

УДК 534.26

## НИЗКОЧАСТОТНОЕ РАССЕЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЗВУКОВОГО СИГНАЛА УПРУГИМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ

© 2011 г. А. А. Клещев, Е. И. Кузнецова

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

190008 С.-Петербург, ул. Лоцманская 3

E-mail: alexalex-2@yandex.ru

Поступила в редакцию 3.03.10 г.

В работе представлены методика и структурная схема эксперимента по измерению амплитуды и фазы акустического поля в ближней зоне рассеивателя, проанализированы результаты по измерению характеристик рассеяния низкочастотного звукового сигнала упругими цилиндрическими оболочками.

*Ключевые слова:* зона Френеля, зона Фраунгофера, амплитудно-фазовые характеристики, эксперимент.

Вопросам трансформации характеристик излучения и рассеяния звука, измеренных в зоне Френеля, в характеристики полей в зоне Фраунгофера посвящены работы [1, 2]. В работе [1] рассматриваются задачи определения угловой и временной зависимостей поля на большом расстоянии от протяженного широкополосного излучателя по результатам измерения поля вблизи излучателя. В работе [2] с помощью оптической теоремы, на основе измерений с использованием многоэлементной линейной антенны, расположенной в ближней зоне рассеивателя, находится одна из основных характеристик рассеивателя — его полное сечение рассеяния.

В данной статье на основе экспериментально полученных в ближней зоне рассеивателя амплитудно-фазовых характеристик полей рассеяния звука на упругой конечной цилиндрической оболочке решаются две задачи:

- определения характера рассеяния звука оболочкой на низких частотах локации;
- вычисления угловой характеристики рассеяния этого тела в зоне Фраунгофера по измеренным значениям амплитуды и фазы рассеянного поля в зоне Френеля.

Измерение угловой характеристики или индикатрисы рассеяния может быть эффективно выполнено, если соотношения между размерами бассейна, модели, длиной волны и длительностью излучаемого импульса таковы, что существует возможность без искажений фиксировать полезный сигнал от рассеивателя в зоне Фраунгофера. Обычно это удается сделать на достаточно высоких частотах локации [3, 4].

На низких частотах избавиться от мешающих отражений удается только вблизи модели. При

этом прямой и отраженный сигналы практически неразделимы и гидрофон фиксирует суммарный (падающий и отраженный) сигнал  $p_{\Sigma}$ . Если в этих же точках известен неискаженный сигнал  $p_i$  (без модели), то рассеянный сигнал  $p_s$  определяется как  $p_s = p_{\Sigma} - p_i$  (при условии, что измеряются одновременно амплитуды и фазы этих сигналов). По распределениям  $p_s$  или  $p_{\Sigma}$ , измеренным вблизи модели, с помощью интеграла Кирхгофа могут быть вычислены угловая характеристика или индикатриса рассеяния (характеристики дальнего поля рассеивателя) [5, 6]. В акустике способ экстраполяции данных ближнего поля в дальнее поле (в зарубежной литературе он называется методом *DRL*) впервые был применен к гидроакустическим антеннам [7–9].

При использовании метода *DRL* и измерении свободного (в отсутствие рассеивателя) поля излучателя необходима однородность этого поля в месте предполагаемого расположения рассеивателя во всем диапазоне используемых частот.

Опираясь на [5, 6], изложим идею этого метода применительно к задаче дифракции. Если известно распределение комплексной амплитуды рассеянного  $p_s$  или суммарного  $p_{\Sigma} = p_i + p_s$  поля (давления) на поверхности  $S$ , окружающей рассеиватель, то с помощью интеграла Кирхгофа можно определить  $p_s(P)$  в произвольной точке наблюдения  $P$ :

$$p_s(P) = (1/4\pi) \iint_S \{ [\partial p_d(Q)/\partial n] G(P, Q) - p_d(Q) [\partial G(P, Q)/\partial n] \} dS, \quad (1)$$

где индекс  $d$  есть  $s$  или  $\Sigma$ ;  $Q$  — точка поверхности  $S$ ;  $G(P, Q)$  — функция Грина, подчиняющаяся неоднородному уравнению Гельмгольца; нормаль  $n$  к поверхности ориентирована наружу по отношению к точке приема  $P$ .

Выбрав  $G(P, Q)$  такой, что на поверхности  $S$  она исчезает ( $G_1$ ) или обращается в нуль ее нормальная производная ( $G_2$ ), получим два других интегральных соотношения:

$$p_s(P) = -(1/4\pi) \iint p_d(Q) [(\partial G_1(P, Q))/\partial n] dS, \quad (2)$$

$$p_s(P) = (1/4\pi) \iint [\partial p_d(Q)/\partial n] G_2(P, Q) dS, \quad (3)$$

Преимущество одночленного интеграла (2) по сравнению с двучленным (1) очевидно. Для определения давления в зоне Фраунгофера достаточно знать только распределение рассеянного поля вдоль поверхности  $S$ . При простой форме измерительной поверхности, например, сферической, можно рассчитать вид и производную  $G_1$  на поверхности  $S$  не представляет большой сложности (пример расчета приведен на рис. 5).

При использовании двучленного интеграла (1) в качестве функции Грина  $G(P, Q)$  выбирают

$$G(P, Q) = \exp(ikr)/r,$$

где  $r$  — расстояние между точками  $P$  и  $Q$ . Кроме того, при измерении, согласно (1), из-за отсутствия достаточно миниатюрных приемников колебательной скорости используется аппроксимация: измерение производной  $dp_s(Q)/dn$  заменяется отношением конечных разностей давлений  $[\Delta p_s(Q)]$  к расстоянию  $\Delta q$  между измерительными поверхностями  $S_1$  и  $S_2$ :

$$dp_s(Q)/dn \approx \Delta p_s(Q)/\Delta q.$$

В зоне Фраунгофера имеет место приближение:

$$p_s(P) = D(\theta, \phi) \exp(ikR)/R,$$

где  $R$  — расстояние от начала координат системы  $O$  до точки наблюдения;  $D(\theta, \phi)$  — угловая характеристика рассеивателя в сферических координатах  $\theta, \phi$ .

На практике непрерывные распределения давления  $p_s(Q)$  и производной по нормали  $dp_s(Q)/dn$  заменяются дискретными данными, при этом от интегралов мы приходим к квадратурным формулам для расчета  $D(\theta, \phi)$ , представленным в работах [5, 6].

При использовании в расчетах выражения (1) для нахождения отношения  $\Delta p_d(Q)/\Delta q$  давления

измеряются на двух достаточно близко расположенных конфокальных поверхностях (расстояние между ними заметно меньше длины звуковой волны  $\lambda$  в жидкости). Для исключения влияния неоднородных изгибных волн (для рассеивателей в виде упругой оболочки) расстояние от поверхности рассеивателя до ближайшей к ней (узловой) точки не должно быть меньше  $\lambda/2$ ; дистанция между узловыми точками, чтобы избежать получения ложных добавочных максимумов, должна быть меньше  $\lambda/2$ .

Измерения распределений  $p_\Sigma$  вблизи модели выполнялись с помощью конструкции, представленной на рис. 1. Модель 1 подвешивалась к несущей конструкции 2 с помощью металлических струн. Миниатюрные гидрофоны 3 закреплялись на струнах координатного устройства 4, изготовленного из полых (заполненных водой) металлических трубок. Корректные фазовые измерения возможны с гидрофонами, размеры которых малы по сравнению с длиной звуковой волны  $\lambda$ . С помощью малооборотного электродвигателя 5 координатное устройство поворачивалось вокруг модели с требуемым шагом дискретизации. В каждом фиксированном положении координатной системы снималось амплитудно-фазовое распределение  $p_\Sigma$  с помощью коммутатора 6 и приемного тракта структурной схемы (рис. 1), которое с помощью АЦП вводилось в память ЭВМ для расчетов  $D(\theta, \phi)$ .

При измерении в зоне Френеля рассеянного упругими оболочками поля наряду с конструкцией, представленной на рис. 1, применялась и другая, изображенная на рис. 2. Она представляет собой жесткий шаблон, закрепленный над поверхностью воды. К верхней поверхности шаблона приклеен лист миллиметровой бумаги, на который нанесен контур цилиндрической оболочки с плоскими торцами, аппроксимирующий контур эллиптической формы ( $\xi_0 = 1.005$ ), эллиптический измерительный контур ( $\xi = 1.013$ ) и линии измерений АВ, CD, EF и OM. На контуре оболочки, эллипсе  $\xi = 1.013$  и по направлениям АВ, CD, EF и OM в шаблоне высверлены отверстия, в которые пропущены тонкие струны для закрепления оболочки и вывешивания миниатюрных сферических гидрофонов диаметром  $d = 5$  мм. Для натяжения струн к ним подвешен груз, располагавшийся вблизи дна бассейна, что исключало его влияние на измерение рассеянного оболочкой звукового поля [10].

Изменение угла подсветки модели в обеих конструкциях осуществлялось путём изменения положения излучателя относительно рассеивателя. Длина импульса подсветки была всегда больше максимального размера модели.

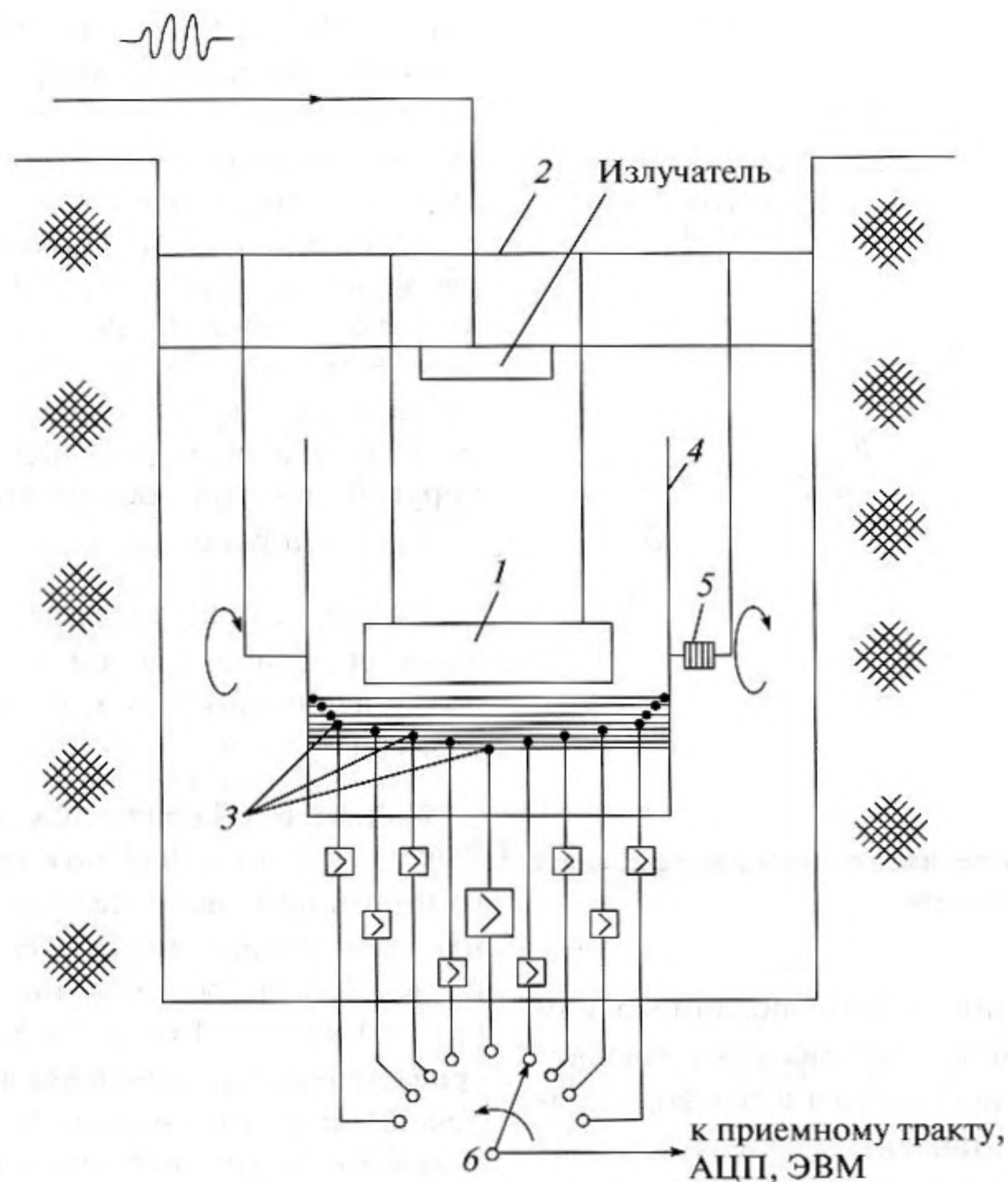


Рис. 1. Координатное устройство для измерения амплитудно-фазовых распределений в ближней зоне.

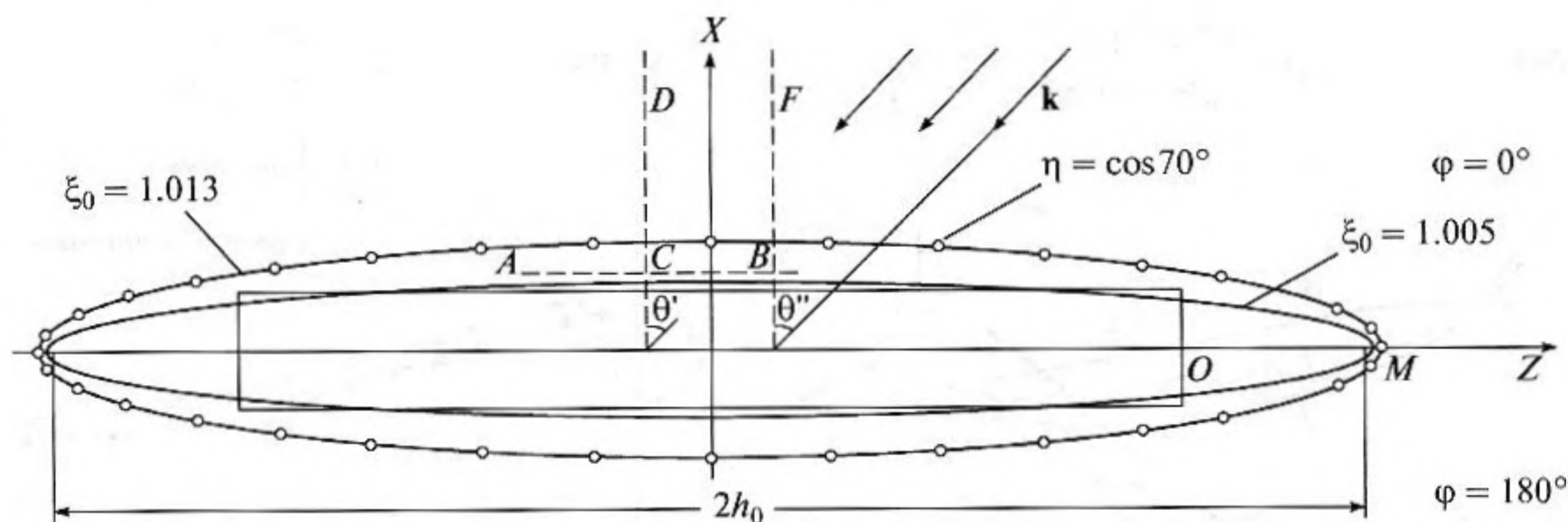


Рис. 2. Расположение направлений измерений AB, CD, EF, OM и  $\xi = 1.013$ , измерительных точек, аппроксимирующей поверхности  $\xi_0 = 1.005$  и контур цилиндрической оболочки на измерительном шаблоне.

Как и в схеме, представленной на рис. 1, измерения проводились дважды: сначала измерялись в присутствии оболочки модуль дифрагированного давления и его фаза ( $|p_\Sigma|$  и  $\psi_\Sigma$ ), а затем (при поднятой на поверхность оболочки) в тех же самых точках модуль давления и фаза падающей волны

( $|p_i|$  и  $\psi_i$ ). О величине случайной погрешности можно судить по результатам, представленным на рис. 3, на котором изображены расчетные и экспериментальные значения фазы  $\psi_i$  падающей звуковой волны. Измерения проводились по направлению BF (рис. 2). Измерение амплитудно-

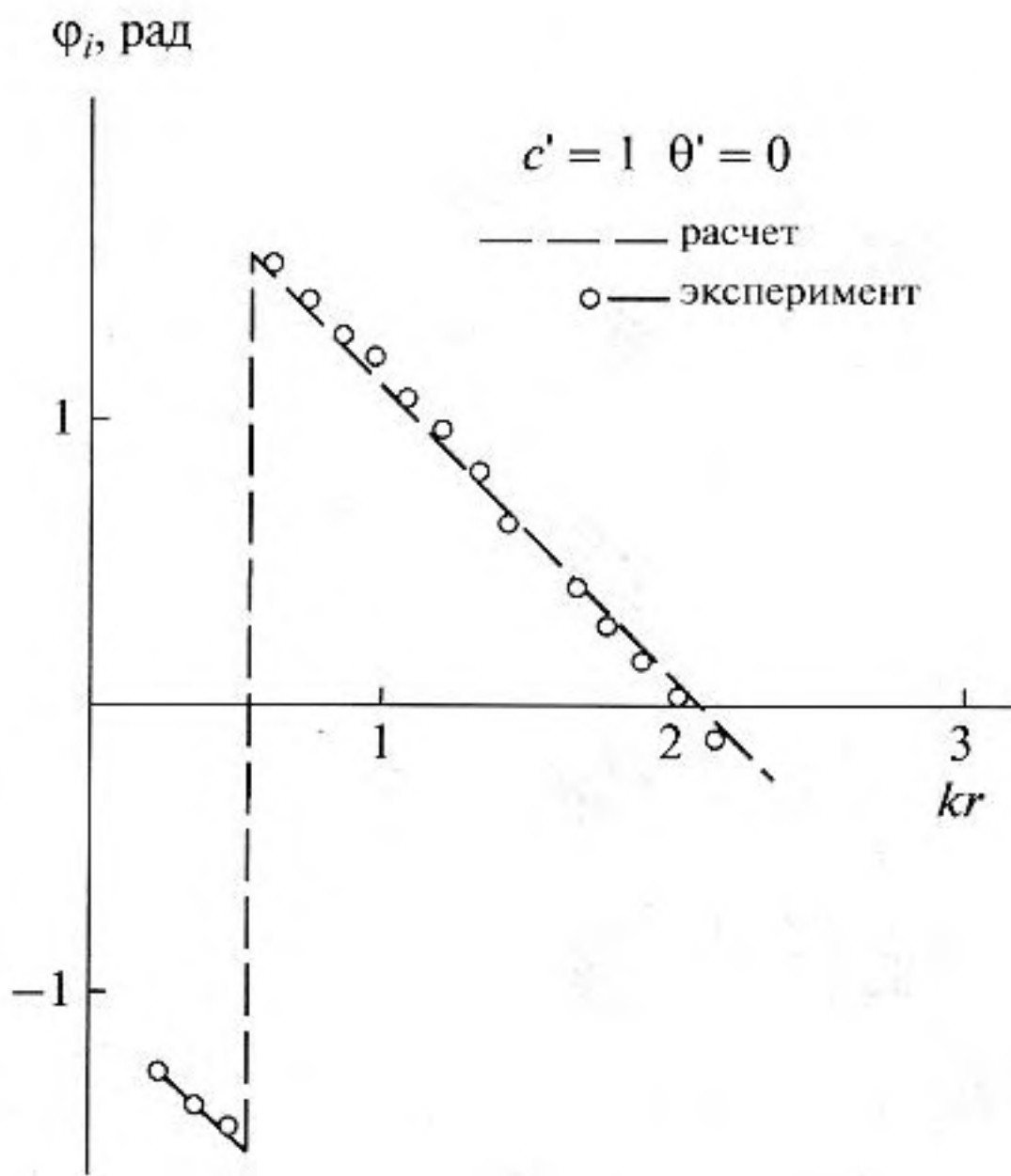


Рис. 3. Расчётные и экспериментальные распределения фазы  $\varphi_i$  свободного поля.

фазовых распределений дифрагированного или рассеянного поля вблизи рассеивателя позволяет выявить определяющие факторы в его формировании. На рис. 4 представлены  $|p_s|$  и  $\psi_i$  той же самой конечной цилиндрической оболочки, облучаемой вдоль оси вращения. На этой же оси

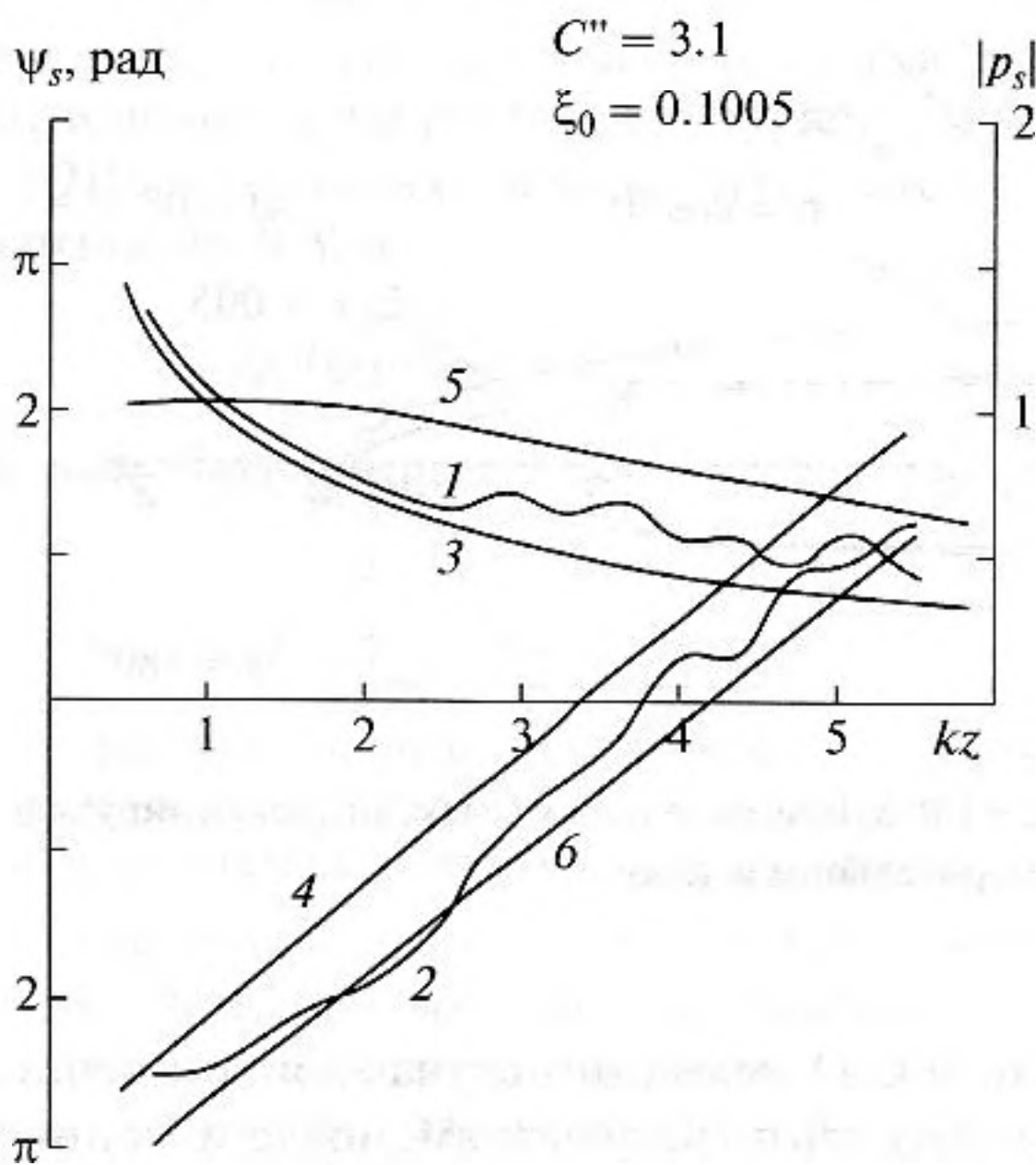


Рис. 4. Амплитудно-фазовые распределения рассеянного поля вблизи упругих полых цилиндрической и сфероидальной сжатой оболочек и идеального (мягкого) сжатого сфероида.

(вдоль ОМ, рис. 2) выполнялось измерение указанного распределения  $|p_s|$  и  $\psi_s$  на различных волновых расстояниях  $kz$  от торцевого среза оболочки радиусом  $a$ . Кривые 1 и 2 определяют экспериментальные значения  $|p_s|$  и  $\psi_s$  соответственно. Кривые 3 и 4 показывают аналогичные распределения для упругой полых сжатой оболочки с большой полуосью, равной  $a$ , и облучаемой вдоль оси ОМ [11]. Распределения 5 и 6 характеризуют  $|p_s|$  и  $\psi_s$  мягкого сжатого сфероида по форме и размерам мало отличающегося от упругой сжатой оболочки. В эксперименте  $c'' = (2\pi/\lambda)a$  равнялось 3.1.

На рис. 5 представлены аналогичные распределения  $|p_s|$  и  $\psi_s$  для той же сфероидальной оболочки вдоль линии ОМ, но при другом волновом размере  $c'' = 1.0$ .

На рис. 6 и 7 сравниваются экспериментальные и расчетные (для звукомягкого бесконечно цилиндра) распределения  $|p_s|$  и  $\psi_s$ , измеренные по направлению ЕФ, для ограниченных полых цилиндров волновых размеров  $c'' = 1.0$  (рис. 6) и  $c'' = 3.1$  (рис. 7). Кроме того, на рис. 7 сравниваются распределения  $|p_s|$  и  $\psi_s$  двух оболочек (модель 1 и модель 2), имеющих одинаковую длину и диаметр, но отличающихся толщиной торцов. Облучение в обоих случаях происходило по направлению ЕФ.

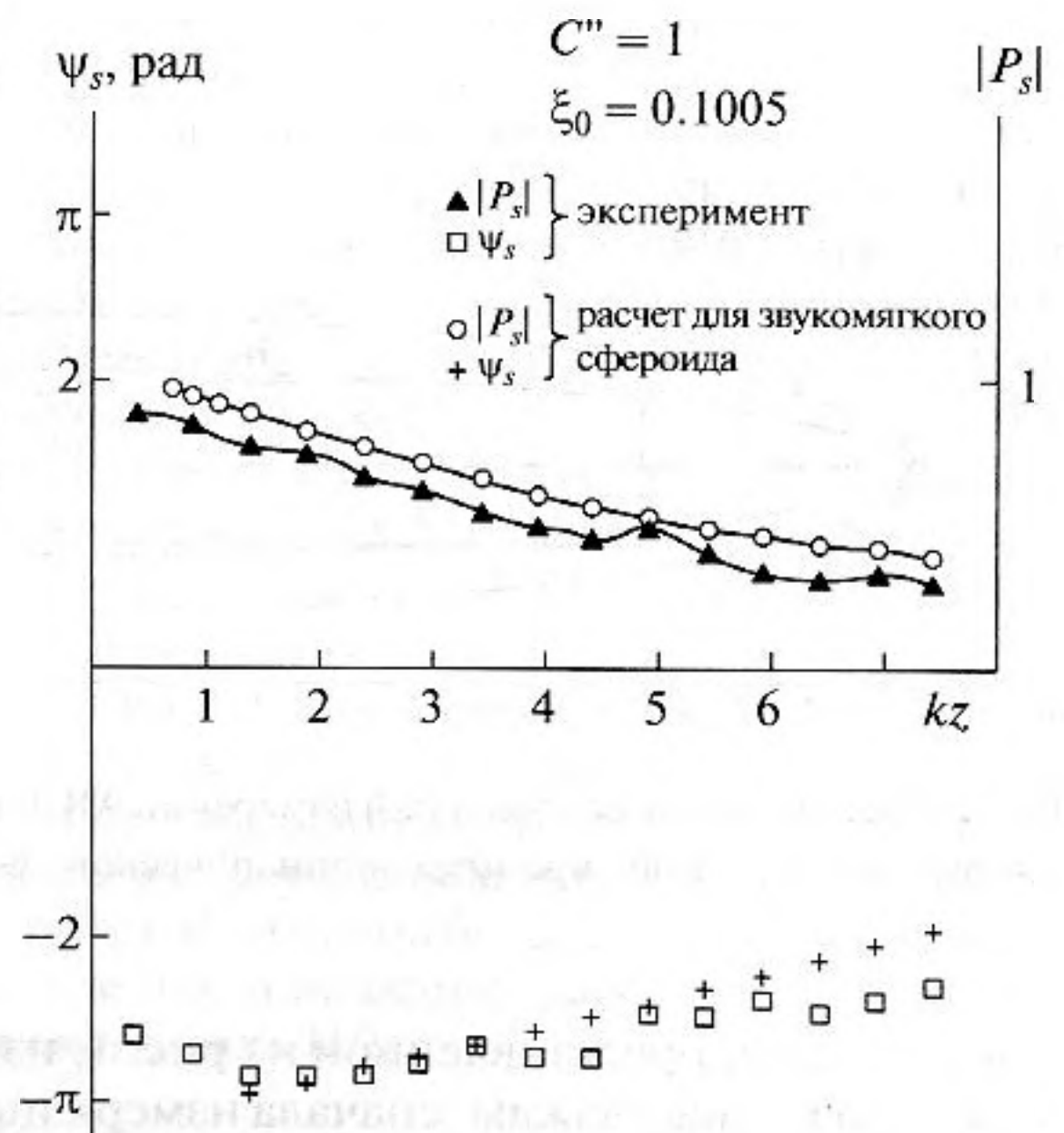


Рис. 5. Расчётные и экспериментальные распределения модуля рассеянного поля  $|P_s|$  и фазы  $\psi_s$  вдоль оси Z (по направлению ОМ).

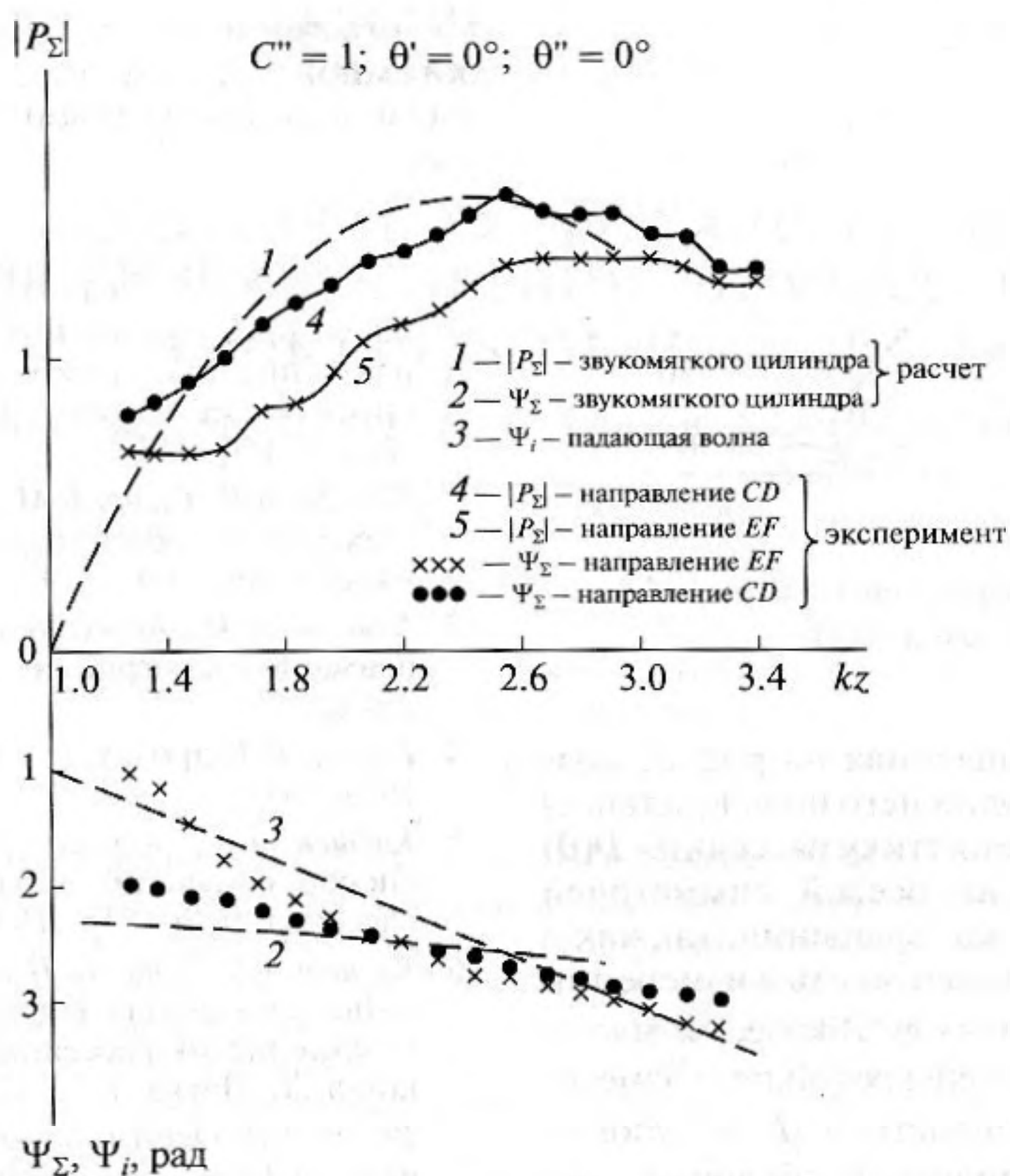


Рис. 6. Расчётные и экспериментальные распределения  $|P_\Sigma|$  и  $\Psi_\Sigma$  для полой цилиндрической оболочки по направлениям EF и CD.

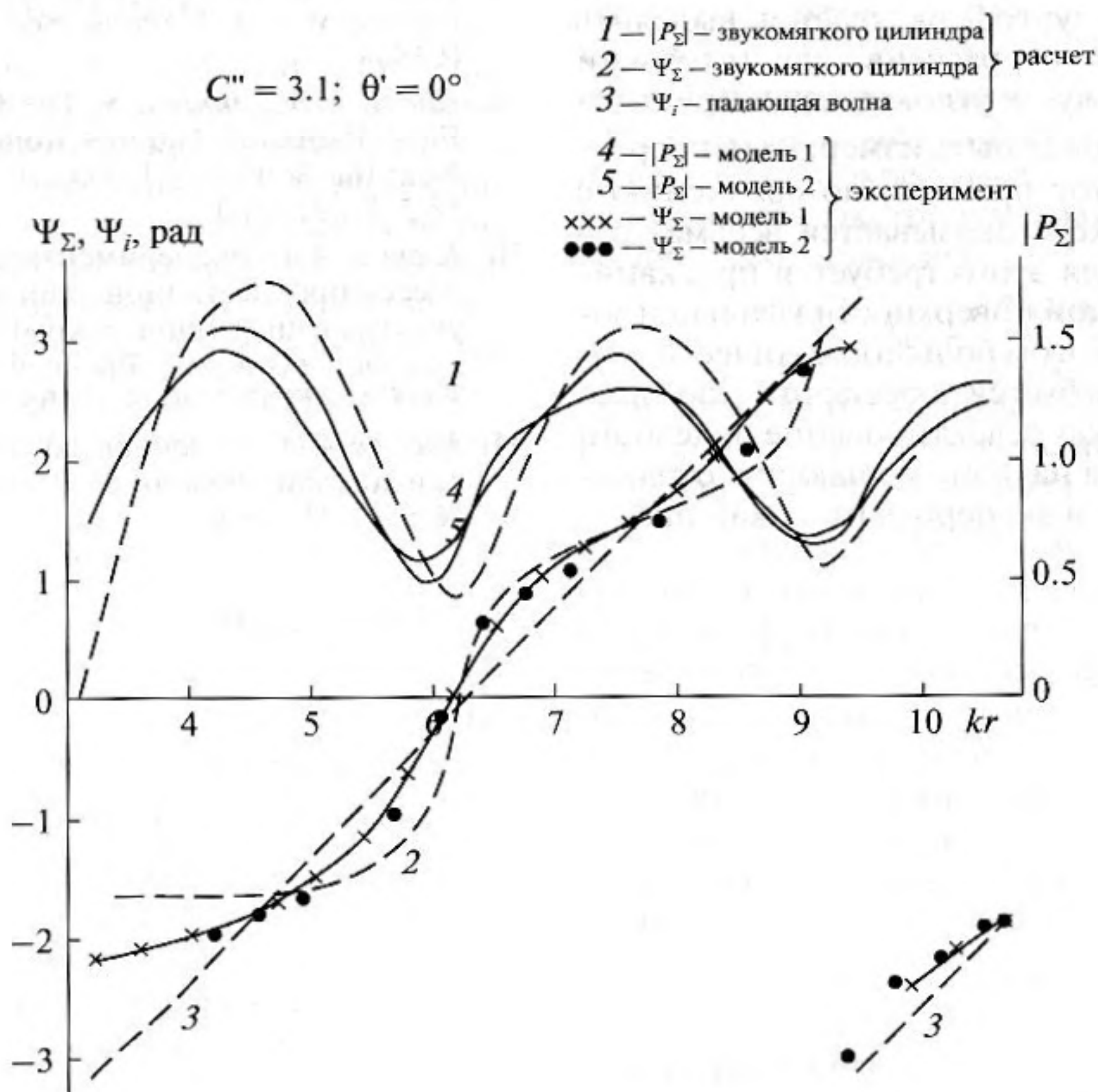


Рис. 7. Расчётные и экспериментальные распределения  $|P_\Sigma|$  и  $\Psi_\Sigma$  по направлению EF вблизи цилиндрической оболочки.

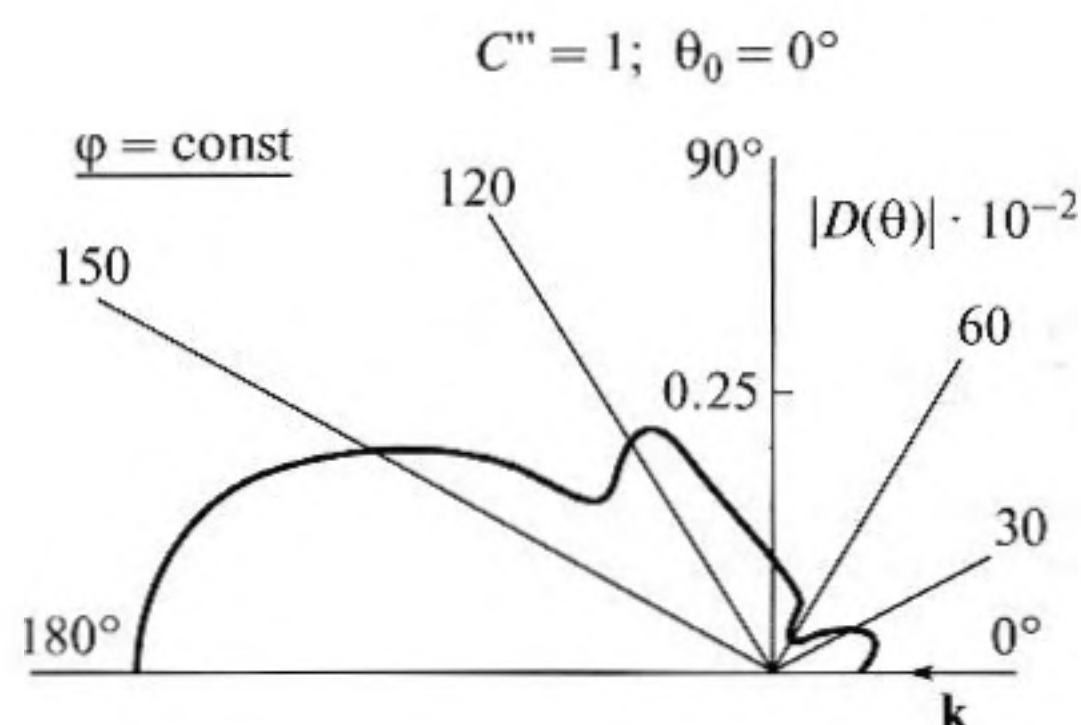


Рис. 8. Модуль угловой характеристики рассеяния полой цилиндрической оболочки  $|D(\theta)|$ .

Конструкция, представленная на рис. 2, позволяет (путем пересчета ближнего поля в дальнее) получить угловую характеристику рассеяния  $D(\theta)$  для моделей, обладающих осевой симметрией при их облучении вдоль оси вращения, так как в этом случае отпадает необходимость в измерении  $|p_s|$  и  $\psi_s$  при различных углах  $\varphi$ . В качестве иллюстрации на рис. 8 представлены результаты измерения модуля угловой характеристики  $|D(\theta)|$ , упомянувшейся выше цилиндрической оболочки, выполненной по описанной схеме и методики измерения.

Если в зоне Фраунгофера удастся выделить импульсный сигнал от рассеивателя (глубокий водоем), то в этом случае угловая характеристика рассеяния  $D(\theta, \varphi)$  может быть измерена непосредственно. Однако этот процесс, по сравнению с описанной методикой, оказывается весьма трудоемким, так как для этого требуется просканировать на сферической поверхности в дальней зоне с равномерным шагом большое количество точек. При этом требуется обеспечить во всех измерительных точках селективное поглощение полезного рассеянного сигнала на фоне мешающих отражений. В связи с этим в экспериментах, как прави-

ло, ограничиваются измерением плоской (а не объемной) характеристики рассеяния или даже части плоской угловой характеристики рассеяния.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Салин Б.М., Турчин В.И. Голографическое воспроизведение волновых полей с произвольной зависимостью от времени // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 1. С. 150–155.
2. Лебедев А.В., Салин Б.М. Экспериментальный метод определения сечения рассеяния вытянутых тел // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 3. С. 376–385.
3. Клюкин И.И., Колесников А.Е. Акустические измерения в судостроении. Л.: Судостроение, 1982. 254 с.
4. Боббер Р. Гидроакустические измерения. М.: Мир, 1974. 364 с.
5. Клещев А.А., Клюкин И.И. Экспериментальный способ получения характеристик дальнего поля рассеивателей // Тр. ЛКИ. 1972. Вып. 77. С. 37–40.
6. Клещев А.А., Клюкин И.И. Применение дифракционного интеграла Кирхгофа для расчёта угловых характеристик рассеяния // Сб. докл. Всес. акуст. конф. Л.: Наука, 1973. С. 123–125.
7. Baker D.D. Determination of Far – Field Characteristics of Large Underwater Sound Transducers from Near – Field Measurements // J. Acoust. Soc. Am. 1962. V. 34. № 11. P. 1737–1744.
8. Horton C.W. Acoustic Impedance of an Outgoing Cylindrical Wave // J. Acoust. Soc. Am. 1962. V. 34. № 10. P. 1663.
9. Horton C.W., Innis G.S. The Computation of Far – Field Radiation Patterns from Measurements Made Near the Source // J. Acoust. Soc. Am. 1961. V. 33. № 7. P. 877–880.
10. Клещев А.А. Экспериментальные характеристики рассеяния нестационарного звукового сигнала упругими цилиндрическими оболочками на низких частотах в зоне Френеля // Сб. тр. 21-й сессии РАО. М.: ГЕОС, 2009. С. 163–166.
11. Клещев А.А. Рассеяние звука упругой сжатой сфероидальной оболочкой // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 6. С. 938–940.