

ками, сделанными по методу эквивалентных фотонов (ЭФМ) [8]. Результаты представлены на рис. 2 и в таблице \*).

$\sqrt{s}$ (ГэВ)	$\sigma_{tot}$ (нб)	ЭФМ (нб)	$\sigma$ ( $\cos \theta < 0,99$ ) (нб)
200	0,65	0,57	0,25
500	7,75	7,60	1,43
1000	16,7	16,2	2,0
1500	22,6	22,0	2,1
2000	27,2	26,4	1,9

ЭФМ-формула для этого процесса имеет вид ( $\delta = m_e^2/4M_W^2$ ;  $4M_W^2/s < x < 1$ ):

$$d\sigma_{\gamma\nu \rightarrow eW\nu} \approx \sigma_{\gamma\nu \rightarrow W\nu}(xs) \frac{\alpha}{\pi} \left(1 - x + \frac{x^2}{2}\right) \ln \frac{(1-x)}{x^2\delta} \frac{dx}{x}$$

Мы видим, что ЭФМ-формула дает хороший результат и может быть использована для грубого (но быстрого) моделирования эксперимента.

Основной вклад в сечение дают электроны с очень малыми углами вылета. Следовательно, планируемый эксперимент должен быть без детектирования электрона.

Сечение оказывается большим: при  $\sqrt{s} \approx 500$  ГэВ — около 8 нб, а при  $\sqrt{s} \approx 2$  ТэВ более половины от сечения базового процесса  $\gamma e \rightarrow \nu W$ . Следовательно, исследуемый процесс может дать значительный фон к этому базовому процессу и составить ему конкуренцию.

Исследуемый процесс представляет значительный интерес. Действительно, здесь может представиться дополнительная возможность для проверки калибровочной природы электрослабого взаимодействия: четыре вершины взаимодействия калибровочных бозонов ( $\gamma WW$ ,  $ZWW$ ,  $\gamma\gamma WW$  и  $\gamma ZWW$ ) доступны для исследований уже на древесном уровне, причем одна из них ( $\gamma ZWW$ ) вообще недоступна для изучения на процессах 2-го порядка. Разумеется, все эти вершины связаны между собой через калибровочную инвариантность.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Proc. of the first Workshop on JLC, KEK 90-2. 1990. [2] Proc. of the second Workshop on JLC, KEK 91-10. 1991. [3] Тр. II раб. совещ. «Физика на ВЛЭПП». Противно, 1992. [4] Proc. of the Workshop « $e^+e^-$  Collisions at 500 GeV: the Physics Potential», DESY 92-123A. 1992. [5] Ginzburg I. F. et al.//Nucl. Phys. 1983. B228. P. 285; Nucl. Phys. 1984. B243. P. 550. [6] Boos E. E. et al.//C6. «New Computing Techniques in Physics Research II»/Ed. D. Perret-Gallix. Singapore, World Sci., 1992. P. 665. [7] Kawabata S.//Comp. Phys. Comm. 1986. 41. P. 127; Kawabata S., Kaneko T.//Comp. Phys. Comm. 1988. 48. P. 353. [8] Budnev V. M. et al.//Phys. Reports. 1975. 15C. P. 181.

Поступила в редакцию  
17.03.93

\*) В вычислениях использовались следующие величины: постоянная тонкой структуры  $\alpha = \alpha(M_Z) = 1/128$ ; масса  $W$ -бозона  $M_W = 80,2$  ГэВ;  $\sin^2 \theta_W = 0,226$ ; масса электрона  $m_e = 5,11 \cdot 10^{-4}$  ГэВ. Мы положили  $M_H = \infty$  для массы хиггсовского бозона.  $\theta$  есть угол вылета электрона. Все вычисления проводились с точностью 0,5%.

## АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

### ФОКУСИРОВКА СЛАБЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

А. Г. Мусатов, О. А. Сапожников

(кафедра акустики)

Теоретически и экспериментально исследован процесс фокусировки акустических импульсов. Анализ проведен в параболическом приближении. Показано, что профиль

импульса в произвольной точке гауссовского пучка может быть найден на основе функции Грина. Проведен расчет акустического поля при различных условиях фокусировки. Численные результаты хорошо согласуются с данными эксперимента. Предложенный подход позволяет достаточно точно рассчитать импульсные акустические поля с учетом эффектов фокусировки и дифракции.

К настоящему времени хорошо изучена фокусировка синусоидальных волн, интерес же к исследованию фокусировки импульсов появился сравнительно недавно. Импульс обладает широким частотным спектром, поэтому его фокусировка происходит иначе, нежели фокусировка синусоидальных волн.

В данной работе предложен и реализуется способ описания импульсной фокусировки и результаты численного счета сопоставляются с экспериментом, где был использован лазерный оптоакустический способ генерации. Лазерный импульс длительностью 30 нс на длине волны 1,06 мкм поглощался в растворе хлорной меди. В результате теплового расширения раствора, поверхность которого задавалась сферически вогнутой кварцевой пластиной, возникал акустический импульс длительностью 0,2 мкс с пиковым давлением 1—30 атм [1]. Радиус фокусировки составлял 20 см при исходном диаметре пучка 5 см. Анализ волновых пучков существенно упрощается при использовании параболического (квазиоптического) приближения [2]. Разумно воспользоваться таким подходом и при изучении импульсов.

Пусть на входе в среду задан сфокусированный акустический импульс с экспоненциальным временным профилем  $\Psi(t)$ , пиковое давление которого распределено в поперечном направлении по гауссовскому закону:

$$P(z=0, r, t) = P_0 \exp\{- (r/a)^2\} \exp\{- |t/t_0 + r^2/(2RC_0t_0)|\}.$$

Здесь  $t$  — время,  $t_0$  — характерная длительность импульса,  $P_0$  — пиковое давление на оси,  $a$  — радиус акустического пучка,  $z$  и  $r$  — продольная и поперечная координаты,  $C_0$  — скорость звука,  $R$  — радиус кривизны волнового фронта. Экспоненциальная аппроксимация временного профиля является наилучшей для акустических импульсов, получаемых в результате лазерной оптоакустической генерации в жидкости. В силу линейности задачи фокусировка импульсов в параболическом приближении может быть рассчитана на базе известных результатов фокусировки синусоидальных волн [3]:

$$P/P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} (\partial/\partial t') [\Psi(t-t')] g(z, r, t') dt', \quad (1)$$

$$g(z, r, t) = [1/|1-z|] \Theta(F_1) \exp(-F_2) I_0\{[2r/(1-z)] [F_1]^{1/2}\},$$

$$F_1 = [z/(1-z)] [r^2/(1-z) + Dt]; \quad F_2 = [r/(1-z)]^2 + F_1,$$

$$g(z=1, r, t) = (4\pi r^2)^{-1/2} \exp\{-[(Dt-r^2)/(2r)]^2\}.$$

Здесь  $\Theta$  — функция Хевисайда,  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя,  $g$  — функция Грина. Безразмерный параметр  $D=R/x_d=2RC_0t_0/a^2$  характеризует влияние дифракции и отражает отношение радиуса фокусировки к характерной дифракционной длине  $x_d$ . Акустическое давление  $P$  рассчитывалось по формулам (1) методом Симпсона для различных  $D$ ,  $r$  и  $z$ . На оси пучка ( $r=0$ ) решение может быть выражено в аналитическом виде, что позволяло контролировать точность вычислений: результаты численного счета и расчетов по аналитическим формулам совпадали с точностью  $10^{-3}$ .

Рассмотрим динамику формы импульса и его амплитуды. Исходный однополярный импульс по мере распространения превращается в биполярный из-за приходящего с краев излучателя импульса разрежения. Как амплитуда фазы сжатия  $P^+$ , так и амплитуда фазы разрежения  $P^-$  увеличивается при стремлении волны к фокусу. В фокусе  $P^+ = P^- = P_0/D$ , а далее  $P^+$  и  $P^-$  уменьшаются.

Величина пикового давления в фокусе не является бесконечно большой — она ограничивается дифракцией и, как и должно быть в силу отсутствия нелинейных эффектов, растет прямо пропорционально  $P_0$ . Зависимости нормированного на  $P_0$  пикового давления вдоль оси для различных значений  $D$  иллюстрирует рис. 1. При росте параметра  $D$  более сильно проявляется дифракция: уменьшается давление в фокальной точке и расширяется фокальная область. Проведенному эксперименту соответствует значение  $D=0,2$  (см. рис. 1). Как видно, результаты эксперимента хорошо описываются соответствующей им кривой 2. Диаметр перетяжки по уровню  $1/e$  при измерении составил 6 мм, что близко к расчетному значению 5 мм.

Очень важно, что для фокусировки слабых импульсов коэффициент усиления пикового давления в фокусе  $K=P^+/P^-$  постоянен, равен  $1/D$  и не зависит от исходной амплитуды импульса. Это обстоятельство проверялось экспериментально: для  $P_0=2; 5; 7$  атм  $K=5$ , что совпадает с теорией. Но начиная с  $P_0^*=8$  атм  $K$  уменьшается: значению  $P_0=15$  атм соответствует  $K=3,7$ , а при  $P_0=30$  атм  $K$  становится

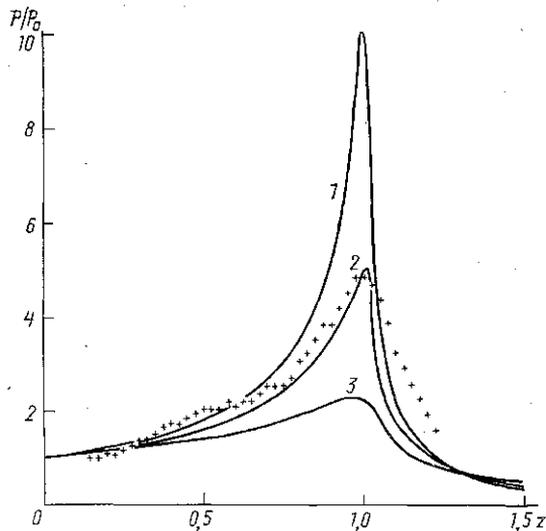
равным 2,6. Такое уменьшение  $K$  происходит вследствие проявления другого механизма, принципиально отличающегося от дифракции — нелинейности. При  $P_0^*$  в сходящемся импульсе возникает разрыв в фокусе, а для  $P_0 > P_0^*$  это происходит до фокуса. На разрыве энергия импульса интенсивно диссипирует и он приходит к фокусу уже существенно ослабленным.

Для описания фокусировки импульсов с  $P_0 > P_0^*$  модель, не учитывающая проявления нелинейности, непригодна.  $P_0^*$  можно рассматривать как верхнюю (по исходным давлениям) границу применимости линейной теории. Для  $D < 0,5$  [3].

$$P_0^* = \rho_0 C_0^3 t_0 / (\epsilon R \ln(1/D)),$$

где  $\rho_0$  и  $\epsilon$  — плотность и нелинейность среды. Так, для нашего эксперимента рассчитанное по этой формуле  $P_0^* = 7$  атм, что соответствует измерениям.

Рис. 1. Нормированное на  $P_0$  пиковое давление вдоль оси при  $D=0,1$  (1); 0,2 (2) и 0,4 (3). Крестиками отмечен эксперимент при  $P_0=4$  атм и  $D=0,2$



Рассматриваемая модель позволяет рассчитать временной профиль импульса в любой точке акустического поля. Схема изобарических линий для  $P^+$  и  $P^-$  в координатах  $(r, z)$  представлена на рис. 2. Линии являются замкнутыми кривыми груше-

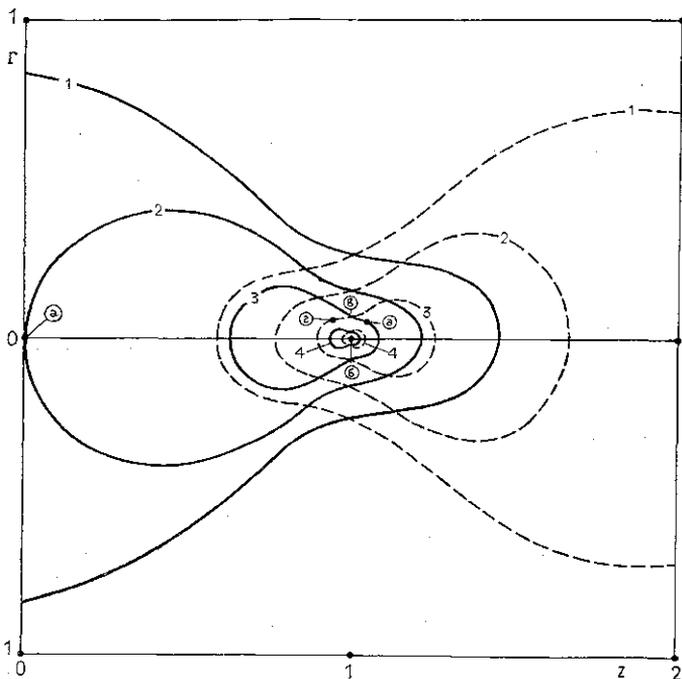


Рис. 2. Схема изобарических линий  $P^+$  (сплошные) и  $P^-$  (штриховые) в координатах  $(r, z)$ . Номера 1—4 соответствуют экстремальным значениям  $0,5 P_0$ ;  $P_0$ ;  $2P_0$  и  $4P_0$

видной формы. Как можно видеть, они не симметричны относительно фокальной плоскости. Это означает, что с приближением к фокусу скорости роста и спада

ковых давлений не одинаковы: Так, скорость роста давления  $P^+$  при приближении к фокусу меньше, чем скорость спада при удалении от него.  $P^-$ , наоборот, быстрее растет до фокуса, а после спадает существенно медленнее. Следует также отметить, что линии для  $P^+$  и  $P^-$  с одинаковыми номерами очерчивают фигуры разных площадей. Другими словами, объем, в котором величина  $P^+$  превышает заданный уровень, больше, чем аналогичный, соответствующий давлению  $P^-$ . Рисунок 2, кроме того, иллюстрирует инвертирование монополярного сигнала после прохождения фокуса: при  $z > 1$  величина  $P^-$  превышает  $P^+$  и импульс сжатия превращается в импульс разрежения.

Временные профили импульсов в точках  $a-d$  (см. рис. 2) приведены на рис. 3. Исходный импульс ( $a$ ) — монополярный экспоненциальный. В фокальной точке ( $b$ ) достигаются максимальные  $P^+ = P^- = 1/D$ , а форма импульса есть производная от его исходного профиля. При смещении в фокальной плоскости ( $c$ ) профиль, оставаясь симметричным, становится более гладким и происходит некоторое растягивание импульса. Всякому импульсу до фокуса можно поставить в соответствие другой за фокусом, являющийся с хорошей точностью инвертированным повторением первого ( $c$  и  $d$ ).

Итак, в отличие от фокусировки синусоидальных волн, при которой форма волны не меняется, оставаясь синусоидальной, а изобарические поверхности представляют собой симметричные эллипсоиды, фокусировка импульсов имеет ряд отличий. Принципиально изменяется профиль импульса, изобарические поверхности имеют грушевидную форму. Такие импульсные акустические поля могут быть рассчитаны с учетом эффектов фокусировки и дифракции предложенным методом.

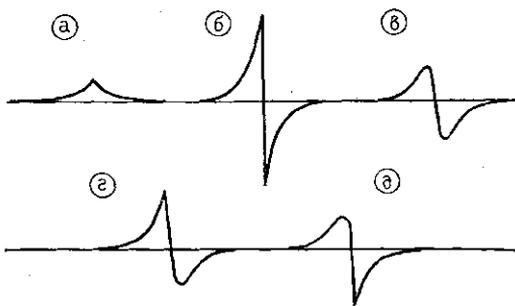


Рис. 3. Профили импульсов в точках  $a-d$  (см. рис. 2)

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мусатова А. Г., Сапожников О. А. // Акуст. журн. 1993. 39, № 2. С. 315. [2] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1990. [3] Сапожников О. А. // Акуст. журн. 1991. 37, № 4. С. 760.

Поступила в редакцию  
10.03.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 534.232

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ МАЛЫХ ВОЛНОВЫХ РАЗМЕРОВ

П. Н. Кравчун  
(кафедра акустики)

Рассмотрена задача одночастотного согласования комплексных импедансов с помощью акустической согласующей системы с сосредоточенными параметрами. Решение иллюстрируется расчетами согласующих систем для гидроакустических преобразователей малых волновых размеров. Кратко обсуждаются свойства согласующих систем и возможности их оптимизации.

При создании малогабаритных (т. е. малых в сравнении с длиной волны на рабочей частоте) подводных электроакустических преобразователей возникает проблема их согласования со средой [1]. Это обусловлено двумя обстоятельствами: 1) импеданс излучения  $Z_s$  таких преобразователей имеет малую действительную часть;