3. Л. Ф. Верещагин, Н. А. Юзефович. Измерение скорости звука в жидкостях под давлением до 2500 *атм* оптическим методом. Ж. эксп. и теор. физ., 1958, 34, 2, 534—536.
4. J. F. Mifsud, A. W. Nolle. Velocity and absorption of ultrasonic waves in several nonassociated liquids under high pressure. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 3, 469—477.
5. Л. Бергман. Ультразвук. М., ИЛ, 1956, стр. 259.
6. Landolt-Börnstein. Physikalisch — chemische Tabellen, 1935, I, 89—92.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступило в редакцию 16 января 1962 г.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЦЕВОЙ ПОПРАВКИ ЩЕЛИ, ПОСТАВЛЕННОЙ ПОПЕРЕК ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ТРУБЫ

Е. М. Грешилов

При нахождении концевой поправки часто предполагают поршневое распределение скорости в отверстии диафрагмы. Представляет интерес выяснить, насколько это предположение точно.

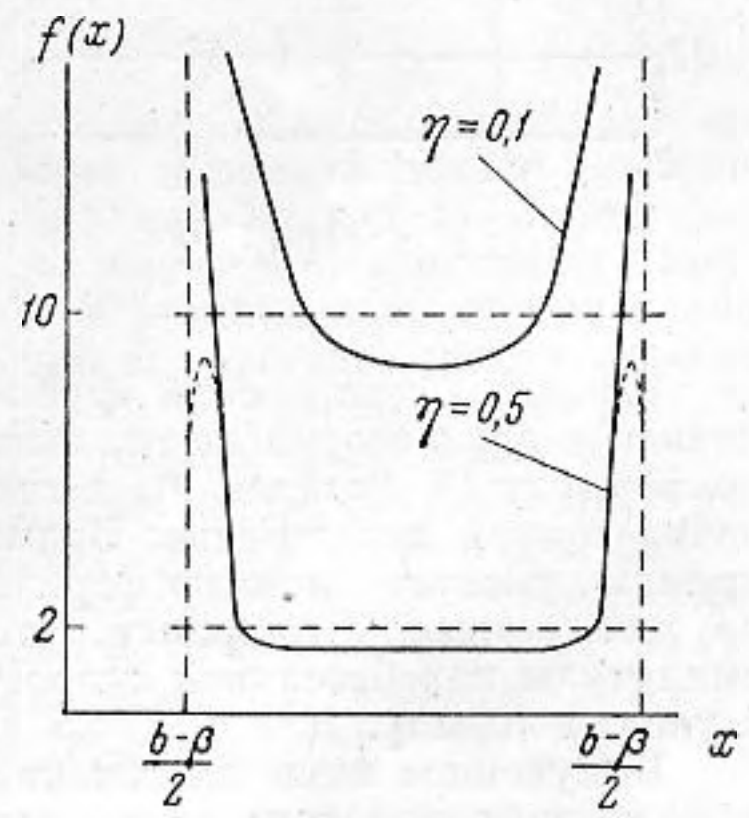
Известно, что определение концевой поправки связано с решением задачи о влиянии диафрагмы в волноводе на распространение звука в нем. Математическая формулировка задачи о распространении плоской звуковой волны в прямоугольном волноводе и плоской электромагнитной волны магнитного типа между двумя бесконечными плоскостями оказывается эквивалентной.

Используя метод, изложенный в работе [1], можно приближенно (в квазистатическом приближении) рассчитать распределение колебательной скорости в плоскости диафрагмы и получить выражение для концевой поправки щели. Из решения задачи следует, что в отверстии симметрично расположенной щели в случае длинных волн устанавливается следующее распределение амплитуды колебательной скорости $f(x)$ (амплитуда плоской волны, падающей на щель, равна единице)

$$f(x) = \sin \pi x / b \, (\sin^2 \pi\beta / 2\beta - \cos^2 \pi x / b)^{-1/2},$$

$$\frac{b-\beta}{2} \leqslant x \leqslant \frac{b+\rho}{2}, \qquad (1)$$

где b — ширина волновода, β — ширина щели, в середине щели $x = b/2$ и $f(x) = (\sin \pi\beta/2b)^{-1}$, на краях щели $x = b - \beta/2$, $b + \beta/2$ и $f(x) = \infty$. Бесконечность скорости на краях щели объясняется тем, что при выводе пренебрегалось действием вязкости.



Фиг. 1

На фиг. 1 приведены графики $f(x)$ для $\eta = \beta/b = 0{,}1$; $\eta = 0{,}5$. Горизонтальные штриховые линии дают значения величины $1/\eta$, которая выражает амплитуду колебательной скорости в предположении поршневого распределения скорости.

Вследствие наличия вязкости колебательная скорость на краях щели равна и следует считать, что на расстоянии вязкой волны от края щели действием вязкости можно пренебречь. На фиг. 1 пунктирной кривой дан качественный характер распределения $f(x)$ при наличии вязкости.

Полученному распределению скорости соответствует концевая поправка (с одной стороны)

$$\delta = \frac{b\eta}{\pi} \cdot \ln \left(\operatorname{cosec} \frac{\pi}{2} \eta \right). \qquad (2)$$

Отметим, что волновое уравнение для бесконечно длинных волн переходит в уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$. В этом случае звуковое поле определяется уравнением для течения идеальной несжимаемой жидкости. Гуревич [2], решая уравнение Лапласа методом конформного преобразования, исследовал обтекание решеток. Результат расчета Гуревича может быть использован для определения концевой поправки щели в прямоугольном экране. Расчеты показывают, что из решения Гуревича получается концевая поправка для бесконечно тонкого экрана, также определяемая формулой (2).

Полученную формулу для концевой поправки щели интересно сравнить с выражением Ингарда [3], полученным в предположении поршневого распределения скорости в отверстии диафрагмы. Из работы [3] для случая щели в середине перегородки получается следующее выражение для концевой поправки:

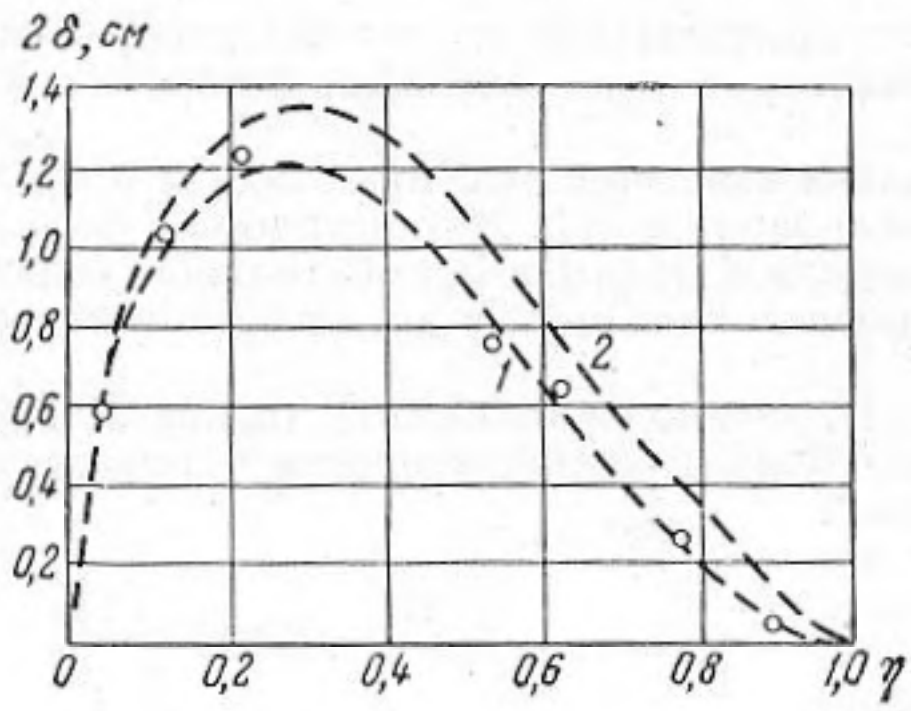
$$\delta = \frac{b\eta}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sin n\pi\varsigma}{n\pi\eta}\right)^2 \frac{1}{n}; \tag{3}$$

для $\eta < 0{,}3$ с большой степенью точности

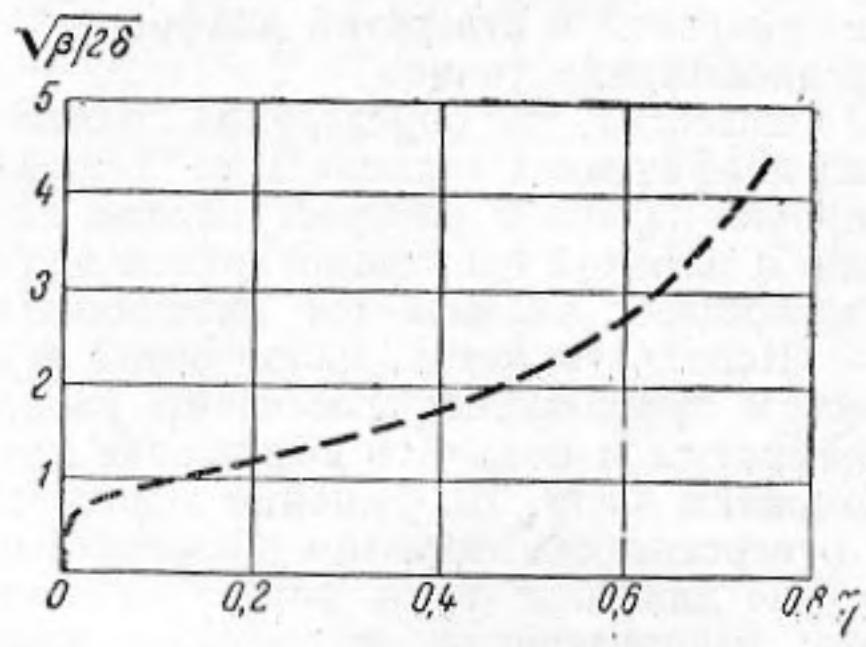
$$\sum_{1}^{\infty} \left(\frac{\sin n\pi\eta}{n\pi\eta}\right)^2 \frac{1}{n} \simeq [\ln(1/\eta) - 0{,}338]. \tag{4}$$

Ряд в выражении (3) табулирован [4].

Экспериментальное определение концевой поправки щели велось методом стоячих волн в специально сконструированном интерферометре с квадратной трубой (поперечные размеры 8 *см* × 8 *см*) с перегородками толщиной 0,15 *см*. Эксперимент был проведен на частоте 650 *гц*. Волны с частотой 650 *гц* для данной трубы можно считать длинными. Точность эксперимента можно было оценить в 5%.



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 2 для данной трубы приводятся теоретические кривые для концевых поправок с двух сторон щели, вычисленные при $b = 8$ *см* по формуле (2) (кривая *1*) и по формуле (3) (кривая *2*), а также экспериментальные точки, приведенные к бесконечно тонкой перегородке. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую, рассчитанную по формуле (2). Таким образом можно заключить, что формула для концевой поправки, полученная в предположении поршневого характера амплитуды колебательной скорости в отверстии, дает небольшое завышение, растущее с увеличением η. Для $\eta < 0{,}5$ это завышение не превосходит 15%.

Полученное выше выражение для концевой поправки позволяет найти резонансную частоту щелевого звукопоглотителя для длинных волн и нормального падения звука

$$f_{\text{рез}} = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{\eta}{L2\delta}\right)^{1/2} \cdot (1 + l/2\delta)^{-1/2}.$$

При

$$l/2\delta \ll 1 \qquad f_{\text{рез}} = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{1}{Lb}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\beta}{2\delta}\right)^{1/2} = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{k}{v}\right)^{1/2}. \tag{5}$$

Здесь k — проводимость отверстия на единицу длины, $v = Lb$ — объем резонатора на единицу длины, L — расстояние до задней отражающей стенки, l — толщина перегородки с щелью. Остальные величины имеют ранее указанный смысл. На фиг. 3 дается график функции $(\beta/2\delta)^{1/2} = k^{1/2}$, вычисленной на основании формулы (2).

Приношу благодарность С. Н. Ржевкину за предложение темы, внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин. Современная теория волноводов. М., ИЛ, 1954.
2. М. И. Гуревич. Присоединенная масса решетки, состоящей из прямоугольников. Прикл. матем. и мех., 1940, 4, 2, 93—100.

3. Uno Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 6, 1037—1061.
4. I. R. Whinnery, H. W. Iamieson. Equivalent circuits for discontinuities in transmisson lines. Proc. I. R. E., 1944, 32, 2, 98—114.

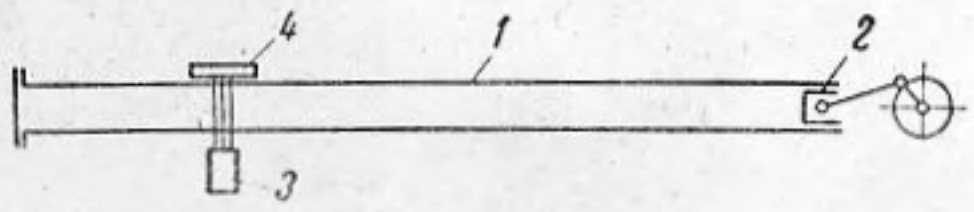
Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступило в редакцию
10 июня 1961 г.

КОАГУЛЯЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

А. И. Гуляев, В. М. Кузнецов

В ходе исследования резонансных колебаний большой амплитуды, проводившегося под руководством П. Л. Капицы, обнаружено явление ускоренной коагуляции аэрозолей в замкнутом объеме в присутствии ударных волн. Схема установки для получения колебаний большой амплитуды с ударными волнами изображена на фиг. 1. В трубе *1* из органического стекла, закрытой с одного конца фланцем, движется поршень *2*, совершающий гармонические колебания с частотой f. С увеличением частоты амплитуда колебаний газа в трубе возрастает, и при $f = f' \simeq c/2L$, где c — скорость звука в газе, L — длина трубы, устанавливается резонансный режим с ударными волнами. На фиг. 2 представлены осциллограммы давления, полученные с помощью пьезодатчиков, установленных на закрытом конце трубы (кривая *а*), в середине трубы (кривая *б*) и вблизи поршня (кривая *в*). Показания пьезодатчиков регистрировались одновременно на ленте шлейфного осциллографа. На осциллограмме нанесены также отметки времени (механический вибратор с частотой $500 \pm 0{,}1$ *гц*, кривая *г*) и импульсы, указывающие момент прохождения поршня через левую мертвую точку (кривая *д*). Амплитуда давления на закрытом конце трубы в резонансном режиме равна 0,32 *атм*. При значениях f несколько меньших f' можно осуществить режим колебаний с большими амплитудами (0,20 *атм* на конце трубы), но без ударных волн (фиг. 3). Нелинейные эффекты и в этом режиме весьма значительны: при дальнейшем приближении частоты f к резонансной частоте возникают ударные волны. Фиг. 4 иллюстрирует появление разрывов при плавном повышении частоты f. Ударные волны значительно меньшей интенсивности появляются в газе также при $f = {}^1/_2 f'$: этот режим колебаний подобен резонансному, но амплитуда давления на закрытом конце трубы составляет лишь 0,08 *атм*. На фиг. 5 показано изменение давления на закрытом конце трубы (кривая *а*) и вблизи поршня (кривая *в*) (масштаб этой осциллограммы увеличен) в этом режиме.



Фиг. 1

Фотографии фронта ударной волны в режиме, отвечающем фиг. 2, полученные с помощью теневого прибора (фиг. 6) показали, что за фронтом движется система косых скачков уплотнения, интенсивность которых, по крайней мере, на порядок меньше интенсивности основной ударной волны. Точное определение интенсивности косых скачков затруднительно, так как пьезодатчик частично регистрирует и механические вибрации всей системы. В течение периода колебаний ударная волна дважды проходит через любую точку трубы, при этом частота следования косых скачков уплотнения составляет в среднем 3—5 *кгц*. Прямые измерения скоростей газа в трубе показывают, что при возбуждении резонансных колебаний с ударными волнами движение газа становится турбулентным (интенсивность турбулентности при амплитуде давления 0,3 *атм* достигает 4—6%).

Перед началом эксперимента труба заполнялась масляным туманом из специального генератора [1] (размер жидких частиц по данным оптических измерений 1—10 *мк*) или табачным дымом. Концентрация частиц в тумане, определяемая его прозрачностью, регистрировалась автоматически: луч света из осветителя (фиг. 1, *3*), пройдя сквозь стенки трубы и туман, попадал на фотоэлемент (фиг. 1, *4*), включенный в цепь самопишущего потенциометра. Перед началом коагуляции ток фотоэлемента равен i_0. Прозрачность среды характеризуется разностью $i - i_0$, где i — текущее значение тока фотоэлемента.

В спокойном состоянии время осаждения масляного тумана в трубе измеряется десятками минут. При возбуждении в газе синусоидальных колебаний большой амплитуды (фиг. 3, $\Delta p = 0{,}2$ *ат*) масляный туман полностью выседает на стенках трубы