

раниченно возрастает величина  $f$  вследствие сильного влияния фактора  $(\alpha^2_{MN} - 1)^{-1}$ . При подходе к этой же точке бифуркации справа (для траекторий в виде полупрямых) рост величины  $f$  обусловлен ее возможной расходимостью логарифмического типа, так как в соотношении (5) знаменатель вспомогательной величины  $u$  стремится к нулю в характерный момент времени  $t$  при выполнении условия  $\xi \rightarrow 1$ .

Очевидно, рассмотрение движений директора, отвечающих условию  $da/dt < 0$ , никаких качественно новых результатов по сравнению с полученными дать не может. Только теперь расходимость величины  $f$  ожидается для траекторий в виде полупрямых на рис. 2, приближающихся к точке бифуркации  $P$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Голо В. Л., Кац Е. И., Леман А. А. ЖЭТФ, 1984, 86, с. 147.  
 [2] Аэро Э. Л., Булыгин А. Н. ФТТ, 1971, 13, с. 1701. [3] Жен П. де. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977, с. 216. [4] Пикин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981, с. 96. [5] Васильев Ю. В. ЖТФ, 1984, 54, с. 227. [6] Арнольд В. И. УФН, 1972, 27, № 5, с. 119. [7] Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М.: ГИФМЛ, 1959, с. 240. [8] Pieranski P., Brochard F., Guyon E. J. de Phys., 1973, 34, N 1, p. 35.

Поступила в редакцию  
28.01.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 6

УДК 534.61

#### ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ, ОСНОВАННОЕ НА ИЗМЕРЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

В. Ю. Бурлаков, А. Н. Жуков, А. Н. Иванников, О. С. Тонаканов

(кафедра акустики)

Актуальной проблемой воздушной акустики является разработка методики экспериментального определения угловой зависимости коэффициента отражения поглощающих материалов. Использование датчика [1], позволяющего измерять помимо акустического давления три ортогональные компоненты колебательной скорости, дает возможность развить энергетические методы исследования звукового поля у поверхности поглотителя и разработать методику определения угловой зависимости коэффициента отражения.

Рассмотрим падение плоской волны на звукопоглощающую поверхность, характеризующуюся коэффициентом отражения с величиной  $R$  и фазой  $\varphi_R$ . Принимая амплитуду звукового давления за единицу, запишем потенциал поля у поверхности поглотителя  $Z=0$ :

$$\psi = \frac{\exp(i(\omega t - kx \sin \theta))}{\rho \omega} (\exp(ikz \cos \theta) + \exp\{-ikz \cos \theta + i\varphi_R\} \cdot R), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол падения плоской волны в плоскости  $XZ$ .

Определим вектор активной интенсивности  $I_a = \text{Re}(pv^*)/2$ , характеризующий плотность потока акустической энергии (вектор Умова), и вектор реактивной интенсивности  $I_r = \text{Im}(pv^*)/2$  [2], используя (1) и известные соотношения для давления  $p = \rho \partial \psi / \partial t$  и колебательной скорости  $v = -\text{grad } \psi$ . Выражения для компонент  $I_a$ ,  $I_r$  в плоскости  $XZ$  при этом имеют вид

$$\begin{aligned} I_{ax} &= \frac{k}{2\omega\rho} |p|^2 \sin \theta, \\ I_{az} &= \frac{k}{2\omega\rho} (1 - R^2) \cos \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

$$I_{jx} = 0,$$

$$I_{jz} = \frac{k}{2\omega\rho} \cos\theta \cdot 2R \sin(2kz \cos\theta + \varphi_R),$$

где  $|p|$  — модуль звукового давления:

$$|p| = (1 + R^2 + 2R \cos(2kz \cos\theta + \varphi_R))^{1/2}. \quad (3)$$

Расчитанная по формулам (2) и (3) структура звукового поля у поверхности поглотителя, т. е. зависимость величин активной  $I_a$  и реактивной  $I_j$  интенсивностей и давления  $|p|$  от расстояния до поглотителя, представлена на рис. 1, а. Как видно

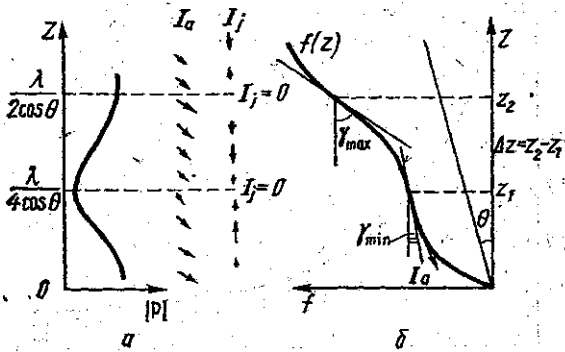


Рис. 1. Структура звукового поля у поверхности поглотителя: а — звуковое давление, направления векторов активной и реактивной интенсивностей; б — линия тока звуковой энергии

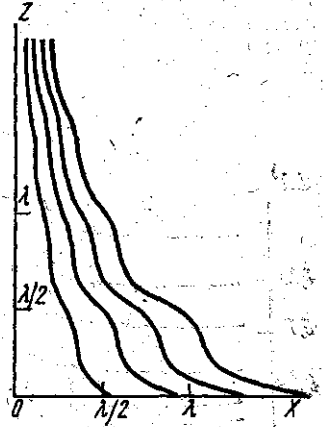


Рис. 2. Линии тока энергии при падении сферической волны для различных точек поглотителя

из рис. 1, а, вектор  $I_j$  направлен в сторону уменьшения давления  $|p|$  и принимает нулевые значения в точках экстремального давления. Угол  $\gamma$  между вектором  $I_a$  и нормалью к поверхности, которой является ось  $Z$ , принимает минимальное значение  $\gamma = \gamma_{\min}$  в точках  $p = p_{\min}$ ,  $I_j = 0$  и максимальное  $\gamma = \gamma_{\max}$  при  $p = p_{\max}$ ,  $I_j = 0$ . Зависимость  $\operatorname{tg} \gamma(z) = \left| \frac{I_{ax}}{I_{az}} \right| = \frac{df}{dz}$  дает возможность найти первообразную  $f$ :

$$f = \frac{\operatorname{tg} \theta}{1 - R^2} \left( z(1 + R^2) + \frac{R \sin(2kz \cos\theta + \varphi_R)}{k \cos\theta} \right), \quad (4)$$

вид которой приведен на рис. 1, б. Функция  $f$  представляет собой аналитическое выражение линии тока энергии, касательная к которой определяет направление вектора активной интенсивности  $I_a$  в плоскости  $XZ$ .

Используя соотношение (2), можно однозначно связать  $\operatorname{tg} \gamma_{\max}$  или  $\operatorname{tg} \gamma_{\min}$  с коэффициентом отражения  $R$ :

$$\operatorname{tg} \gamma_{\max, \min} = \operatorname{tg} \theta \cdot \frac{1 + R^2 \pm 2R}{1 - R^2}. \quad (5)$$

Таким образом, при наклонном падении плоской волны на поверхность поглотителя можно определить коэффициент отражения  $R$ , строя по экспериментальным данным линию тока энергии и определяя с ее помощью значения  $\operatorname{tg} \gamma_{\min}$  и  $\operatorname{tg} \gamma_{\max}$ . Из формулы (5) следуют выражения для  $R$ :

$$R = \frac{1 - \operatorname{tg} \gamma_{\min} / \operatorname{tg} \theta}{1 + \operatorname{tg} \gamma_{\min} / \operatorname{tg} \theta}, \quad R = \frac{\operatorname{tg} \gamma_{\max} / \operatorname{tg} \theta - 1}{1 + \operatorname{tg} \gamma_{\max} / \operatorname{tg} \theta}. \quad (6)$$

Фаза коэффициента отражения  $\varphi_R = -\pi(1 + z/\Delta z)$ , где  $z$  — расстояние до ближайшего от поверхности значения минимума давления  $p = p_{\min}$  (или нуля реактивной интенсивности).

ности),  $\Delta z$  — расстояние между точками, где реактивная интенсивность обращается в нуль.

Однако создание плоских волн в экспериментальных условиях является трудной задачей. Поэтому целесообразно рассмотреть поле, создаваемое падающей на неограниченную звукопоглощающую поверхность и отраженной ею сферическими волнами. На рис. 2 представлены рассчитанные на ЭВМ линии тока энергии при падении на поверхность поглотителя ( $R=0,8$  и  $\varphi_n=0$ ) сферической волны от точечного источника, находящегося на расстоянии  $z_0=4\lambda$  от поверхности поглотителя.

Поле сферической волны (при  $z_0 > 2\lambda$ , что определяется заданной погрешностью измерений) на близком расстоянии от поглотителя, т. е. до первого от поверхности нуля реактивной интенсивности, можно аппроксимировать полем, создаваемым наклонно падающей под углом  $\theta$  и отраженной плоскими волнами. Считая угол между нормалью к поверхности и линией, соединяющей исследуемую точку поверхности с источником звука, углом падения волны  $\theta'$  для совпадающих линий тока сферической и плоской падающих волн, из (6) определяем поправки на сферичность  $\Delta R'$  коэффициента отражения для различных значений  $z_0$  и  $\theta$  (рис. 3, а). Используя графики

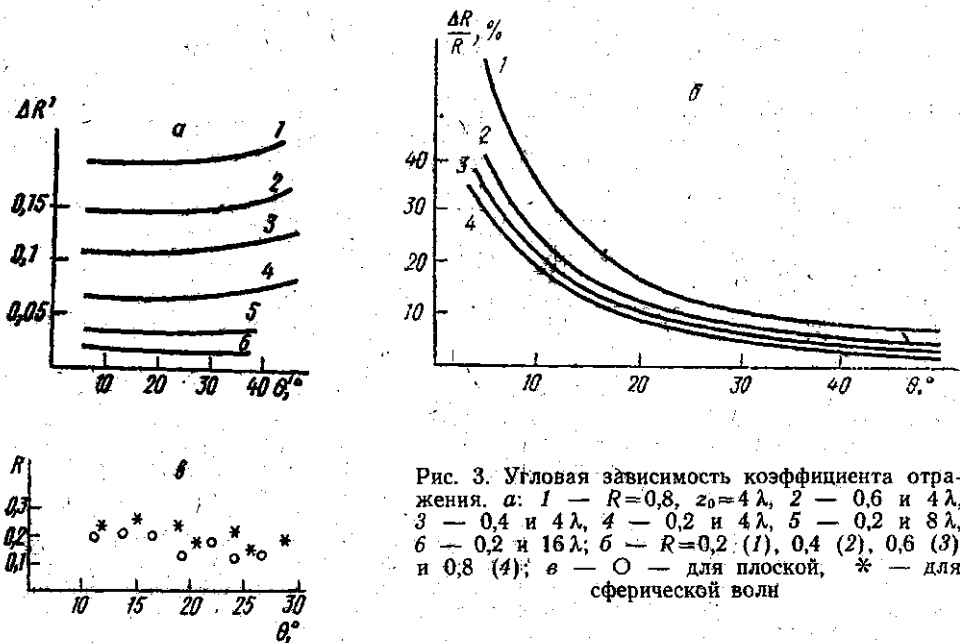


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента отражения. а: 1 —  $R=0,8$ ,  $z_0=4\lambda$ , 2 — 0,6 и  $4\lambda$ , 3 — 0,4 и  $4\lambda$ , 4 — 0,2 и  $4\lambda$ , 5 — 0,2 и  $8\lambda$ , 6 — 0,2 и  $16\lambda$ ; б —  $R=0,2$  (1), 0,4 (2), 0,6 (3) и 0,8 (4); в — O — для плоской, \* — для сферической волн

рис. 3, а и известные из эксперимента значения  $R'$ , находим истинное значение коэффициента отражения плоской волны  $R=R'+\Delta R'$ , угол падения которой в точке измерения равен

$$\theta = \arctg \left( \frac{R+1}{1-R} \operatorname{tg} \gamma_{\min} \right). \quad (7)$$

При удалении источника звука от поверхности поглотителя, как видно из рис. 3, а, поправка  $\Delta R'$  уменьшается. При  $z_0=16\lambda$  величина  $\Delta R'$  составляет 6–9% от  $R$ , и для практических целей можно пользоваться соотношениями для плоской волны. Предложенный метод определения угловой зависимости коэффициента отражения приводит к большой ошибке при  $\theta \leq 10^\circ$  и  $R < 0,2$ , в остальных случаях погрешность не превышает 10–15%. Зависимость погрешности определения коэффициента отражения  $\Delta R/R$  от угла падения звуковой волны при точности определения угла  $\gamma$ , равной  $1^\circ$ , представлена на рис. 3, б.

Исследование структуры звукового поля у поверхности поглотителя проводилось на экспериментальной установке, позволяющей измерять компоненты векторов  $I_a$  и  $I_r$ . Измерения проводились в заглушенной камере кафедры акустики на частоте 615 Гц при падении на поглотитель сферической волны. Звукопоглощающий материал синтепон был натянут на алюминиевую раму размерами  $1,5 \times 1,5$  м. Ненаправленный источник звука находился на расстоянии  $z_0=4\lambda$  от поверхности поглотителя. Процедура измерений состояла в замере звукового давления, компонент колебательной скорости

и разности фаз по нормали к поверхности поглотителя с шагом  $\lambda/20$  на расстоянии до одной длины волны. Результаты измерения коэффициента отражения в предположении падения плоской волны пересчитаны с учетом поправки на сферичность и представлены на рис. 3, в. Полученная экспериментально структура звукового поля хорошо согласуется с рассчитанной на ЭВМ для сферической волны, падающей на поглотитель с коэффициентом отражения, близким к коэффициенту отражения свинца.

Предложенная методика определения коэффициента отражения звуковых волн от поверхности и ее угловой зависимости может быть полезной при оценке эффективности звукопоглощающих материалов, применяемых на транспорте, в жилых и производственных помещениях и т. д.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Жуков А. Н. и др. X Всесоюз. акуст. конф. Доклады. Секция П. М., 1983, с. 59. [2] Pascal J. C. Conference «Recent developments in acoustic intensity measurement». Senlis (France), 1981, p. 11.

Поступила в редакцию  
20.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, Т. 26, № 6

## ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466.31

### ВЛИЯНИЕ РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР ВОДЫ И ВОЗДУХА НА ГЕНЕРАЦИЮ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Л. М. Воронин, А. А. Лазарев, К. В. Показеев, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Температурная стратификация приподнятого слоя воздуха должна влиять на генерацию и развитие ветровых волн [1]. В настоящее время этот вопрос еще полностью не исследован. Имеются отдельные работы, в которых указывается, что температурная стратификация или разность температур воды и воздуха, более часто измеряемая в натуральных условиях, влияет на ветровое волнение [2, 3]. Однако в этих работах содержится только изложение отдельных фактов. К данной проблеме относятся и работы, в которых исследовалось влияние стратификации на коэффициент сопротивления, например [4]. Связь коэффициента сопротивления с параметрами волнения, по крайней мере с его высокочастотной частью, хотя и имеет место, еще не изучена [1, 4].

На необходимость изучения влияния температурной стратификации на ветровое волнение указывается и в работах, в которых проводилось сопоставление контактных и спутниковых методов измерения характеристик поверхностного слоя океана. Например, в [5] значительные расхождения в контактных и спутниковых измерениях скорости ветра над поверхностью океана объясняются влиянием стратификации на высокочастотные составляющие спектра ветрового волнения, по интенсивности которых, измеренной радиолокатором, определяли среднюю скорость ветра.

Нами проведено экспериментальное исследование начальной стадии генерации ветровых волн при скоростях ветра до 8 м/с для различных значений температур воды и воздуха. Так как время или разгон, необходимые для полного развития высокочастотных составляющих ветрового волнения, малы [6], начальные стадии генерации волн в лабораторных и природных условиях во многом идентичны.