

03;07;08;12

©1995 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОКУСИРОВКИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ, ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

И.И.Комиссарова, Г.В.Островская, В.Н.Филиппов, Е.Н.Шедова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Методом голографической интерферометрии исследован процесс фокусировки импульсной акустической волны, инициируемой излучением рубинового лазера с модулированной добротностью. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных в рамках линейной теории дифракции в параболическом приближении. Обсуждаются возможные причины расхождения теории и эксперимента.

Введение

В настоящее время проблеме фокусировки акустических волн в жидкости уделяется большое внимание, что связано с возможностью их широкого применения, например в медицине. Среди различных способов формирования сходящихся акустических волн наиболее перспективным является использование оптоакустического концентратора [1-3], в котором акустическая волна формируется за счет поглощения лазерного излучения в сферическом слое жидкости, прилегающем к вогнутой поверхности линзы, прозрачной для излучения. При экспериментальном исследовании процесса фокусировки может быть использован гидрофон [2,3], позволяющий зарегистрировать временной профиль акустической волны в разных точках пространства, или метод голографической интерферометрии, позволяющий получить двумерную картину мгновенного распределения давления в акустической волне.

Метод голографической интерферометрии был использован нами для исследования фокусировки однополярных [4] и двуполярных [5] акустических импульсов, генерируемых при поглощении излучения

импульсного CO_2 лазера в воде. При этом не было обнаружено предсказываемого теорией [6] и наблюдавшегося в работах [2,3] существенного изменения профиля исходного акустического импульса в фокальной области: однополярный импульс оставался однополярным, а двухполярный — двухполярным. Возможной причиной расхождения теоретических и экспериментальных результатов является слишком большая длительность акустических импульсов (полуширина однополярного импульса составляла 0.4 мкс).

В связи с этим в настоящей работе исследована фокусировка существенно более короткого импульса, инициируемого излучением рубинового лазера с модулированной добротностью. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчетами, выполненными в рамках линейной теории дифракции в параболическом приближении.

2. Эксперимент

Излучение рубинового лазера ОГМ-20 с длительностью импульсов 25 нс и энергией около 0.5 Дж направлялось на вогнутое зеркало, помещенное на дне кюветы с водой. На поверхность зеркала был нанесен тонкий слой черной краски (рис. 1). Размер пятна лазерного излучения на поверхности вогнутого зеркала ограничивался диафрагмой диаметром 19 мм, плотность энергии излучения не превышала 0.15 Дж/см^2 . При поглощении лазерного импульса в слое краски формировался акустический импульс с длительностью (по уровню 0.5) около 0.06 мкс и сферическим волновым фронтом, сходящимся на расстоянии 30 мм от поверхности зеркала, равным радиусу его кривизны. Регистрирующая часть экспериментальной установки была идентична той, что описана в работах [4,5]. Поле давлений в акустической волне рассчитывалось по интерферограммам, которые регистрировались методом двух экспозиций в свете другого рубинового лазера ОГМ-20, синхронизированного с первым, формирующим акустический импульс. Пространственное разрешение, определяемое частотой полос на интерферограмме, составляло, как и в [5], 0.2 мм. Заметим, что в случае использования

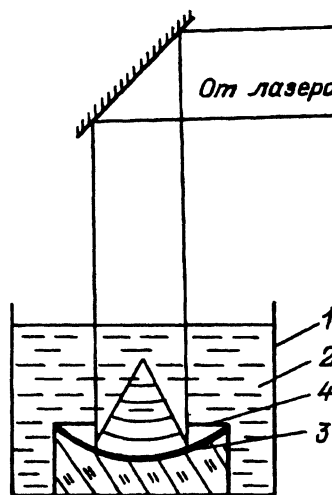


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — кювета с водой, 2 — сферическое зеркало, 3 — слой черной краски, 4 — диафрагма.

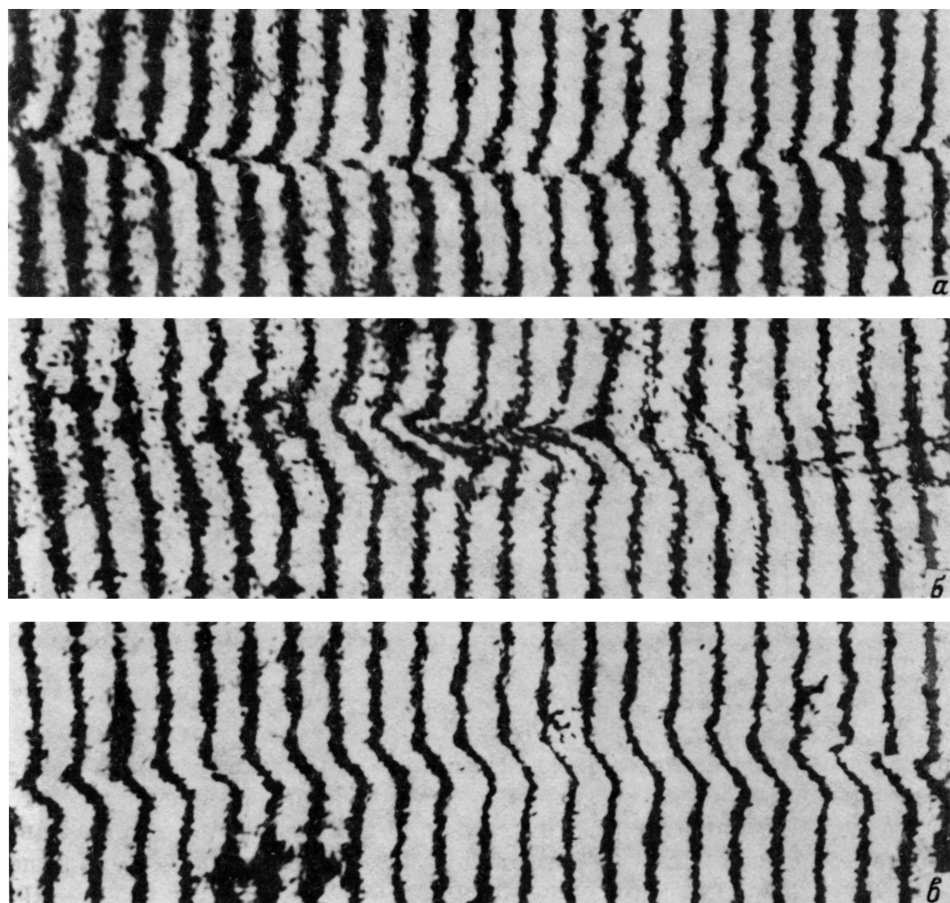


Рис. 2. Интерферограммы акустической волны на разных расстояниях от поверхности сферического зеркала.

а — до фокуса ($z = 1.2$ мм, $\tau = 8$ мкс); *б* — в фокальной плоскости ($z = 3$ мм, $\tau = 20$ мкс); *в* — после фокуса ($z = 4.5$ мм, $\tau = 30$ мкс).

гидрофона для регистрации давления в акустической волне пространственное разрешение определяется апертурой гидрофона, которая в работе [2] составляла 1 мм. На рис. 2 представлены голографические интерферограммы, зарегистрированные в разные моменты времени относительно момента формирования акустического импульса. В результате обработки интерферограмм в разных сечениях, перпендикулярных направлению распространения волны, в предположении осевой симметрии по методу Абеля были рассчитаны временные профили акустического импульса, по которым можно судить об изменении формы однополярного импульса по мере его продвижения вдоль оси (рис. 3). Нанесенные на рисунке значения давления P нормированы на значение амплитуды исходного давления A_0 в акустической волне вблизи поверхности зеркала. Фактически по техническим причинам непосредственное определение величины A_0 невозможно. Ближе к зеркалу расстояние z , на котором были получены голографические

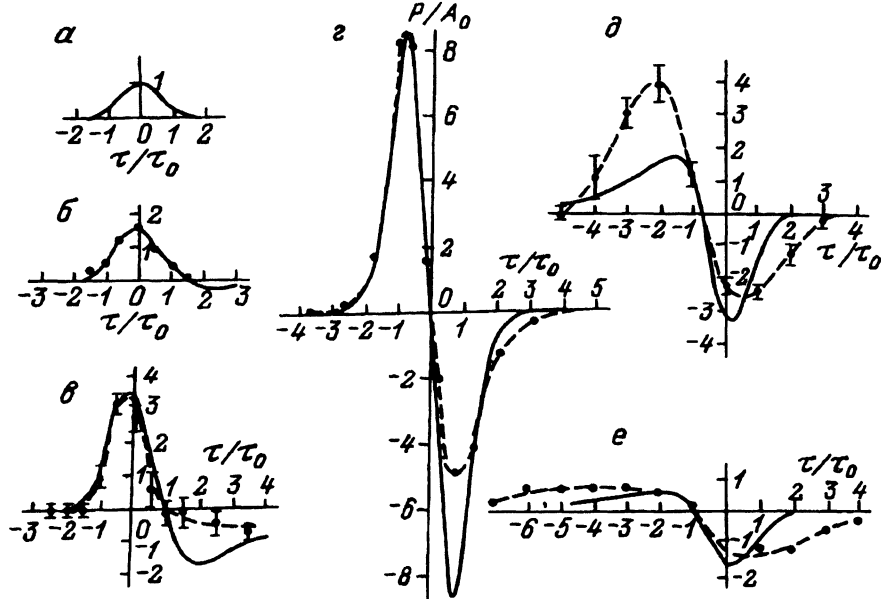


Рис. 3. Форма акустического импульса на оси при разных расстояниях от поверхности зеркала. $z = 0$ (а), $0.4R$ (б), $0.8R$ (в), R (г), $1.2R$ (д), $1.5R$ (е). Точки и штриховые кривые — эксперимент, сплошные — теория.

интерферограммы, составляло 12 мм (что соответствует временной задержке зондирующего импульса ≈ 8 мкс). При этом, как следует из теоретических расчетов (см. ниже), временная форма импульса давления на оси практически не отличается от исходной, хотя из-за подфокусировки амплитуда импульса возрастает приблизительно в 1.6 раз, что позволяет рассчитать A_0 по значениям давления, измеренным на расстоянии $z = 12$ мм от поверхности зеркала.

По оси абсцисс на рис. 3 отложено время, отнесенное к параметру τ_0 , определяющему ширину импульса при его аппроксимации гауссовой кривой $P = A_0 e^{-(\frac{\tau}{\tau_0})^2}$. Экспериментально найденное значение τ_0 составило 0.04 мкс.

На рис. 3, а представлен расчетный профиль акустического импульса на поверхности зеркала ($P/A_0 = e^{-(\frac{\tau}{\tau_0})^2}$). На рис. 3, б-г видно постепенное превращение однополярного импульса в биполярный по мере продвижения к фокусу. Однако как в фокусе (рис. 3, г), так и за фокусом при $z = 1.2R$ (рис. 3, д) отрицательный импульс по амплитуде меньше положительного и только при $z = 1.5R$ (рис. 3, е) отрицательный импульс по амплитуде превышает положительный. При этом обе части импульса давления размываются во времени. Значение положительного максимума в точке фокуса (рис. 3, г), соответствующее коэффициенту усиления давления ($k_p = P_{\max}/A_0$) равно 8.6. Абсолютные значения амплитуды давления при $z = 0$ и в точке фокуса соответственно равны $A_0 \approx 5$ атм и $P_{\max} = 43$ атм.

На рис. 3, в, д показаны величины случайных ошибок измерения, характеризующие разброс значений давления, измеренных по трем ин-

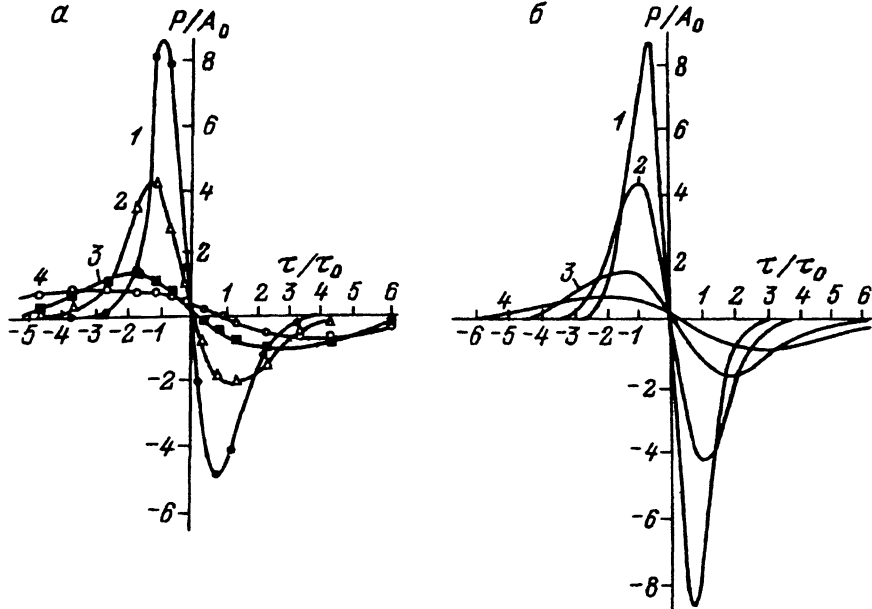


Рис. 4. Временная форма акустического импульса в фокальной плоскости на разных расстояниях от оси фокусирующей системы.

a — эксперимент: $r = 0$ (1), 0.4 (2), 0.8 (3), 1.2 (4); *b* — теория: $r/r_0 = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4).

терферограммам, соответствующим приблизительно одной и той же временной задержке. Величины ошибок включают в себя как случайные ошибки измерений сдвигов полос, усиленные при нахождении локальных значений давления при обработке интерферограмм по методу Абея, так и изменения амплитуды давления в исходной волне, обусловленные разбросом энергии импульсного лазера, возбуждающего акустическую волну.

На рис. 4, *a* представлена временная форма акустического импульса в фокальной области на разных расстояниях от оси, полученная в результате обработки интерферограммы, соответствующей моменту времени $t = 20$ мкс ($z = c_0 t = 3$ см).

Теория

Фокусировка гармонических акустических волн достаточно хорошо изучена (см., например, [7-9]). Задачу о фокусировке одиночного импульса можно решить, если представить его в виде интеграла Фурье по частотам

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1)$$

Здесь $f(t)$ — временной ход акустического импульса на поверхности S сферического зеркала и

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{i\omega t} dt \quad (2)$$

— фурье-спектр исходного импульса. Предполагается, что задача осесимметрична, а временной ход импульса давления на поверхности S не зависит от r , т. е.

$$P|_S(r, t) = f(t)A(r). \quad (3)$$

Если известен отклик $H_\omega(r, z)$ фокусирующей системы в произвольной точке M с координатами r, z на гармоническую компоненту с частотой ω и комплексной амплитудой $A(r)$ на поверхности S , то фурье-спектр G_ω импульса давления в точке $M(r, z)$ может быть представлен в виде

$$G_\omega(r, z) = H_\omega(r, z)F(\omega), \quad (4)$$

а форма импульса давления определяется с помощью обратного преобразования Фурье функции $G_\omega(r, z)$

$$P(r, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} H_\omega(r, z)F(\omega)e^{-i\omega t}d\omega. \quad (5)$$

В качестве частотного отклика $H_\omega(r, z)$ используем, как и в работе [6], решение задачи о фокусировке гармонической сферической волны, найденное в параболическом приближении [9, с. 267, формула 4.26],

$$H_\omega(r, z) = \frac{A_0}{1 - \frac{z}{R} + i\frac{2zc_0}{\omega a^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} \frac{1 + \frac{i\omega a^2}{2c_0 R}}{1 - \frac{z}{R} + i\frac{2zc_0}{\omega a^2}}\right). \quad (6)$$

Здесь c_0 — скорость звука; R — исходный радиус кривизны сферической волны, комплексная амплитуда которой в плоскости $z = 0$, касательной к поверхности волнового фронта, задана функцией

$$A|_{z=0}(r) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2} - i\frac{r^2}{2R} \frac{\omega}{c_0}\right). \quad (7)$$

Выражение (6) удобно тем, что справедливо при любых z , т. е. позволяет проследить за деформацией акустического импульса при его распространении от исходной сферической поверхности до фокальной плоскости и далее до бесконечности.

Временной ход исходного акустического импульса аппроксимируем гауссовой функцией

$$f(t) = e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2}, \quad (8)$$

которая соответствует хорошо описывается наблюдаемому в эксперименте форму импульса на ранних стадиях фокусировки (рис. 3, б) и производная от которой непрерывна в отличие от функции $f(t) = \exp(-|t|/\tau_0)$, использованной в работе [6]. Фурье-спектр функции $f(t)$ имеет вид

$$F(\omega) = \frac{\tau_0}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\omega^2 \tau_0^2}{4}}. \quad (9)$$

Подставляя (6) и (9) в (5), получим

$$P(r, z, t) = \frac{\tau_0 A}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{\omega^2 \tau_0^2}{4} - \frac{r^2}{a^2} \frac{1 + \frac{i\omega a^2}{2c_0 R}}{1 - \frac{z}{R} + i \frac{2zc_0}{\omega a^2}} - i\omega t \right] d\omega}{1 - \frac{z}{R} + i \frac{2zc_0}{\omega a^2}}. \quad (10)$$

Чтобы проследить за деформацией акустического импульса на оси фокусирующей системы по мере его продвижения к фокусу, положим в (10) $r = 0$. Тогда после выполнения интегрирования приходим к выражению

$$P(r = 0, z, t) = A_0 \frac{e^{-\left(\frac{r}{\tau_0}\right)^2}}{1 - \frac{z}{R}} \left[1 - \sqrt{\pi} \left(\kappa - \frac{\tau}{\tau_0} \right) e^{\kappa^2} \operatorname{erfc} \kappa \right], \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \kappa &\equiv \frac{D}{2} \frac{\frac{z}{R}}{1 - \frac{z}{R}} - \frac{\tau}{\tau_0}, \\ D &\equiv \frac{2Rc_0\tau_0}{a^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

В точке геометрического фокуса, т.е. при $r = 0$ и $z = R$, выражение (11) сводится к

$$P(r = 0; z = R; t) = -\frac{2A_0}{D} \frac{t}{\tau_0} e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2}, \quad (13)$$

которое легко получить непосредственно из (10), положив $r = 0$ и $z = R$. Максимумы функции (13) достигаются при $t = \pm(\tau_0/\sqrt{2})$, и, следовательно, коэффициент усиления равен

$$K_p = \frac{|P_{\max}|}{A_0} = \frac{\sqrt{2}e^{-\frac{1}{2}}}{D} = \frac{0.86}{D}. \quad (14)$$

Найденный в эксперименте коэффициент усиления $K_p = 8.6$, очевидно, соответствует $D = 0.1$. Это значение D было использовано при расчетах по формуле (11).

Расчетные профили акустического импульса на оси при значениях z , соответствующих экспериментальным графикам (рис. 3, б-е), нанесены на тех же рисунках сплошными линиями.

Для нахождения временного хода импульса в фокальной плоскости на разных расстояниях от оси положим в (10) $z = R$. Выполняя интегрирование, получим

$$P(r, z = R, t) = \frac{a}{r_0} A_0 \frac{\left(\frac{t}{\tau_0} - \frac{r^2}{2ar_0}\right)}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]^{3/2}} \exp\left[-\frac{\left(\frac{t}{\tau_0} - \frac{r^2}{2r_0 a}\right)^2}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}\right], \quad (15)$$

где

$$r_0 \equiv \frac{Rc_0\tau_0}{a} = \frac{Da}{2}.$$

Нетрудно показать, что r_0 соответствует расстоянию от оси, на котором положительный и отрицательный максимумы функции (15) убывают в 2 раза, т. е. равны радиусу пятна фокусировки.

На рис. 4, б представлены рассчитанные формы импульсов в фокальной плоскости для разных значений r/r_0 . Кривые 1-4 на рис. 4, а, б соответствуют одинаковым значениям r/r_0 , поскольку двукратное уменьшение максимума в эксперименте достигается при $r = r_0 = 0.4$ мм (рис. 4, а, кривая 2).

Обсуждение результатов

Анализ кривых, представленных на рис. 3, 4, показывает, что имеет место достаточно хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных. Однако имеются расхождения, выходящие за пределы экспериментальных ошибок. Так, на всех экспериментальных кривых величина отрицательной части импульса давления меньше соответствующей величины на теоретических кривых, при этом наиболее существенное расхождение имеет место для области за фокусом. На рис. 3, д в противоположность выводам теории положительный импульс по амплитуде превышает отрицательный, а сами импульсы уширены.

Кроме того, следует заметить, что использованное в расчетах значение параметра $D = 0.1$ получено из измеренного в эксперименте коэффициента усиления $K_p = 8.6$. Непосредственный же расчет по формуле (12), если взять a равным радиусу диафрагмы (1 см), ограничивающей лазерный пучок, дает величину $D = 0.036$, что соответствует коэффициенту усиления $K_p = 24$ и значению $r = 0.02$ см вместо наблюдаемого в эксперименте $r = 0.04$ см. Указанные выше эффекты — уменьшение коэффициента усиления, увеличение пятна фокусировки, занижение амплитуды отрицательной части импульса — наблюдались и в работах [2, 3], где они были объяснены с точки зрения нелинейной акустики [6]. В нашем случае такое объяснение маловероятно, поскольку амплитуда исходного давления A_0 акустического импульса составляла всего 5 атм, что существенно меньше, чем в работах [2, 3].

Возможной причиной наблюдаемых расхождений расчетных и экспериментальных данных может являться несовершенство принятой теоретической модели. Использованное нами выражение для частотного отклика $H_\omega(r, z)$, полученное в параболическом приближении [9], справедливо при условии малости длины акустической волны $\lambda = (2\pi c)/\omega$

по сравнению с характерной шириной фокусируемого пучка a , т. е. при $\omega \gg (2\pi c)/a$. При расчете же акустического давления по формуле (5) интегрирование по ω осуществляется в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, т. е. в области низших частот, где параболическое приближение некорректно. Связанная с этим ошибка расчетных значений, очевидно, тем больше, чем длиннее исходный акустический импульс (и соответственно больше вклад низких частот в его фурье-спектр). В частности, этим может объясняться тот факт, что нами не наблюдалось превращения однополярного импульса длительностью 0.4 мкс в биполярный при его фокусировке [4,5].

Список литературы

- [1] Божков А.И., Бункин Ф.В. // Акуст. журн. 1978. Т. 24. № 6. С. 932–934.
 - [2] Мусатов А.Г., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 2. С. 315–320.
 - [3] Мусатов А.Г., Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1993. Т. 39. № 3. С. 510–516.
 - [4] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 34–40.
 - [5] Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 7. С. 115–121.
 - [6] Сапожников О.А. // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 760–769.
 - [7] Розенберг Л.Д. Звуковые фокусирующие системы. М.: Изд-во АН СССР, 1949.
 - [8] Каневский И.Н. Фокусирование звуковых и ультразвуковых волн. М.: Наука, 1977.
 - [9] Виноградова М.Б., Руденко С.В., Суворов А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979.
-