

ную с тем же  $k_{||}$ , что происходит в точке пересечения кривой частоты МСВ  $\omega(H_0)$  с граничной частотой  $\omega_1(H_0)$  (см. МСВ (25, 25, 1) «V» на рис. 1). Удаление  $H_0$  от  $H_s$  вызывает также уменьшение интервала углов распространения поверхностных МСВ, в связи с чем диапазон полей существования некоторых из них ограничен и определяется точками пересечения их кривых  $\omega(H_0)$  с кривой  $\omega_1(H_0)$  (см. МСВ (5,5) "S", (25, 25) "S"). Непосредственно в точках перехода  $u=0$ ,  $|k_y|=\infty$ , так что данный расчет неприменим. Окрестности этих точек представляют практический интерес ввиду малых значений  $u$  (см. рис. 2), однако эффективное возбуждение МСВ здесь затруднено из-за большой величины  $|k_y|$ .

Таким образом, спектр пластинки с ДС по сравнению со спектром однородно намагниченного образца характеризуется существенно большим разнообразием типов МСВ с различными дисперсионными и полевыми зависимостями. Их использование в СВЧ-устройствах представляется перспективным с точки зрения расширения диапазона основных параметров (снижение рабочей частоты, увеличение времени задержки, увеличение крутизны управления полем и др.) наряду с уменьшением подмагничивающих полей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Artman J. O. Phys. Rev., 1957, 105, p. 62. [2] Киров С. А., Сырьев Н. Е., Пильщиков А. И. ФТТ, 1974, 16, с. 3051. [3] Damon R. W., Eshbach J. R. J. Phys. Chem. Solids, 1961, 19, p. 308. [4] Schneider B. Phys. Stat. Sol. (b), 1972, 51, p. 325.

Поступила в редакцию  
16.12.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 534.222

#### МЕТОД КАЛИБРОВКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ГИДРОФОНОВ В УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКАХ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

В. Г. Андреев, А. А. Карабутов, О. В. Руденко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Широкополосные акустические приемники мегатерцевого диапазона используются во многих областях научных исследований и в технике. В то же время калибровка таких приемников встречает известные трудности [1, 2]. Поэтому представляется целесообразной разработка специфических методов калибровки широкополосных гидрофонов мегатерцевого диапазона. В настоящей работе предлагается метод и описывается установка для калибровки таких гидрофонов в ультразвуковых пучках конечной амплитуды.

Для широкополосных гидрофонов характерна миниатюрность и сравнительно низкая чувствительность. Поэтому их испытания необходимо проводить в мощных акустических полях; за основу при калибровке естественно взять нелинейные искажения формы волны. Работа в ближней ( $x \leq L_d = ka^2/2$ ) дифракционной зоне затруднена ввиду резкой неоднородности поля. Целесообразно использовать дифракционную зону пучка  $x \geq (3 \div 5)L_d$ . Естественно, что расстояние образования разрыва и длина дифракции должны быть сравнимы.

В зоне сильного проявления нелинейных эффектов характерны

пилообразные профили волны, содержащие практически прямолинейные участки, соединяемые узкими участками ударных фронтов (рис. 1). Поэтому удобным параметром, характеризующим степень проявления нелинейных эффектов, является скорость изменения давления со вре-

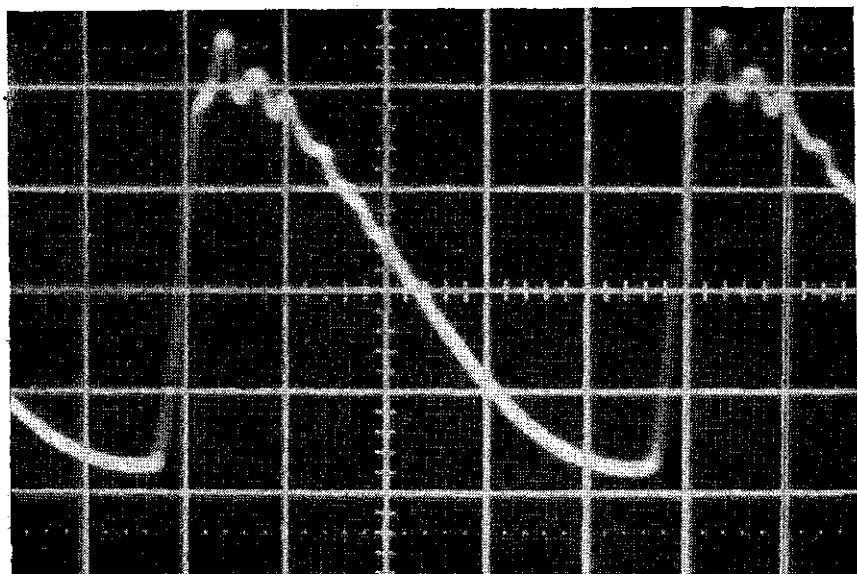


Рис. 1. Характерный профиль волны в ультразвуковом пучке конечной амплитуды. Высокочастотные осцилляции возникают на резонансной частоте приемника при его возбуждении. Скорость развертки 0,2 мкс/дел.,  $x/L_d = 4,8$ .

менем на прямолинейном участке профиля. Изменение этого параметра с расстоянием может быть рассчитано в модельных случаях на основе уравнения Бюргерса [3]:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} + \frac{n}{2x} p' - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} = 0, \quad (1)$$

где  $n=0, 1, 2$  соответственно для плоских, цилиндрических и сферических волн,  $p'$  — приращение давления,  $x$  — расстояние до излучателя,  $\rho_0$  — равновесная плотность среды,  $c_0$  — скорость звука,  $b$  — диссипативный коэффициент,  $\varepsilon$  — нелинейный параметр среды,  $\tau = t - x/c_0$  — время в сопровождающей системе координат.

Пусть при  $x = x_0$  профиль волны линеен:

$$p'(x = x_0, \tau) = \left( \frac{\partial p'}{\partial \tau} \right)_{x=x_0} \tau.$$

Тогда решение уравнения (1) можно искать в виде

$$p'(x, \tau) = u(x) \tau \quad (2)$$

(фактически  $u = \partial p' / \partial \tau$ ). Уравнение, описывающее изменение  $u$ , получается подстановкой (2) в (1):

$$\frac{du}{dx} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} u^2 - \frac{nu}{2x}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в правой части (3) описывает нелинейное изменение наклона профиля, а второе — дифракционное (в частности, для плос-

ких волн при  $n=0$  он отсутствует). Из (3) видно, что диссипация не влияет на прямолинейный участок профиля. Решения при различных  $n$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} n=0, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) &= \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right)_{x=x_0} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} (x - x_0), \\ n=1, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) &= \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right)_{x=x_0} \sqrt{\frac{x}{x_0}} - \frac{2\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} (x - \sqrt{xx_0}), \\ n=2, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) &= \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right)_{x=x_0} \frac{x}{x_0} - \frac{\varepsilon x}{\rho_0 c_0^3} \ln \frac{x}{x_0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Решения (4) удобно представить в модельной форме:

$$n=0, \quad \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) + \frac{\varepsilon x}{\rho_0 c_0^3} = \text{const}, \quad (5)$$

$$n=1, \quad \frac{1}{\sqrt{x}} \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) + \frac{2\varepsilon \sqrt{x}}{\rho_0 c_0^3} = \text{const}, \quad (6)$$

$$n=2, \quad \frac{1}{x} \left(\frac{\partial \tau}{\partial p'}\right) + \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} \ln x = \text{const}. \quad (7)$$

В звуковых пучках (имеющих место в реальных условиях) эти соотношения применимы не всюду, однако они могут быть использованы на определенных этапах трансформации волны. В случае пучков конечной амплитуды на расстояниях  $x$ , больших  $(3 \div 5) L_d$ , применима модель (7).

Метод калибровки гидрофонов состоит в определении зависимости  $\partial \tau / \partial U$  от расстояния. В предположении линейности преобразователя  $U = kp'$  зависимость величины  $x^{-1}(\partial \tau / \partial U)$  от  $\ln x$  должна быть линейной с угловым коэффициентом  $\varepsilon / (k\rho_0 c_0^3)$ . По измерениям в эталонной жидкости (в качестве которой целесообразно выбрать воду) с известными значениями параметров  $\rho_0$ ,  $c_0$  и  $\varepsilon$  можно вычислить величину  $k$ . Условием применимости метода является линейность преобразователя и постоянство его чувствительности в широком диапазоне частот, включающем 5—6 гармоник частоты накачки.

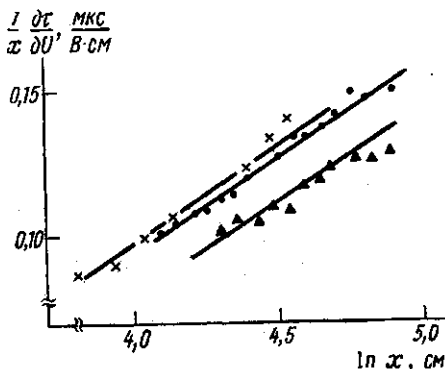
Измерения проводились в гидробассейне размерами  $0,8 \times 0,8 \times 2,0$  м<sup>3</sup>, заполненном отстоявшейся водопроводной водой при комнатной температуре. Ультразвуковое поле создавалось пьезокерамическим диском диаметром 30 мм с резонансной частотой 1 МГц, который был вклеен в специальный держатель. Возбуждение излучателя производилось импульсным усилителем мощности. В экспериментах использовались радиоимпульсы на частоте 1 МГц длительностью 50 мкс. Приемник представлял собой пластинку кварца X-среза диаметром 10 мм с резонансной частотой 15 МГц, вклеенную в оправу из оргстекла. Излучатель и приемник могли плавно перемещаться вдоль соединяющей их оси и вращаться вокруг вертикальной оси. Форма акустической волны регистрировалась осциллографически. Измерения угла наклона линейного участка профиля производились с помощью микроскопа.

Эксперименты, проведенные в условиях слабого проявления нелинейных эффектов (при малой накачке), показали, что на расстояниях, больших 40—45 см, фронт волны близок к сферическому. При калибровке гидрофона регистрировалась форма волны в 10—15 точках на оси излучателя в диапазоне расстояний от 45 до 140 см и при различных уровнях накачки, длина образования разрыва менялась в пределах от

45 до 10 см. На рис. 2 приведены экспериментальные данные, полученные в разных сериях экспериментов. Они хорошо ложатся на прямые, описываемые соотношением (7). Это говорит о том, что использованный гидрофон удовлетворяет сформулированным выше требованиям линейности и равномерности частотной характеристики. Среднее значение чувствительности, определенное по различным сериям измерений, составило  $0,18 \pm 0,02$  мкВ/Па (для воды принималось значение  $\epsilon = 4,0$ ). Статистический разброс значений  $k$  был меньше ошибки метода, составлявшей 7% и определявшейся в основном точностью калибровки канала вертикального отклонения осциллографа.

Предлагаемый метод является разновидностью метода эталонной

Рис. 2. Изменение наклона прямолинейного участка профиля волны с расстоянием при различных уровнях накачки:  $U_{изл} = 140$  (X),  $160$  (▲) и  $320$  (●) В. Аппроксимационные прямые проведены с помощью метода наименьших квадратов



среды. Поэтому требования к акустическому полю достаточно низкие. Однако условие сравнимости расстояний проявления нелинейных и дифракционных эффектов не позволяет (при разумных значениях акустической мощности) проводить калибровку на частотах ниже 200 кГц. Поэтому предлагаемый метод является специфическим для мегагерцевого диапазона частот.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мощные ультразвуковые поля (под редакцией Л. Д. Розенберга). М.: Наука, 1968. [2] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. [3] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию  
24.01.84

ВЕСТИ. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 4

УДК 538.971

#### О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ СЕЧЕНИИ РАССЕЯНИЯ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ ПОВЕРХНОСТЯМИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В. В. Комаров, Д. Л. Маслов, А. М. Попова

(НИИЯФ)

Рассматривается рассеяние атомной частицы на  $N$  центрах, распределенных по поверхности твердого тела, при условиях:  $\lambda \ll R$  и  $R \gg a$ , где  $\lambda$  — дебройлевская волна частицы,  $R$  — межцентровое расстояние,  $a$  — характерный радиус взаимодействия между падающей частицей и рассеивающим центром.

Для решения этой задачи воспользуемся известным результатом Мотта и Мессии [1], устанавливающим связь между сечениями рассеяния  $N$  центрами  $(d\sigma/d\Omega)_N$  и одним центром  $(d\sigma/d\Omega)_1$ :