

динамические эффекты при распространении волн//Итоги прикладных наук. 1992. Вып. 38. С. 267.

3. Зыонг Нгок Хай, Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С. Структура ударных волн в жидкости с пузырьками пара//Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1982. № 2. С. 109.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.

Кафедра математики
педагогического факультета
Александрийского университета
Александрия
Арабская Республика Египет

Поступило в редакцию
15.10.92

УДК 534

© 1993 г. М. Г. С. Али

УЛЬТРАЗВУК В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ ПОРШНЯ

В статье описан простой подход к расчету ближнего поля плоского поршневого источника ультразвука, излучающего в поглощающую среду. Подход основан на решении Шоха в виде линейного интеграла. Представлен численный метод определения профиля звукового давления в волне в ближнем поле, основанный на полевой теории Шоха. Рассчитано пространственное распределение квадрата амплитуды звукового давления. Полученные на основе предложенного подхода результаты находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными численными результатами.

В ультразвуковой медицинской диагностике экспозиция часто оказывается в ближнем поле преобразователей, размеры которых много больше длины звуковой волны. В биологическом веществе поглощение значительно и должно учитываться в расчете акустического поля. Поведение луча в ближнем поле важно для понимания взаимодействий между ультразвуком и средой.

Для описания ближнего акустического поля был получен ряд приближенных решений [1—3], которые дают некоторое представление о его структуре. Недавно Уэсли [4] нашел приближенные выражения, которые применимы к ближнему полю плоского поршня в поглощающей среде. Одно частное приближение применимо вблизи оси симметрии; оно получено обобщением результата, данного Шохом [5]. Другое ценное выражение было дано Пирсом [6]. Используя комбинацию этих двух выражений, Уэсли [4] вычислил непрерывные волновые поля.

В данной статье представлен простой подход, расширяющий область применимости решения Шоха [5] для ближнего акустического поля вблизи оси симметрии. Далее, с помощью этого подхода с достаточной точностью рассчитано волновое поле, излучаемое преобразователем, параметры которого представляют биомедицинский интерес.

Предположим, что акустический луч создается идеально плоским круговым поршнем и распространяется в однородной и недиссипативной среде. Рэлей [7] показал, исходя из теоремы Грина, что зависящий от времени потенциал скорости φ дается выражением

$$\varphi = \int_S u_n \left(t - \frac{r}{c} \right) \frac{1}{2\pi r} dS, \quad (1)$$

где r — расстояние от точки наблюдения до элемента поверхности dS ; c — скорость звука, $u_n(t - r/c)$ — нормальная составляющая скорости поршня в момент $t - r/c$, когда возмущение возникло на поверхности.

Шох [5] получил решение для поля синусоидально колеблющегося плоского акустического источника произвольной формы и имеющего равномерное распределение амплитуды колебаний. Вывод решения включает преобразование рэлеевского интеграла по поверхности в выражение в виде линейного интеграла посредством сдвига начала системы координат. Выражение Шоха в точке P , расположенной внутри области источника (рис. 1), может быть написано в виде

$$\varphi = \frac{u}{ik} \exp(-ikz) - \frac{u}{2\pi ik} \int \exp[-ikr(\psi)] d\psi, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$, u — амплитуда скорости на поверхности поршня и $r(\psi)$ — расстояние от точки наблюдения до элемента поверхности (см. рис. 1). Первый член в выражении (2) представляет вклад плоской волны, в то время как второй член определяет вклад края поршневого источника. Мгновенное значение звукового давления p в текущей точке поля дается выражением $p = i\rho\omega\varphi$ или $p = \rho u c f$,

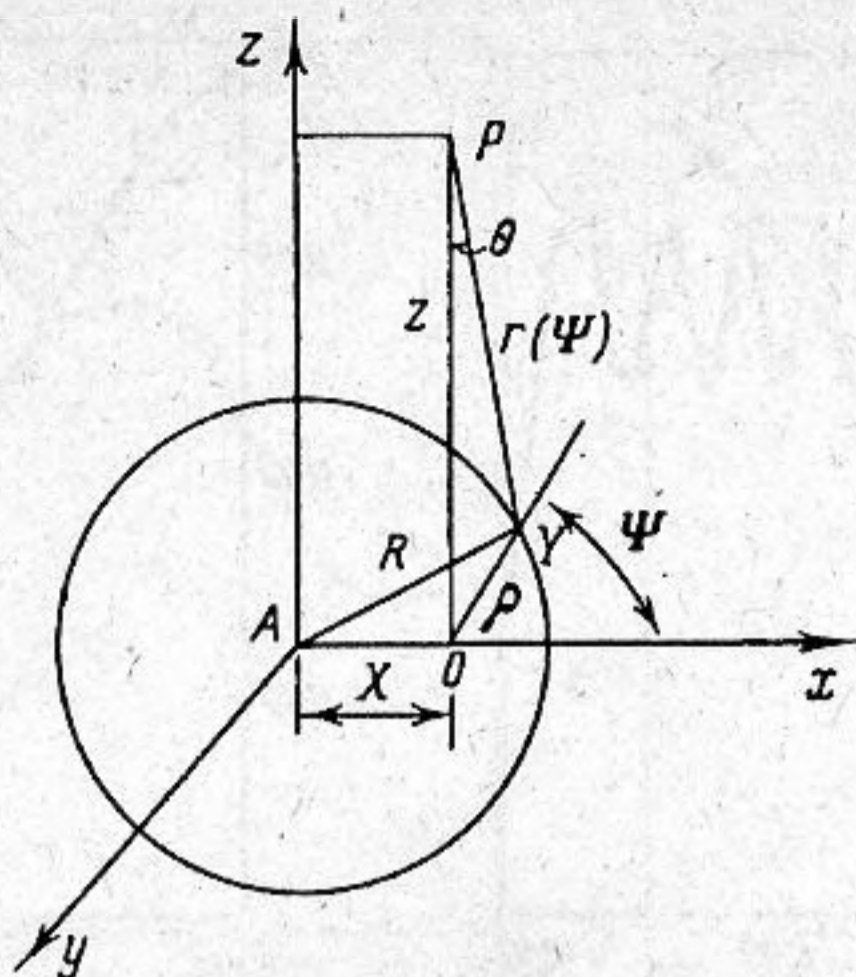


Рис. 1. Геометрия использованная Шохом [5] для расчета амплитуды звукового давления в точке поля P

где ρ — плотность среды, ω — угловая частота и f — безразмерная величина поля. Выражение (2) может быть переписано как

$$f = \exp(-ikz) - \frac{1}{2\pi} \int \exp[-ikr(\psi)] d\psi. \quad (3)$$

Рисунок 1 иллюстрирует геометрию задачи, требующуюся для расчетов величины поля в точке P: поршень изображен кругом радиуса R с центром в точке A; x — длина отрезка OA; $z = PO$ — расстояние от точки наблюдения P до плоскости поршневого источника; $r(\psi) = Py$ — расстояние от P до произвольной точки y на краю поршня и ρ — расстояние Oy. Из теоремы Пифагора и теоремы косинусов следует соответственно

$$r^2(\psi) = r^2 + \rho^2, \quad (4a)$$

$$\rho = x \cos \psi + R(1 - b^2 \sin^2 \psi)^{1/2}, \quad b = x/R. \quad (4b)$$

Видно, что расстояние r является следующей функцией от ψ :

$$r^2(\psi) = r^2 + [x \cos \psi + R(1 - b^2 \sin^2 \psi)^{1/2}]^2, \quad b = x/R. \quad (4c)$$

Выражение, пригодное вблизи оси симметрии, было дано Шохом [5] при пренебрежении членом $b^2 \sin^2 \psi$ в уравнении (4b). Его результат может быть написан в виде

$$f = J_0\left(kR \frac{x}{z'}\right) \exp(ikz') - \exp(ikz), \quad (5)$$

где z' — расстояние от точки на оси до точки на краю поршневого источника, т. е. $z' = (z^2 + R^2)^{1/2}$.

Подход, расширяющий область применимости количественного описания, основан на применении выражения (3). Следуя ему, предположим, что круговой поршень может быть представлен совокупностью концентрических компланарных кольцевых источников, каждый из которых расположен в бесконечном экране. При расчете временной области следует учитывать время задержки τ сигнала, на которое он запаздывает при распространении от точки кольцевого источника, относительно времени, когда первое возмущение от кольцевого источника достигает точки наблюдения. Оценен вклад сигнала с этой задержкой от части кольцевого источника $\psi/2\pi$. Суммирование сигналов от всех частей кольцевого источника, т. е. со всеми возможными задержками τ , завершает процесс интегрирования. Направление распространения волн от периферийного кольцевого источника дается выражением $\theta = \arccos[z/r(\psi)]$. С каждым приращением ψ соответствующая величина времен задержки вычисляется согласно уравнению $\tau = r(\psi)/c$. Второй член выражения (3) может быть написан как

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} \int \exp(-ikr) d\psi. \quad (8)$$

Используя осевую симметрию, можно вычислить этот интеграл в пределах от 0 до π и затем, удвоив результат, получить его величину в пределах $0, 2\pi$. Таким образом, выражение (8) становится

$$\Delta f = \int_0^\pi \exp(-ikr) \frac{d\psi}{\pi}, \quad (9)$$

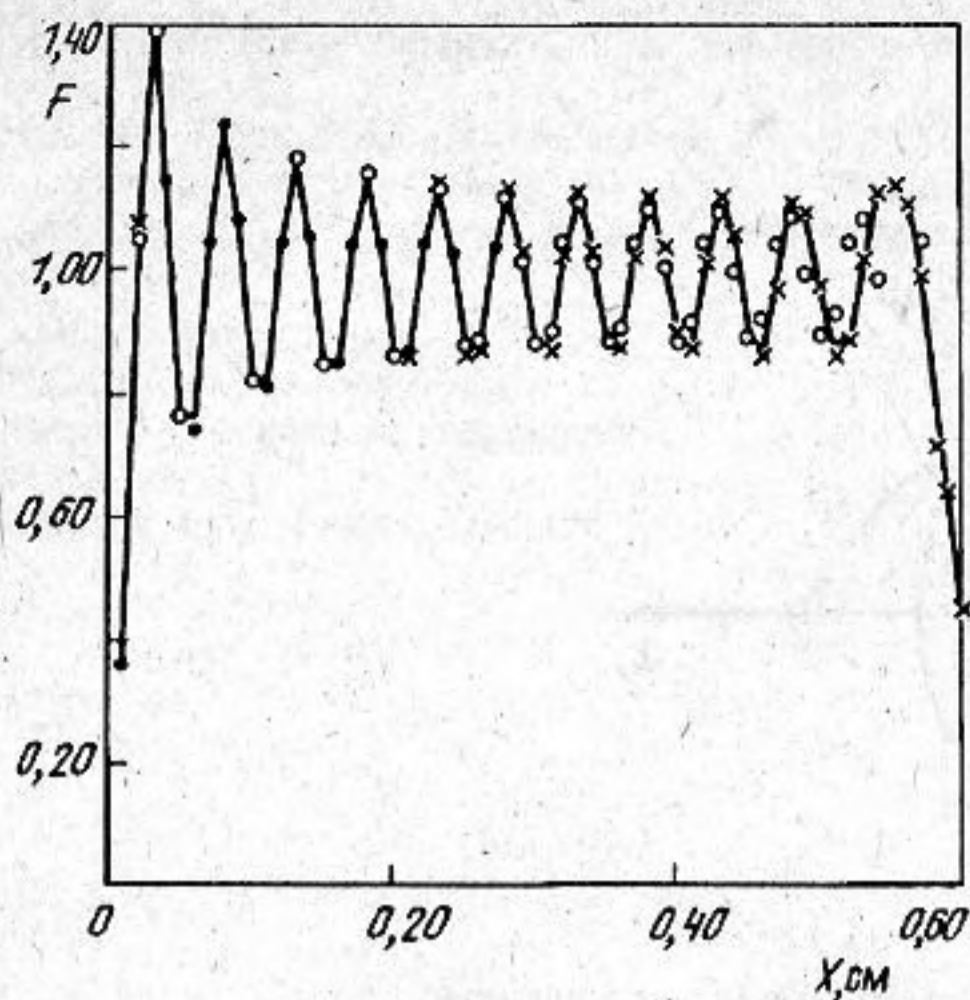


Рис. 2

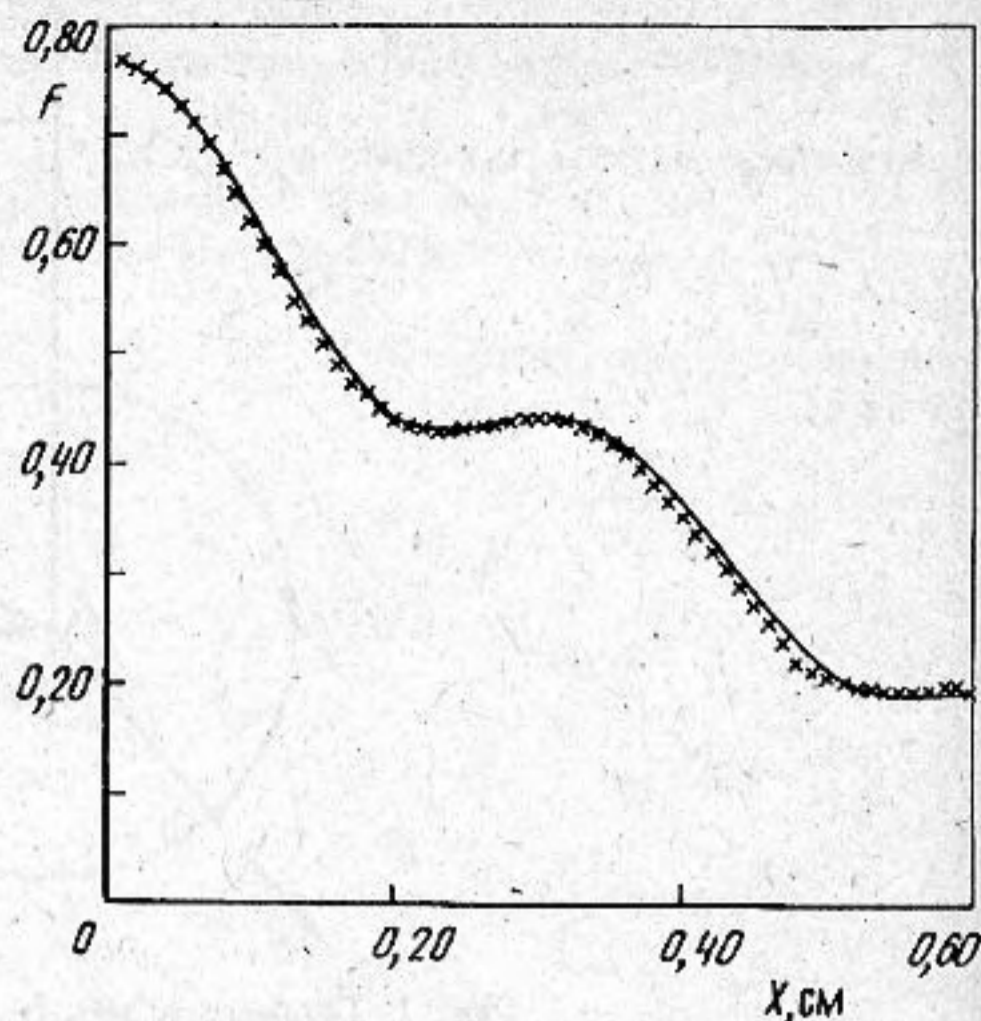


Рис. 3

Рис. 2. Графики F в зависимости от радиального расстояния x от оси. Частота $f = 3$ МГц, радиус преобразователя $R = 0,6$ см, коэффициент поглощения $\alpha = 0,15$ Непер/см. Кружки показывают рассчитанные результаты, основанные на решении (5). Точки, отмеченные крестиками, соответствуют приближению, данному Уэсли [4]. Сплошные кривые соответствуют выражению (3). $z = 0,59$ см

Рис. 3. Графики $F(x)$ для тех же величин f , R , α , что и на рис. 2, но для другого расстояния $z = 6,0$ см. Крестиками по-прежнему помечены результаты, рассчитанные согласно приближению Уэсли [4]. Сплошные кривые соответствуют выражению (3)

где $\pi/d\psi$ — число приращений ψ .

До сих пор предполагалось, что вещество — не дисперсионное, а поглощение звука в нем пренебрежимо мало. Хотя в выражении (3) не учитывается поглощение, оно может быть использовано и для полей с поглощением после замены k на комплексную величину k' , определяемую выражением

$$k' = k - i\alpha, \quad (10)$$

где k и α вещественны; α — коэффициент поглощения, который, вообще говоря, зависит от частоты. Вещественная часть k константы распространения может быть написана как ω/c , где c — вещественная величина, которая несколько отличается от скорости звука в среде без поглощения и зависит от частоты. Однако при условиях, рассматриваемых в этой статье, можно зависимостью скорости звука от частоты пренебречь.

Расчет на персональном компьютере IBM AT с использованием алгоритмического языка Фортран-4, величины поля в одной точке по программе, предусматривающей 100 приращений величины ψ , требует 0,5 с реального времени. Тестирование программы показало, что 100 приращений величины ψ было достаточно для определения звукового поля с удовлетворительной точностью при всех рассматриваемых частотах и геометриях задачи: увеличение этого числа до 300 уточняет результаты менее чем на 1%.

Были выполнены расчеты акустических полей при использовании данных выше выражений. На рис. 2—5 представлены графики безразмерной функции F , равной квадрату амплитуды $|f|$ поля f . Квадрат амплитуды давления звукового поля равен

$$|p|^2 = (\rho c u)^2 F.$$

В среде, где поглощение обусловлено объемной релаксацией [8, 9], F пропорционально усредненной по времени скорости выделения тепла $\langle \dot{h} \rangle$ в единице объема. А именно в такой среде эта скорость в любой точке поля равна $\langle \dot{h} \rangle = \rho c u^2 F$.

На рис. 2 представлен график функции F для поршневого источника радиуса 0,6 см, осциллирующего на частоте 3 МГц, скорость звука взята равной 1482,7 м/с, в то время как коэффициент поглощения взят равным $0,15 \text{ см}^{-1}$ — типичной величине мягких тканей животных на стационарной частоте [10]. На рис. 2 представлена зависимость величины F от x , радиального расстояния от оси, при $z = 0,059$ см. Сплошная кривая соответствует выражению (3), крестики — приближению Уэсли [4], кружки — решению (5), данному Шохом [5]. Очевидно, представленный результат согласуется с решением (5) лишь в ограниченной области $x < 0,4$ см, поскольку это решение применимо лишь вблизи оси. На рис. 3 представлена $F(x)$ для тех же условий, что и на рис. 2, но для $z = 6$ см. Рисунки 2 и 3 демонстрируют сравнение результатов Уэсли [4] с результатами вычислений по программе, разработанной автором. Очевидно, имеется отличное согласие между амплитудами и общей формой результатов. На рис. 4 и 5 представлены еще несколько графиков зависимости F от

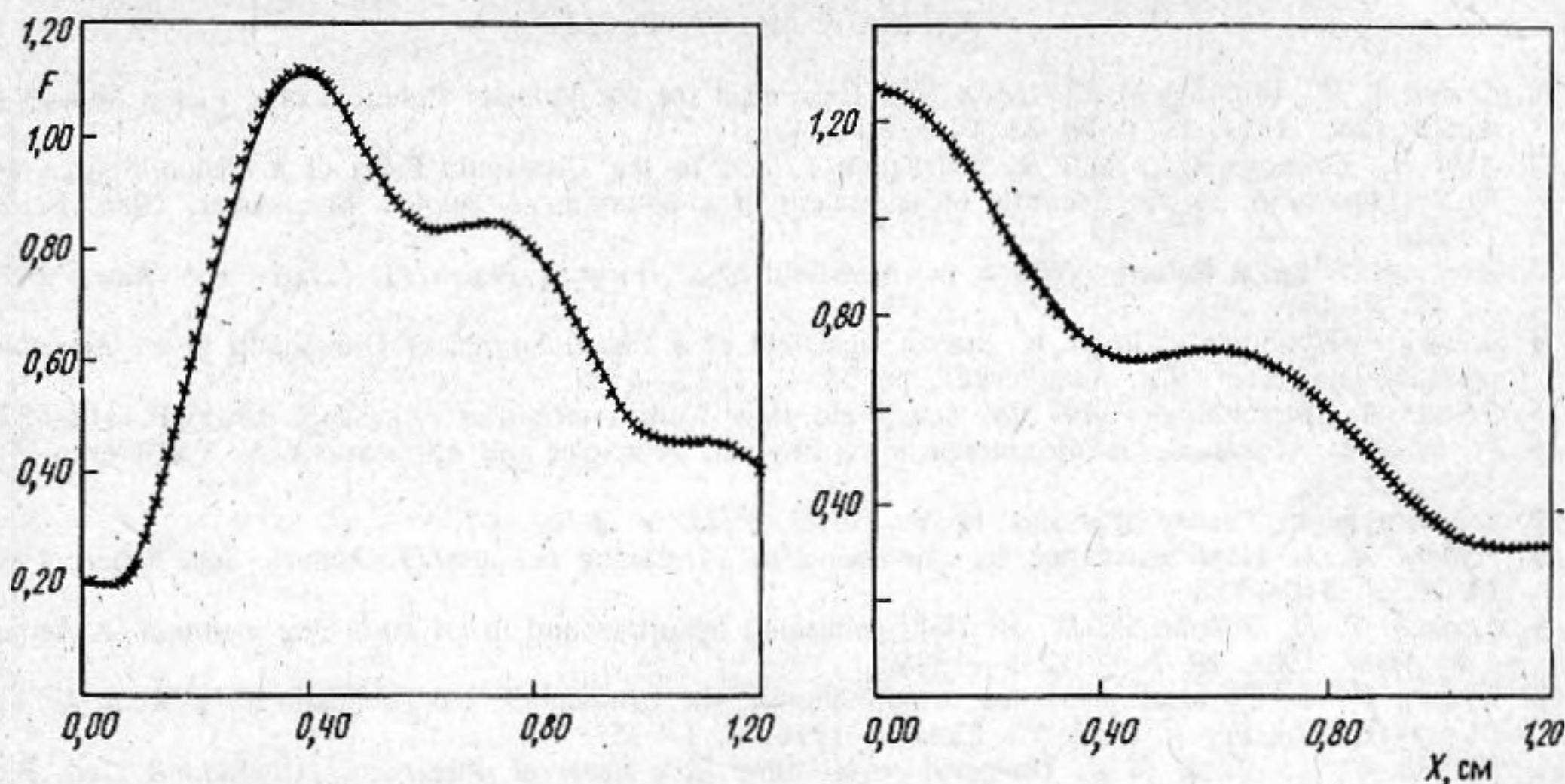


Рис. 4. Графики $F(x)$, как и на рис. 3, но для $f = 1,0$ МГц, $R = 1,2$ см, $\alpha = 0,05$ см $^{-1}$ и для следующих z : 5,0 см для верхней кривой, 8,0 см для нижней кривой. Крестики соответствуют приближению Уэсли [4], сплошные кривые — выражению (3)

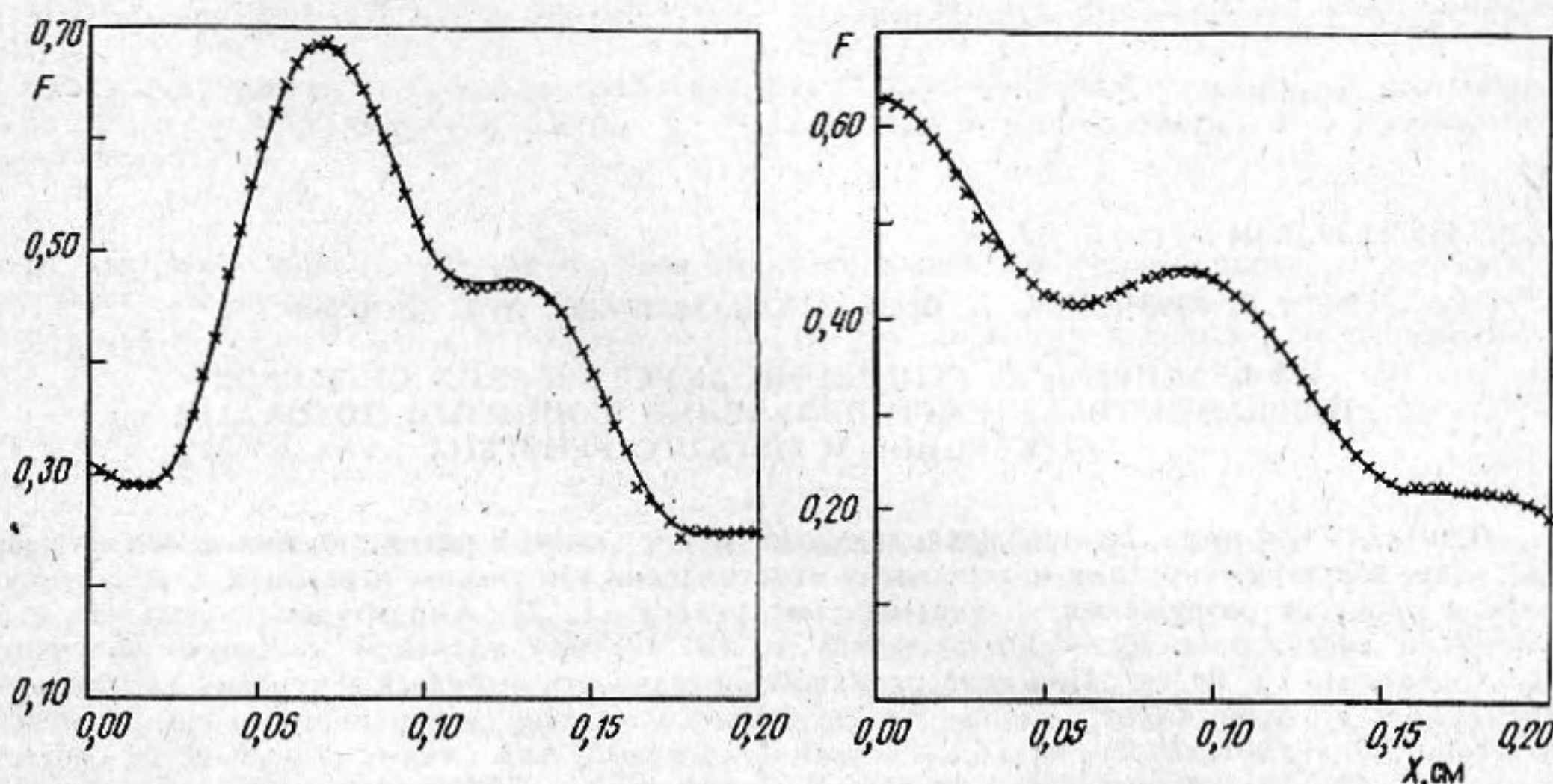


Рис. 5. Графики $F(x)$, как и на рис. 3, но для $f = 10$ МГц, $R = 0,2$ см, $\alpha = 0,5$ см $^{-1}$ и для следующих z : 1,5 см для верхней кривой и 2 см — для нижней кривой. Как и на рис. 2—4, крестики соответствуют приближению Уэсли, сплошные кривые — выражению (3)

x для различных величин z , f , R и α . На них крестиками, как и на рис. 3, нанесены приближенные величины Уэсли [4]. Анализ рис. 2—5 показывает, что представленные численные результаты находятся в отличном согласии с результатом Уэсли [4] при всех рассмотренных условиях.

В качестве биологического приложения предложенный здесь подход может быть использован для расчета температурных полей, создаваемых ультразвуком в биологических тканях. По известному пространственному распределению F в достаточно большой области можно определить температуру как функцию пространства и времени, решив уравнения переноса тепла. Результаты расчетов такого рода [8—11] получены для гипотетического звукового луча с крайне упрощенными характеристиками. Несмотря на то, что они правильно описывают общую картину влияния параметров (коэффициента поглощения, диаметра луча и т. д.), следует более реалистично и детально учесть природу ультразвукового луча. Простой подход, представленный здесь, возможно, делает это достижимым.

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы. На основе полевой теории Шоха получен численный метод расчета ближнего поля плоского поршневого источника, излучающего в поглощающую среду с большей областью применимости. Представленные численные результаты (см. рис. 2—4) находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carter A. H., Williams A. O., Jr. A New Expansion for the Velocity Potential of a Piston Source//J. Acoust. Soc. Amer. 1951. № 23. P. 179—184.
2. Seki H., Granato A., Truell R. Diffraction Effects in the Ultrasonic Field of a Piston Source and Their Importance in the Accurate Measurement of attenuation//J. Acoust. Soc. Amer. 1956. № 28. P. 230.
3. Zemanek J. Beam Behavior Within the Nearfield of a Vibrating Piston//J. Acoust. Soc. Amer. 1971. № 49. P. 181—191.
4. Wesley L. Nyborg and Bruce R. Steele. Nearfield of a Piston Source of Ultrasound in an Absorbing medium//J. Acoust. Soc. Amer. 1985. № 78. P. 1882—1891.
5. Schoch A. Betrachtungen uber das Schallfeld einer Kolben membran//Akust. Z. 1941. P. 318—326.
6. Pierce A. D. Acoustics, An Introduction to its Physical Principles and Applications. N. Y.: Mcgraw-Hill, 1981. Ch. 5.
7. Lord Rayleigh, Theory of sound. N. Y.: Dover, 1945. V. 2. P. 107.
8. Nyborg W. L. Heat generation by ultrasound in a relaxing medium//J. Acoust. Soc. Amer. 1981. № 70. P. 310—312.
9. Cavicchi T. J., O'Brien W. D., Jr. Heat generated by ultrasound in an absorbing medium//J. Acoust. Soc. Amer. 1984. № 7. P. 1244—1245.
10. Nyborg W. L. Physical principles of ultrasound, «in Ultrasound: Its applications in Medicine and Biology/Ed. by Fry F. J. N. Y.: Elsevier, 1978. P. 1—75.
11. Nyborg W. L., Steele R. B. Temperature elevation in a beam of ultrasound//Ultrasound Med. Biol. 1983. № 9. P. 611—620.

Университет
г. Мина, Египет

Поступило в редакцию
18.02.93

УДК 539.2:539.16.04

© 1993 г. А. А. Беспалько, В. И. Быков, А. В. Федюнин

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМИ ПОТОКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ И МЯГКОГО РЕНТГЕНА

Одним из эффектов, сопровождающих воздействие мощных радиационных полей на твердые тела, является генерация интенсивных акустических импульсов, играющих существенную роль в процессе разрушения облучаемых материалов [1, 2]. Амплитуды продольных волн сжатия и растяжения достигают значений до 10^9 Па при удельной мощности облучения электронами до 10^8 Вт/см². При наносекундной длительности импульса облучения электронами с энергией в сотни килоэлектронвольт выполняется условие мгновенного ввода энергии в образец. Тогда длительность и форма акустического импульса сжатия определяется соответственно свободным пробегом электронов и пространственным профилем выделившейся в материале энергии $\epsilon(x, t) = kE_e$ [3]. При воздействии мягким рентгеновским излучением (МРИ) с длиной волны $0,1 + 10$ нм выполняется условие поверхностного нагрева. Здесь длительность акустического сигнала определяется длительностью импульса воздействия, а его профиль — изменением во времени энергии, падающей на облучаемую поверхность образца $\epsilon(x, t) = kE_e$, где k — коэффициент генерации акустического сигнала, при нормальных условиях равный параметру Грюнайзена [2]. Для прогнозирования поведения твердых тел в радиационных полях необходимо сравнить эффективность генерации акустических импульсов при облучении электронами и МРИ. С этой целью нами проведены исследования акустических сигналов, возбуждаемых электронным пучком и МРИ в отвержденных образцах эпоксидной смолы ЭД-20. Образцы отверждали под давлением 5 бар в сосуде, находящемся в водно-паровой бане. Максимальная энергия электронов облучения составляла 260 кэВ, длительность импульса тока — 10 нс, а поверхностная плотность энергии E пучка изменялась в пределах 0,06—0,8 Дж/см². Энергия квантов МРИ находилась в интервале 0,1—1,0 кэВ, длительность импульса облучения колебалась в пределах 170—220 нс, а $E \approx 0,06$ —5,0 Дж/см². В качестве образцов ЭД-20 выбрана потому, что при названных выше параметрах излучательных установок длительности термоупругих акустических импульсов сжатия в ней различаются при обоих типах воздействия не более чем на 20%. Кроме того, эпоксидная смола обеспечивает надежный акустический контакт и удовлетворительную воспроизводимость измерений амплитудно-временных параметров акустических импульсов. Все это позволило упростить определение параметра генерации акустического отклика в ЭД-20 при облучении МРИ, сохраняя геометрию эксперимента такую же, как при электронном облучении и, следовательно, делая неизменным