменной по глубине с перепадом на 40-метровой толщине слоя $\Delta\rho_l = 0.1$ г/см^3. Расчеты показали также, что большое влияние на закон спадания среднего уровня звукового поля с расстоянием $J(r)$ и его частотную зависимость имеет коэффициент потерь η_l и его распределение по глубине $\eta_l(z)$. Согласно [1], величина η_l в осадках лежит в пределах 10^{-3} - 5×10^{-2}, а для большинства видов осадков коэффициент затухания в них $\beta_l = 8.68\ \mathrm{Im}k_l = 8.68\ 2\pi f\eta_l/c_l$ пропорционален частоте f, что определяет зависимость $\eta_l(f) = \mathrm{const}$.

Спадание среднего уровня звукового поля с расстоянием определяется амплитудой возбуждения A_n и модальным коэффициентом затухания β_n:

$$J(r) = 10\lg \sum_{n=1}^{N} \frac{A_n^2}{p_0^2 fr} \exp\left(-\frac{2\beta_n}{8.68} r\right).$$

Наибольший вклад в суммарное среднее поле будут вносить моды с минимальными величинами коэффициентов затухания β_n и максимальной амплитудой возбуждения A_n. Частотная изменчивость $J(r)$ определяется частотной зависимостью коэффициентов затухания $\beta_n(f)$ и амплитуд возбуждения мод $A_n(f)$. Последние зависят от глубин погру-

жения источника z_1 и приемника z. Это наглядно показано на рис. 1, где представлены модули нормированных собственных функций $|w_n(z)|$, пропорциональных распределенным по глубине амплитудам мод звукового давления. Нормированные собственные функции вычислены по параметрам волновода, соответствующим характеристикам в точке 2, $r = 120$ км (табл. 1, 2). На графиках рис. 1 число справа обозначает номер моды, а число снизу – частоту; горизонтальные сплошные линии, проведенные на уровне $z/H = H_0/H = 0.86$, соответствуют границе вода–дно, а штриховые линии – горизонту приема–излучения $z = z_1$. Как видно на рис. 1, только на частоте $f = 25$ Гц моды проникают в дно ниже нижней границы осадочного слоя, а на частотах $f > 50$ Гц моды практически не достигают нижней границы осадочного слоя. На этих частотах дно ведет себя как полупространство. Пересечение кривых $|w_n(z)|$ штриховой горизонтальной линией, соответствующей положению источников и приемников, характеризует амплитуду возбуждения A_n мод на данной частоте. Как следует из графиков рис. 1 и как показали расчеты, вклад первой моды в суммарное поле на горизонтах приема, равного горизонту излучения $z/H = 0.34$ ($z = z_1 = 100$ м), становится ничтожно малым на частотах $f > 60$ Гц. В этом диапазоне частот в суммарном поле доминируют моды более высоких номеров n.

Следует также заметить, что модальный коэффициент затухания в однородном волноводе с дном в виде жидкого поглощающего полупространства, согласно [3], пропорционален коэффициенту затухания в дне, а следовательно, коэффициенту потерь η_l. Можно показать, что и в рассмотренной модели неоднородного волновода на частотах $f > 50$ Гц модальные коэффициенты затухания подчиняются закону пропорциональности коэффициенту потерь $\eta_l \sim \beta_n$, поскольку моды не проникают ниже нижней границы осадочного слоя. $|w|$

Если в принятой здесь модели дна с положительным градиентом скорости звука в осадочном слое предположить, что коэффициент потерь η_l не меняется с изменением глубины $\eta_l(z) = \text{const}$, то при наличии однородного водного слоя в волноводе модальные коэффициенты затухания в высокочастотной области должны понижаться с ростом частоты. При отрицательном градиенте скорости звука в водном слое и при положительном градиенте скорости звука в осадочном слое постоянный по глубине коэффициент потерь $\eta_l(z) = \text{const}$ приводит к спаданию с частотой модальных коэффициентов затухания $\beta_n(f)$ в низкочастотной области и осцилляциям по частоте в высокочастотной области, обусловленным резонансными свойствами неоднородных по скорости слоев воды. На рис. 2а представлены частотные зависимости модальных коэффициентов затухания в волноводе с теми же параметрами (точка 2, $r = 120$ км), что и на рис. 1. При этом кэффициент потерь считался не зависящим от глубины $\eta_l(z) = \text{const} = 1.35 \times 10^{-2}$. Минимальные значения коэффициентов затухания $(\beta_n)_{\min}$ при этом практически не меняются с изменением частоты в диапазоне $f > 100$ Гц (рис. 2). Расчеты показали, что в этом случае крутизна спада среднего уровня звукового поля с расстояни-

Таблица 2. Параметры слоев осадков на расстояниях $r = 0$, 120, 220 км

	$r = 0$ км				$r = 120$ км				$r = 220$ км			
№	h_l, м	ρ_l, г/см^3	c_l, м/с	$\eta_l \times 10^3$	h_l, м	ρ_l, г/см^3	c_l, м/с	$\eta_l \times 10^3$	h_l, м	ρ_l, г/см^3	c_l, м/с	$\eta_l \times 10^3$
1	1	1.6000	1520	14.0	1	1.600	1595	50.0	0.2	1.700	1635.0	50.0
2	1	1.6025	1521	9.0	1	1.601	1596	35.0	0.2	1.700	1635.2	20.0
3	1	1.6050	1522	7.5	1	1.602	1597	10.0	0.2	1.701	1635.4	10.0
4	1	1.6075	1523	6.5	1	1.603	1598	5.0	0.4	1.701	1635.6	3.0
5	4	1.6100	1524	5.5	4	1.604	1599	2.0	0.5	1.702	16.36.0	2.0
6	4	1.6200	1528	2.0	4	1.608	1603	2.0	0.5	1.702	1636.5	2.0
7	4	1.6300	1532	2.0	4	1.612	1607	2.0	1.0	1.702	1637.0	2.0
8	4	1.6400	1536	2.0	4	1.616	1611	2.0	1.0	1.703	1638.0	2.0
9	4	1.6500	1540	2.0	4	1.620	1615	2.0	4.0	1.704	1639.0	2.0
10	4	1.6600	1544	2.0	4	1.624	1619	2.0	4.0	1.707	1643.0	2.0
11	4	1.6700	1548	2.0	4	1.628	1623	2.0	4.0	1.710	1647.0	2.0
12	4	1.6800	1552	2.0	4	1.632	1627	2.0	4.0	1.714	1651.0	2.0
13	4	1.6900	1556	2.0	4	1.636	1631	2.0	4.0	1.718	1655.0	2.0
14									4.0	1.722	1659.0	2.0
15									4.0	1.726	1663.0	2.0
16									4.0	1.732	1667.0	2.0
17									4.0	1.736	1671.0	2.0

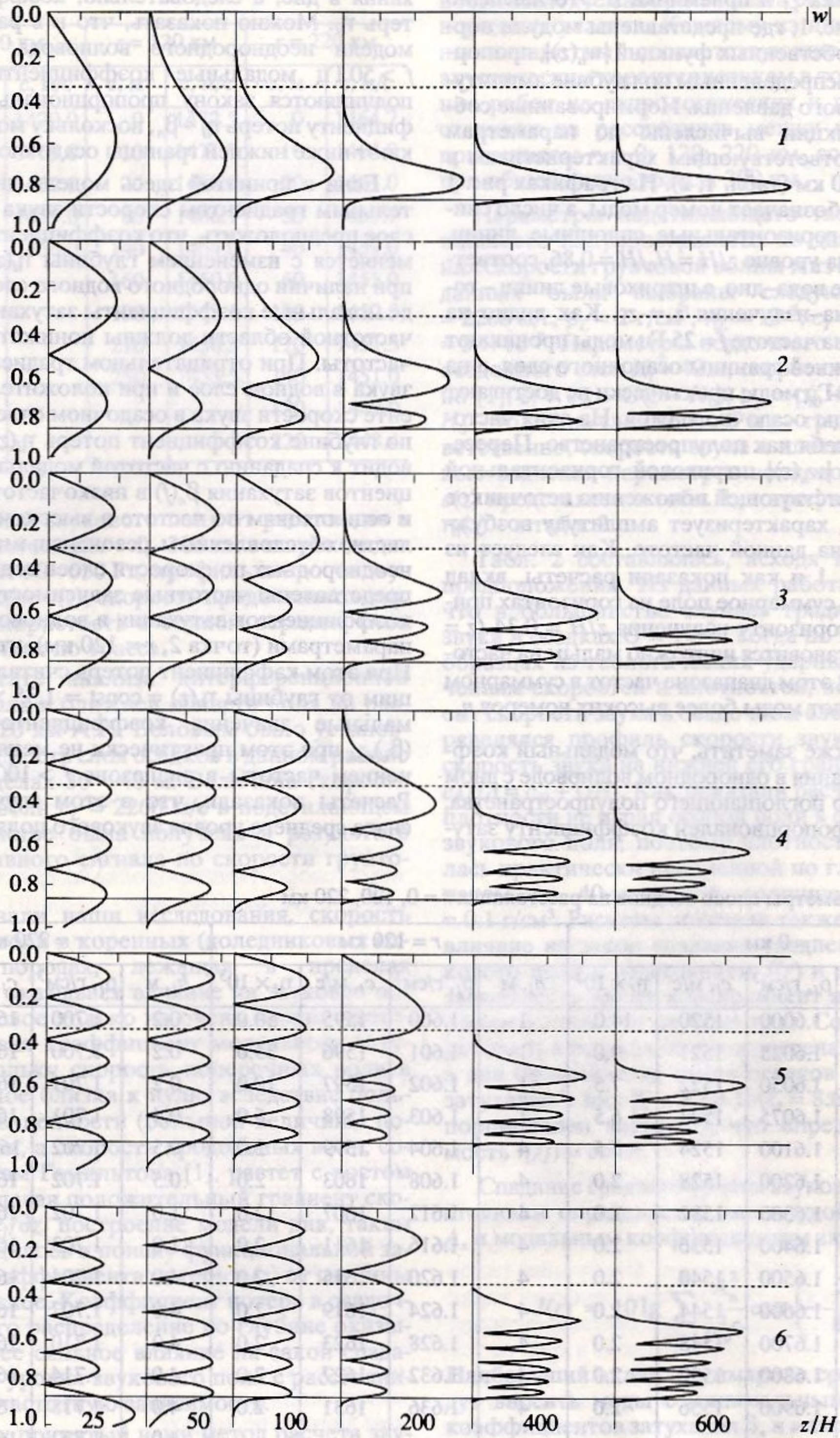
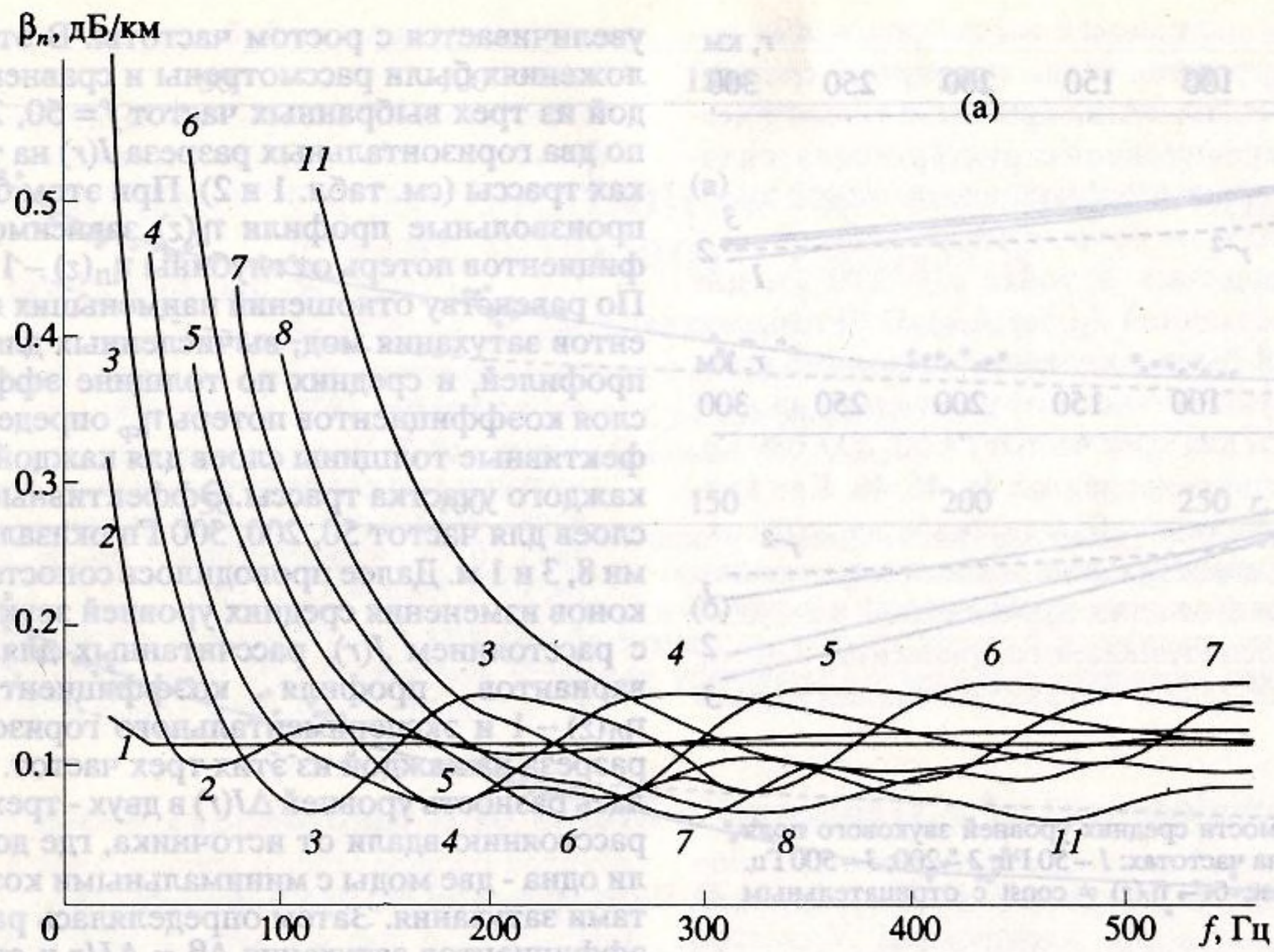


Рис. 1. Собственные функции первых шести мод.



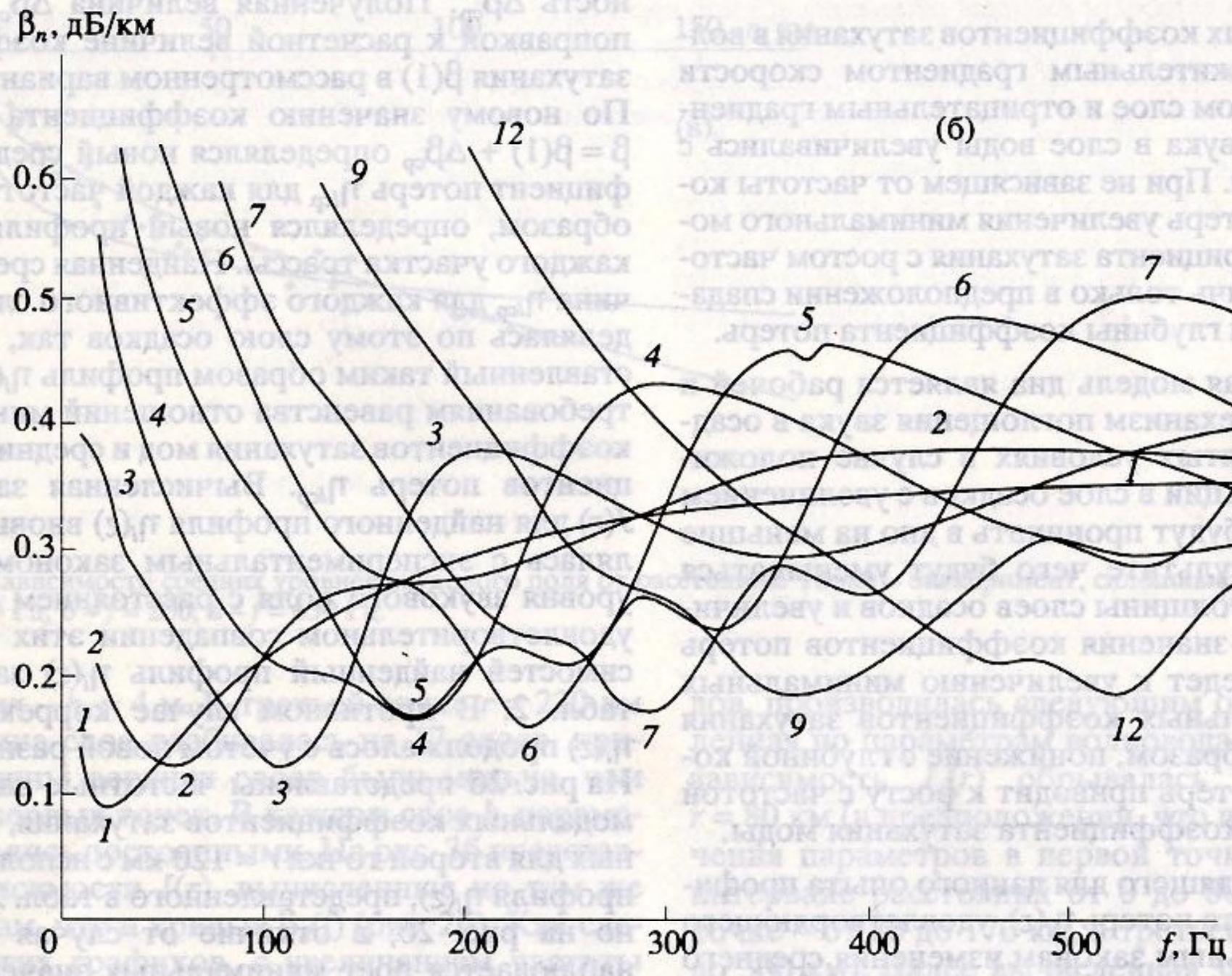


Рис. 2. Частотные зависимости модальных коэффициентов затухания, цифры – номера мод. а – $\eta_l(f)$ = const, б – $\eta_l(f) \neq$ const с отрицательным градиентом.

ем $J(r)$ на низких частотах больше, чем на высоких (рис. 3а). Между тем, согласно эмпирическим законам спадания среднего уровня звукового поля с расстоянием, с ростом частоты крутизна спада $J(r)$ увеличивается. Тогда, для того чтобы модель дна удовлетворяла законам спада среднего уровня звукового поля $J(r)$ с расстоянием в широком диапазоне частот, необходимо, чтобы минимальные зна-

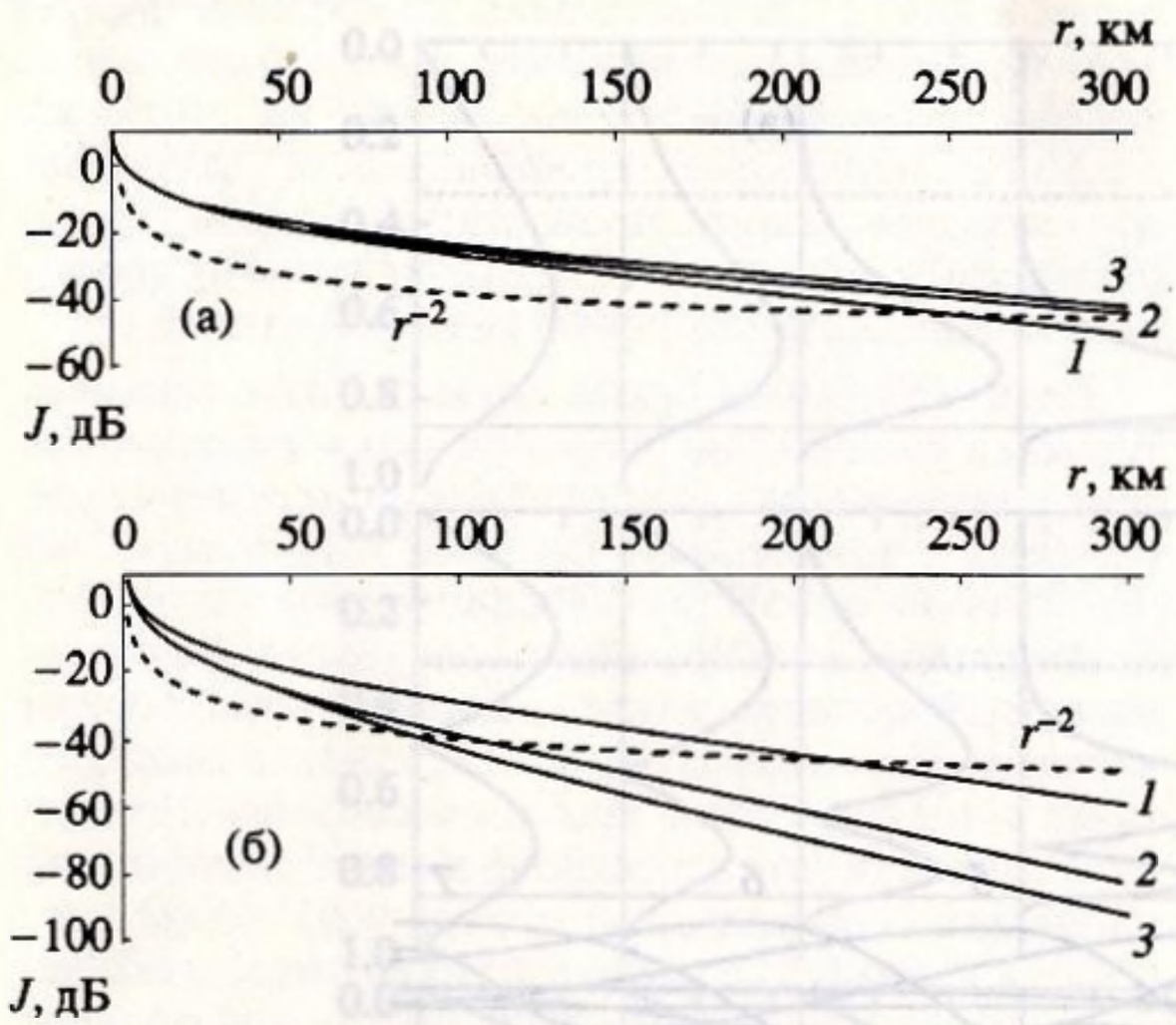


Рис. 3. Зависимости средних уровней звукового поля от расстояния на частотах: *1* – 50 Гц; *2* – 200; *3* – 500 Гц. а – $\eta_l(f)$ = const; б – $\eta_l(z) \neq$ const с отрицательным градиентом.

чения модальных коэффициентов затухания в волноводе с положительным градиентом скорости звука в осадочном слое и отрицательным градиентом скорости звука в слое воды увеличивались с ростом частоты. При не зависящем от частоты коэффициенте потерь увеличения минимального модального коэффициента затухания с ростом частоты можно достичь только в предположении спадающего с ростом глубины коэффициента потерь.

Предлагаемая модель дна является рабочей и не объясняет механизм поглощения звука в осадках. При принятых условиях в случае положительной рефракции в слое осадков с увеличением частоты моды будут проникать в дно на меньшие глубины, в результате чего будут уменьшаться эффективные толщины слоев осадков и увеличиваться средние значения коэффициентов потерь $(\eta_l)_{ср}$, что приведет к увеличению минимальных значений модальных коэффициентов затухания $(\beta_n)_{min}$. Таким образом, понижение с глубиной коэффициента потерь приводит к росту с частотой минимального коэффициента затухания моды.

Поиск подходящего для данного опыта профиля коэффициента потерь $\eta_l(z)$, удовлетворяющего экспериментальным законам изменения среднего уровня звукового поля с расстоянием $J(r)$ в широком диапазоне частот, проводился следующим образом. Предполагалось, что при отрицательном градиенте коэффициента потерь η_l эффективная толщина слоя осадков уменьшается с ростом частоты, и вместе с тем увеличивается средняя величина коэффициента потерь в этом слое $\eta_{lср}$. При этом минимальный коэффициент затухания моды $(\beta_n)_{min}$, пропорциональный средней величине $\eta_{lср}$, увеличивается с ростом частоты. В этих предположениях были рассмотрены и сравнены на каждой из трех выбранных частот f = 50, 200, 500 Гц по два горизонтальных разреза $J(r)$ на трех участках трассы (см. табл. 1 и 2). При этом были взяты произвольные профили $\eta_l(z)$ зависимости коэффициентов потерь от глубины $\eta_{l1}(z) - 1$ и $\eta_{l2}(z) - 2$. По равенству отношений наименьших коэффициентов затухания мод, вычисленных для этих двух профилей, и средних по толщине эффективного слоя коэффициентов потерь $\eta_{ср}$ определялись эффективные толщины слоев для каждой частоты и каждого участка трассы. Эффективные толщины слоев для частот 50, 200, 500 Гц оказались равными 8, 3 и 1 м. Далее проводилось сопоставление законов изменения средних уровней звукового поля с расстоянием $J(r)$, рассчитанных для одного из вариантов профиля коэффициента потерь $\eta_{l1}(z) - 1$ и экспериментального горизонтального разреза на каждой из этих трех частот. Определялась разность уровней $\Delta J(r)$ в двух - трех точках по расстоянию вдали от источника, где доминировали одна - две моды с минимальными коэффициентами затухания. Затем определялась разность коэффициентов затухания $\Delta\beta = \Delta J/r$ и средняя разность $\Delta\beta_{ср}$. Полученная величина $\Delta\beta_{ср}$ являлась поправкой к расчетной величине коэффициента затухания $\beta(1)$ в рассмотренном варианте $\eta_l(z) - 1$. По новому значению коэффициента затухания $\beta = \beta(1) + \Delta\beta_{ср}$ определялся новый средний коэффициент потерь $\eta_{lср}$ для каждой частоты и, таким образом, определялся новый профиль $\eta_l(z)$ для каждого участка трассы. Найденная средняя величина $\eta_{lср}$ для каждого эффективного слоя распределялась по этому слою осадков так, чтобы составленный таким образом профиль $\eta_l(z)$ отвечал требованиям равенства отношений минимальных коэффициентов затухания мод и средних коэффициентов потерь $\eta_{lср}$. Вычисленная зависимость $J(r)$ для найденного профиля $\eta_l(z)$ вновь сопоставлялась с экспериментальным законом спадания уровня звукового поля с расстоянием $J(r)$, и при удовлетворительном совпадении этих двух зависимостей найденный профиль $\eta_l(z)$ заносился в табл. 2. В противном случае корректирование $\eta_l(z)$ продолжалось с учетом новой разности $\Delta J(r)$. На рис. 2б представлены частотные зависимости модальных коэффициентов затухания, вычисленных для второй точки r = 120 км с использованием профиля $\eta_l(z)$, представленного в табл. 2. Как видно на рис. 2б, в отличие от случая η_l = const, наблюдается рост минимальных значений коэффициентов затухания мод с ростом частоты.

Следует заметить, что в используемом методе расчета звуковых полей требуется заменять зависимость параметров осадочного слоя от глубины ступенчатой функцией. В нашем случае вся толщина слоя осадков H_l для первых двух точек по трассе r = 0, 120 км разбивалась на 13 слоев с толщинами в первых четырех слоях h_l = 1 м, а в по-

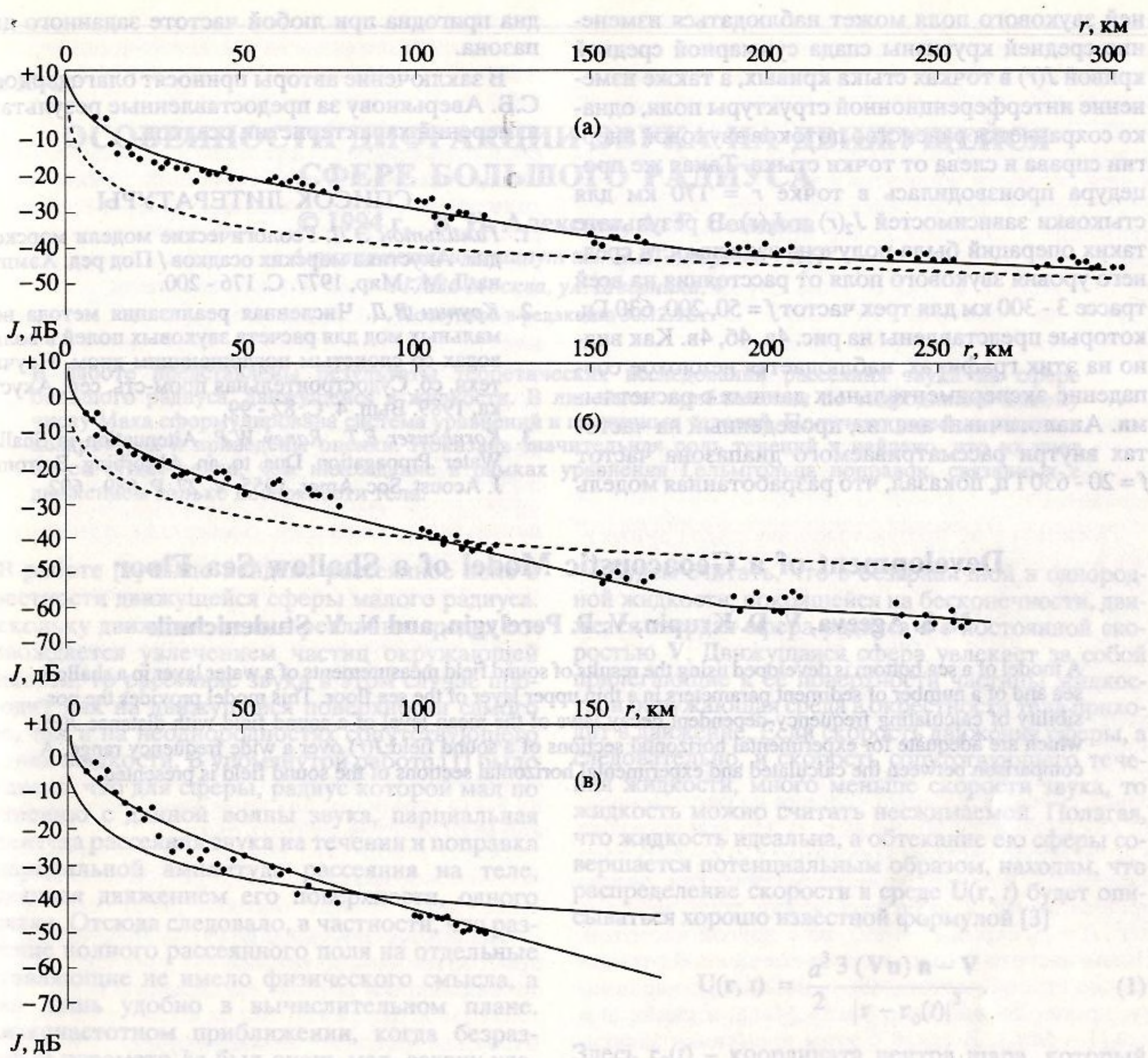


Рис. 4. Зависимости средних уровней звукового поля от расстояния. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет. а – $f = 50$ Гц; б – $f = 200$; в – $f = 630$ Гц.

следующих – $h_l = 4$ м. В третьей точке $r = 220$ км вся толщина слоя разбивалась на 17 слоев, причем толщины верхних слоев были мельче, чем для двух первых точек. В каждом слое h_l параметры считались постоянными. На рис. 3б представлены зависимости $J(r)$, вычисленные по тем же параметрам, что и кривые $\beta_n(f)$ (рис. 2б). Как следует из этих графиков, с увеличением частоты крутизна спада кривых увеличивается в отличие от кривых на рис. 3а, для расчета которых использовалось постоянное на всех горизонтах значение $\eta_l = 1.35 \times 10^2$ (для которого крутизна спада этих кривых уменьшается с ростом частоты, что противоречит экспериментальным фактам).

Стыковка кривых $J(r)$, вычисленных для трех участков трассы со своими параметрами волноводов, производилась следующим образом. Вычисленная по параметрам волновода в первой точке зависимость $J_1(r)$ обрывалась на расстоянии $r = 80$ км (в предположении, что измеренные значения параметров в первой точке неизменны в интервале расстояний от 0 до 80 км, во второй точке – от 80 до 170 км, в третьей точке – от 170 до 300 км). Далее вычисленная зависимость $J_2(r)$ во второй точке пристыковывалась к $J_1(r)$ на расстоянии $r = 80$ км. При этом вся кривая $J_2(r)$ опускалась либо поднималась на столько, чтобы на расстоянии $r = 80$ км совпали их средние уровни. В данном случае уровень звукового поля, вычисленный для первой точки, ниже, чем во второй, в связи с чем $J_2(r)$ пришлось опускать до уровня $J_1(r)$ на расстоянии $r = 80$ км. При стыковке уров-

ней звукового поля может наблюдаться изменение средней крутизны спада суммарной средней кривой $J(r)$ в точках стыка кривых, а также изменение интерференционной структуры поля, однако сохраняется равенство потоков звуковой энергии справа и слева от точки стыка. Такая же процедура производилась в точке r = 170 км для стыковки зависимостей $J_2(r)$ и $J_3(r)$. В результате таких операций была получена зависимость среднего уровня звукового поля от расстояния на всей трассе 3 - 300 км для трех частот f = 50, 200, 630 Гц, которые представлены на рис. 4а, 4б, 4в. Как видно на этих графиках, наблюдается неплохое совпадение экспериментальных данных с расчетными. Аналогичный анализ, проведенный на частотах внутри рассматриваемого диапазона частот f = 20 - 630 Гц, показал, что разработанная модель дна пригодна при любой частоте заданного диапазона.

В заключение авторы приносят благодарность С.Б. Аверьянову за предоставленные результаты измерений характеристик осадков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гамильтон Э.Л.* Геологические модели морского дна. Акустика морских осадков / Под ред. Хэмптона Л. М.: Мир, 1977. С. 176 - 200.
2. *Крупин В.Д.* Численная реализация метода нормальных мод для расчета звуковых полей в волноводах со слоистым поглощающим дном. Научно-техн. сб. Судостроительная пром-сть, сер. Акустика, 1989. Вып. 4. С. 82 - 99.
3. *Kornhauser E.T., Raney W.P.* Attenuation in Shallow Water Propagation Due to an Absorbing Bottom // J. Acoust. Soc. Amer. 1955. V. 27. P. 689 - 692.

Development of a Geoacoustic Model of a Shallow Sea Floor

N. S. Ageeva, V. D. Krupin, V. P. Perelygin, and N. V. Studenichnik

A model of a sea bottom is developed using the results of sound field measurements of a water layer in a shallow sea and of a number of sediment parameters in a thin upper layer of the sea floor. This model provides the possibility of calculating frequency-dependent decay laws of the mean level of a sound field with distance $J(r)$, which are adequate for experimental horizontal sections of a sound field $J(r)$ over a wide frequency range. A comparison between the calculated and experimental horizontal sections of the sound field is presented.