АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 5

УДК 534.231

ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

Вавилин А. В., Козельский А. Р., Петников В. Г., Резников В. М., Ривелис Е. А.

В статье приведены результаты обработки экспериментальных данных и численных расчетов по распространению узкополосных сигналов с гиперболической частотной модуляцией в океаническом волноводе малой глубины. Проводится сравнение влияния внутримодовой и межмодовой дисперсий на искажение формы принятого сигнала.

Известно, что искажения низкочастотных импульсных акустических сигналов при дальнем распространении в океане обусловлены волноводной дисперсией звуковых волн. Особенно заметны дисперсионные искажения в волноводах малой глубины h, где уже на небольших расстояниях r между источником и приемником звука $r>h^2/\lambda$, (λ — длина звуковой волны) адекватно модовое описание волнового поля.

Для узкополосных сигналов, распространяющихся в таких волноводах, наиболее существенна межмодовая дисперсия, обусловливающая разность групповых скоростей отдельных мод, тогда как внутримодовая дисперсия проявляется на значительно больших расстояниях. Оценочным критерием неискаженной передачи сигнала служит неравенство $\tau_1<\tau$, где $\tau=1/\Delta f$ — длительность сигнала на выходе оптимального корреляционного приемника в среде без дисперсии, а τ_1 — величина, характеризующая расплывание волнового пакета на дистанции r. Если спектр нормальных волн сосредоточен в интервале (m, n), то

$$\tau_1=(r/g_m(f)-r/g_n(f), \tag{1}$$

где $g_{m,n}$ — групповые скорости m-й и n-й энергонесущей моды. Для изоскоростного волновода глубины h, расположенного над жестким поглощающим дном, максимальное расстояние $r_{\max}^{\text{мм}}$ передачи сигнала без искажения определяется следующим выражением:

$$r_{\max}^{\text{мм}}<\frac{2c\tau(kh)^2}{\pi^2(m^2-n^2)}, \tag{2}$$

где k — волновое число, c — скорость звука. Если удалось возбудить только одну нормальную волну с номером n_1, то $\tau_1=(r/g_{n_1}(f_1)-r/g_{n_1}(f_2))$, f_1, f_2 — крайние частоты в спектре сигнала ($f_1-f_2=\Delta f$). Максимальное расстояние передачи сигнала без искажения равно:

$$r_{\max}^{\text{вм}}<\frac{c^2h^2\tau^2k^3}{4n_1^2\pi^3}.$$

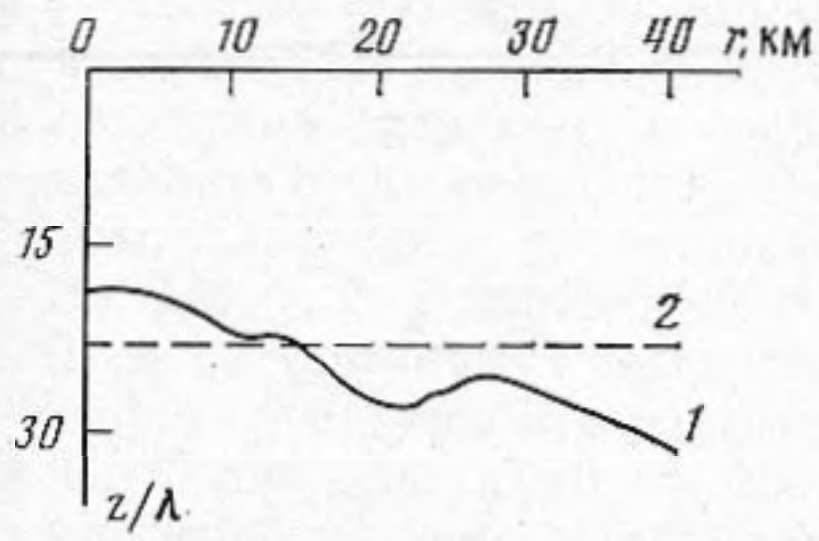
Отношение $r_{\max}^{\text{вм}}/r_{\max}^{\text{мм}}\simeq f(n^2-m^2)/4n_1^2\,\Delta f$ для узкополосных сигналов при $n_1^2\simeq(n^2-m^2)$ всегда больше единицы и, следовательно, существует интервал значений $r_{\max}^{\text{мм}}<r<r_{\max}^{\text{вм}}$, для которых искажения принимаемого сигнала определяются главным образом межмодовой дисперсией.

Однако в реальных волноводах малой глубины помимо дисперсии часто имеет место и сильное затухание звука из-за поглощения в дне. Как следует из формул (1), (2), затухание звука и межмодовая дисперсия оказы-

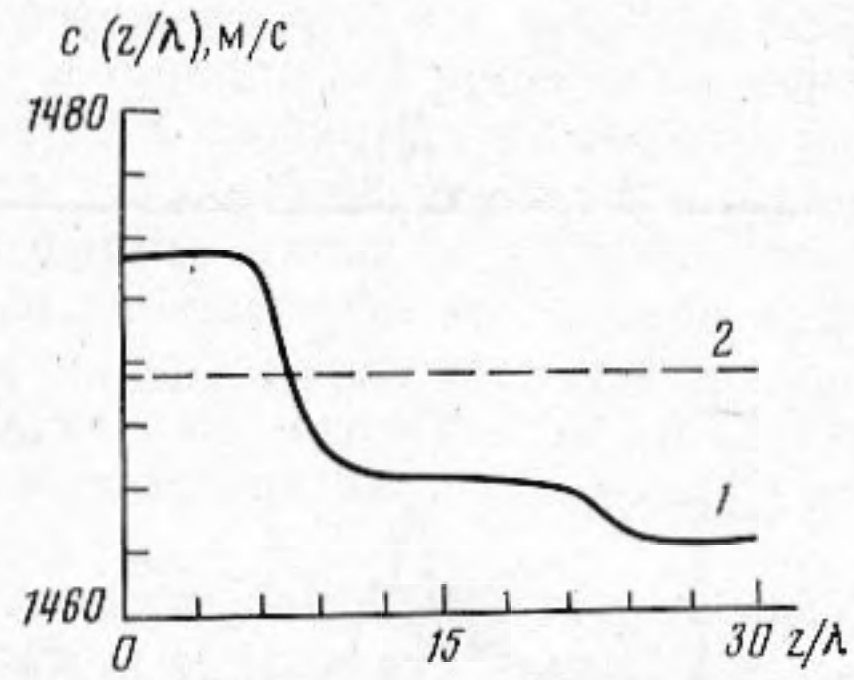
вают противоположное воздействие на искажения сигнала. С одной стороны, с увеличением расстояния искажения растут, с другой — уменьшаются вследствие поглощения высших мод и обеднения модового состава. Оценочный критерий (2) дает возможность лишь грубо оценить дистанцию, начиная с которой могут проявляться дисперсионные искажения сигнала, и ничего не говорит об их характере. В реальных условиях при ограниченной полосе сигнала, часто определяемой полосой излучения источника звука, искажение сигнала зависит от отношения h/λ, профиля скорости звука и поглощающих свойств дна.

В данной работе расчетным путем и экспериментально исследовались искажения формы узкополосного сигнала с гиперболической частотной модуляцией (ГЧМ) в океаническом волноводе малой глубины.

Расчет проводился для модельного плоского волновода с жидким поглощающим дном и с постоянным по глубине значением скорости звука.



Фиг. 1. Зависимость относительной глубины волновода от расстояния между источником и приемником звука: *1* — эксперимент, *2* — модель



Фиг. 2. Профиль скорости звука для исследуемого волновода: *1* — эксперимент, *2* — модель

Отношение глубины волновода h к длине звуковой волны принималось равным $h/\lambda \simeq 23$. Действительная часть n_0 относительного показателя преломления звука в дне $n=n_0(1+i\beta)$ составляла 0,8, а мнимая часть характеризовалась величиной $\beta=0{,}08$. Отношение плотностей воды и дна волновода предполагалось равным $\rho_{дн}/\rho_{ж} \equiv m=1{,}7$. Приемник звука располагался на дне $z=h$, а излучатель на относительной глубине $z_0 \simeq 8{,}3\lambda$. Относительная ширина полосы сигнала $\Delta f/f$ составляла 0,03, а его длительность $t=25{,}6$ с.

В процессе вычислений определялась огибающая взаимной корреляционной функции (ВКФ) опорного сигнала и сигнала, прошедшего модельную среду при различных расстояниях между излучателем и приемником звука:

$$B(\tau)=1/\pi \left| \int_0^\infty G(\omega)/S(\omega)\,|^2 e^{i\omega\tau}\,d\omega \right|,$$

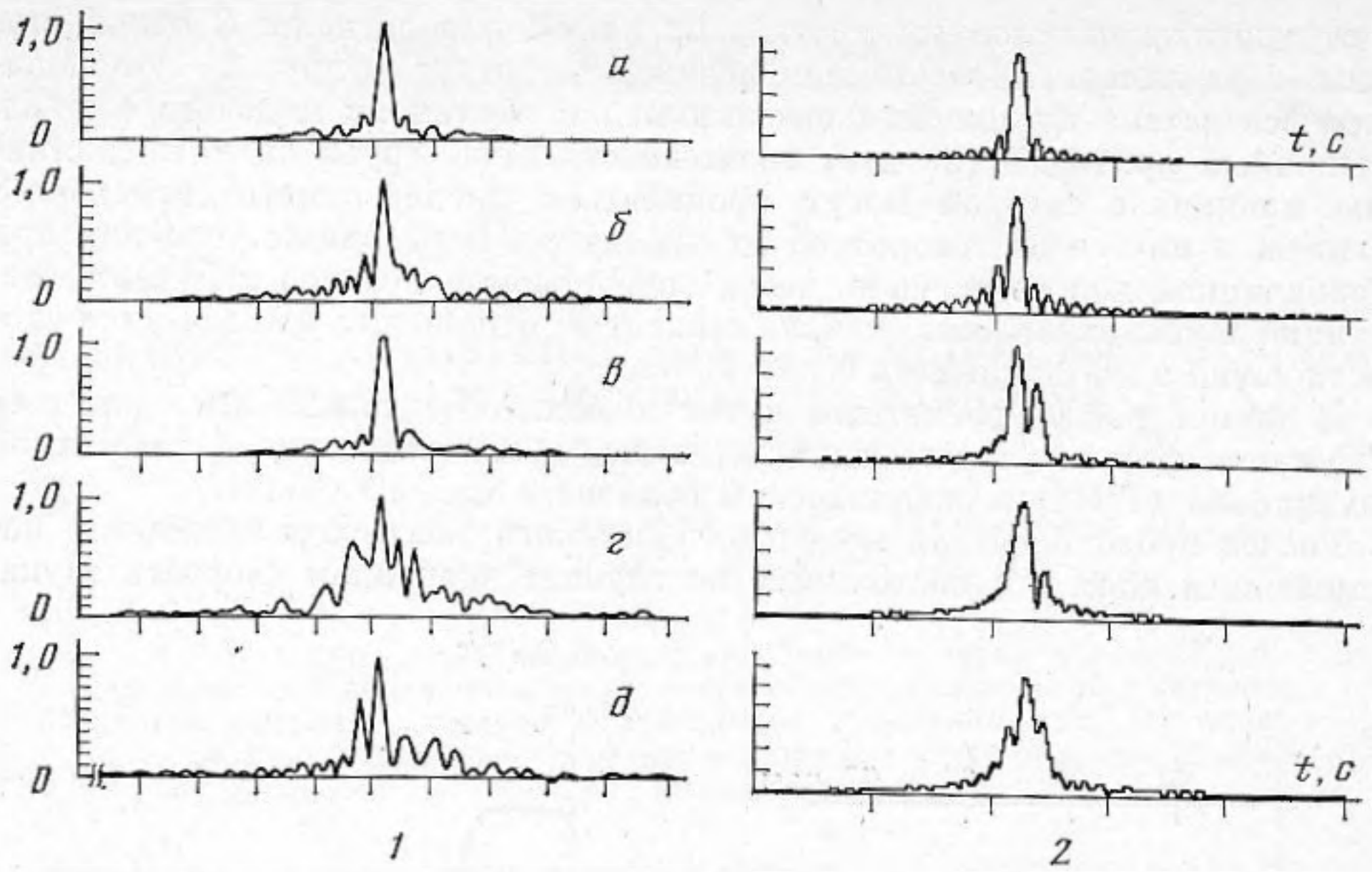
где $S(\omega)$ — спектр сигнала, $G(\omega)$ — передаточная функция рассматриваемого волновода — функция Грина, которая бралась в виде [1]:

$$G(\omega, r, z, z_0)=1/h\sqrt{\frac{8\pi}{k_0 r}}\exp(i\pi/4)\sum_{l=1}^{N} P_l(z)P_l(z_0)\exp\left(\left(ik_l-\frac{\delta l^2}{2}\right)r\right),$$

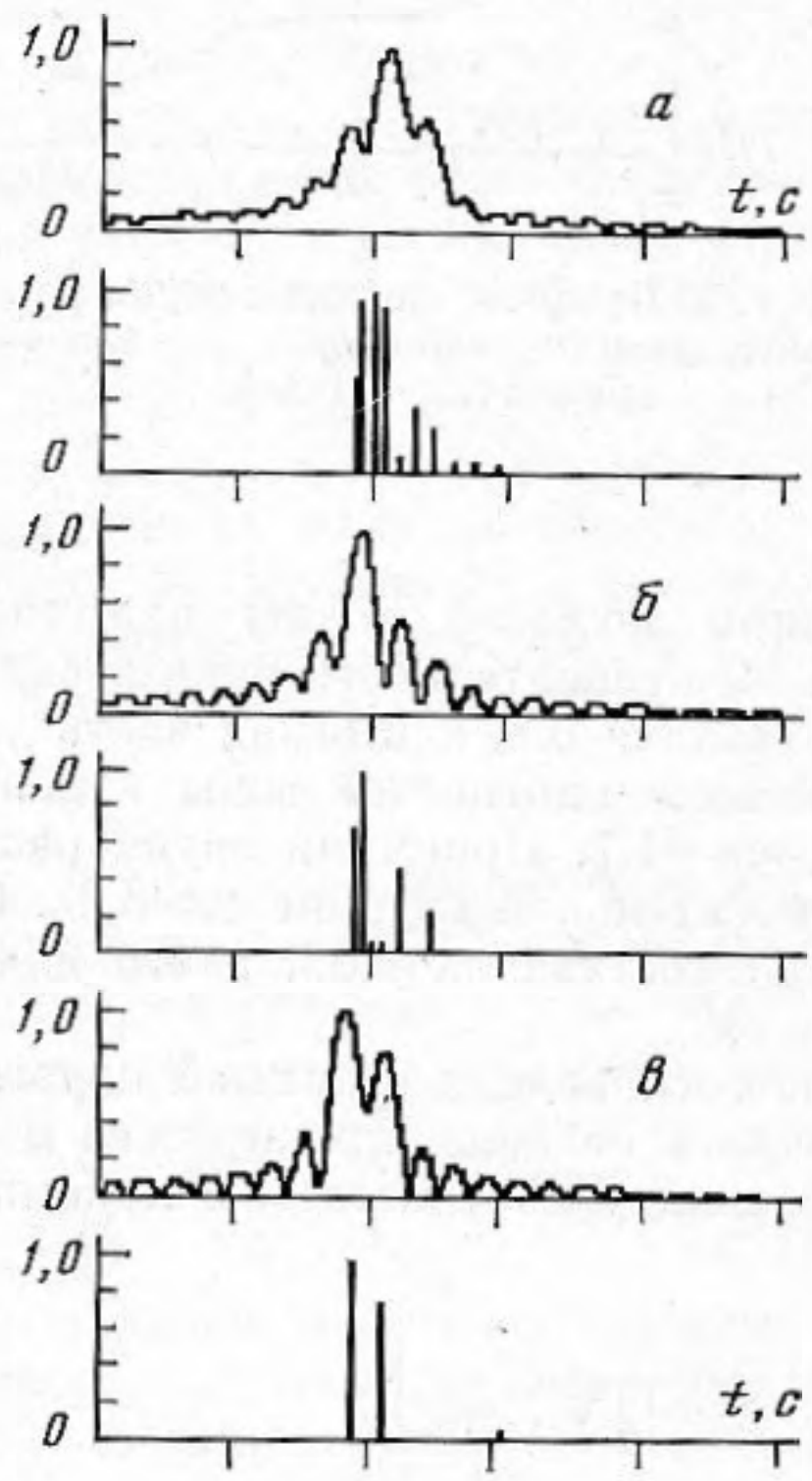
$$k_l=k_0\cos(\pi l/k_0 H) \qquad \delta=2\pi^2\beta n_0^2 m/k_0^2 H^3 \nu_0^3,$$

$$P_l(z)=\sin\left(\frac{\pi l_z}{H}\right), \qquad H=h+m/k_0\nu_0, \qquad \nu_0=(1-n_0^2)^{1/2},$$

$$k_0=\omega/c_0, \quad c_0 \simeq 1500 \text{ м/с}.$$



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Эволюция огибающей ВКФ между опорным сигналом и сигналом, прошедшим через акустический волновод, при увеличении расстояния между источником и приемником: *1* — эксперимент, *2* — модель. *а* — $r=3$ км, *б* — $r=32$, *в* — $r=36$, *г* — $r=38$, *д* — $r=40$ км

Фиг. 4. Огибающие ВКФ (плавные кривые) и соответствующие им гистограммы энергонесущих мод при увеличении расстояния между источником и приемником (расчет): *а* — $r=40$ км, *б* — $r=100$, *в* — $r=300$ км

Здесь l — номер моды, N — число мод. Такой вид функция Грина имеет в пренебрежении быстро затухающими высшими модами, для которых $\pi l/k_0H \gg 1$.

Расчет показал, что уже на дистанциях $r \simeq 5$ км модами с номерами $l>15$ можно пренебречь для указанных выше параметров модельного волновода. Поэтому вычисления функции Грина осуществлялись для 15 мод ($N=15$).

Экспериментальные исследования проводились в океаническом волноводе, характеристики которого, зависимость относительной глубины h/λ от расстояния r и профиль скорости звука $c(z)$, приведены на фиг. 1 и 2

соответственно. Методика эксперимента включала прием на неподвижный гидрофон и корреляционную обработку ГЧМ-сигналов, испускаемых излучателем звука. Параметры сигналов и глубины расположения излучателя и приемника звука соответствовали расчетным.

В процессе обработки принятого сигнала на ЭВМ вычислялась нормированная огибающая ВКФ опорного и принятого сигналов. (За опорный принимался сигнал, принятый с расстояния $r \simeq 3$ км.)

Результаты расчета нормированной огибающей взаимной корреляционной функции (ВКФ) между опорным сигналом и сигналом, прошедшим модельную среду, для различных значений расстояния между источником и приемником звука (разности времен распространения сигналов с различных расстояний скомпенсированы) приведены на фиг. 3, *1*. На фиг. 3, *2* представлены аналогичные ВКФ, рассчитанные по экспериментальным данным. Сравнение этих фигур показывает качественное соответствие результатов расчета и эксперимента, свидетельствующее о том, что искажения формы сигналов на выходе корреляционного приемника связаны с межмодовой дисперсией. Действительно, в среднем длительность сигналов на выходе такого приемника и в расчете, и в эксперименте оказалась одной и той же. Детальные различия формы огибающей ВКФ, заметные при сравнении расчетных и экспериментальных кривых, по всей видимости, связаны с грубостью выбранной модели, не учитывающей изменение глубины волновода с дистанцией и зависимость скорости звука от глубины. На фиг. 3, *1*, *2* хорошо заметно появление вторичного пика и уширение ВКФ на дистанциях более 30 км.

На фиг. 4 плавными кривыми изображены расчетные кривые огибающей ВКФ для дистанций 40, 100 и 300 км. В виде отдельных вертикальных линий обозначены максимальные значения огибающих ВКФ опорного сигнала и сигнала, прошедшего модельную среду, для каждой моды в отдельности. Положение вертикальных линий на временной оси определяет время распространения сигнала по каждой моде. Как видно из фиг. 4, в исследуемом волноводе наблюдаемые искажения принимаемых сигналов являются результатом сложения сигналов, прибывающих по отдельным модам. При многомодовом сигнале заметные искажения имеют место уже при $r \leqslant r_{\max}^{\text{мм}}$ (r=30–100 км), причем в этом случае форма сигнала сложным образом изменяется с увеличением расстояния r. При $r > r_{\max}^{\text{мм}}$ (r=300 км) принимаемый сигнал состоит из двух коротких импульсов, отвечающих сигналам, прибывающим по двум энергонесущим модам.

На основе экспериментальных данных для дистанций до 40 км можно предположить, что наблюдаемые искажения ВКФ и появление вторичных максимумов связаны с межмодовой дисперсией.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 184 с.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10.XII.1986