

Справ.

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

**АКУСТИЧЕСКИЕ
И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ
ИЗМЕРЕНИЯ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 45 (105)

СТАНДАРТИЗ
МОСКВА — 1960



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

АКУСТИЧЕСКИЕ
И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ
ИЗМЕРЕНИЯ

m 12.265a

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 45 (105)

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного научно-исследова-
тельского института метрологии
имени Д. И. Менделеева

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
МОСКВА — 1950

ОИТИ

Ответственный редактор выпуска
канд. физ.-мат. наук И. Г. РУСАКОВ

Редакционная коллегия:

Г. Д. Бурдун, А. Л. Дуллер, В. И. Ермаков, М. К. Жоховский, Л. М. Занс, А. И. Константинов, Ф. В. Лубенцов, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский, И. Г. Русаков, Н. А. Сорокин,
В. Н. Титов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем сборнике трудов ВНИИФТРИ объединены работы по акустическим и гидроакустическим измерениям, выполненные в лаборатории акустических измерений. Работы относятся к начальному периоду существования лаборатории (1954—1957 гг.), когда основное внимание приходилось уделять вопросам проектирования и оснащения специальных сооружений, на которые должна опираться деятельность лаборатории в дальнейшем, — большой и малой звукомерных камер и гидроакустического измерительного бассейна. Наряду с этим в лаборатории начали развиваться новые метрологические исследования в двух направлениях: рефрактометрические (оптические) измерения ультразвука в воде и измерения уровней интенсивности и громкости акустических шумов.

В сборник включена одна из работ по оптическим методам измерения ультразвука в воде — статья В. Л. Власова, в которой рассмотрены возможности применения оптической микрофазометрии для измерения ультразвукового давления и для градуировки преобразователей. Эта работа открывает перспективы применения оптической микрофазометрии для решения ряда задач ультразвуковых измерений, а также, возможно, и для гидроакустических измерений на более низких частотах. Вместе с тем в области ультразвуковых пучков выявилась необходимость серьезного углубления в исследовании не только амплитудных, но и фазовых неоднородностей, имеющихся в реальных условиях.

Другим оптическим методом, исследованным в лаборатории, является метод дифракционных спектров. Работа по этому методу проводится А. Е. Резниковым. В настоящем сборнике она лишь частично освещена в связи с работой В. Л. Власова. Полное описание этой работы намечено в одном из последующих сборников трудов ВНИИФТРИ после ее завершения.

Работа Д. З. Лопашева представляет собой попытку найти приемлемое для практики приближение при измерении шумов, которое позволило бы простыми средствами, не прибегая к подробному спектральному анализу, получить значение уровня интенсивности и уровня громкости шума. Для решения этой задачи разработаны специальные методы градуировки и поверки шумомеров в поле типовых шумов. Результаты этой работы встретили живой отклик в докладах на отчетной сессии ВНИИМ и на Всесоюзной акустической конференции 1958 г. Для окончательного признания предложений по измерению шума, содержащихся в работе Д. З. Лопашева, требуется еще проверка в практике измерения шумов на производстве, транспорте и т. п.

Помимо работ по отмеченным выше двум новым направлениям, в сборник включены статьи, относящиеся к акустическим и гидроакустическим измерениям хорошо известным методом диска Рэлея в трубе-резонаторе. Эти работы вносят уточнение в теорию и имеют целью уменьшение систематических погрешностей и повышение чувствительности измерительных установок для точной градуировки образцовых микрофонов и гидрофонов.

DECLARATION

I, the undersigned, do hereby certify that the foregoing is a true and correct copy of the original as the same appears in the records of the Board of Health of the City of New York.

Witness my hand and the seal of the Board of Health at New York, this 10th day of June, 1901.

JOHN W. WARD, President of the Board of Health.

JOHN W. WARD, President of the Board of Health.

M
E
L
J
T
H
2

9
4

Y
H
H
H

1
0
1
1

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ШУМОМЕРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УРОВНЯ ГРОМКОСТИ ШУМОВ

Широко распространенный в настоящее время объективный шумомер служит для измерения величины, называемой уровнем звука. Эта величина получается в результате взвешивания частотных составляющих звука по стандартным характеристикам шумомера, приближенно соответствующим кривым равной громкости уха. Шумомер имеет также линейную частотную характеристику, при включении которой измеряется уровень звукового давления над пороговым значением $2 \cdot 10^{-4}$ дин/см².

Градуировка объективных шумомеров обычно производится на чистых тонах или, реже, на полосах шума и имеет целью получение частотной характеристики поправок к показаниям шумомера.

Однако на практике редко приходится измерять чистые тона или узкие полосы шума, а чаще — шумы широкополосных сплошных или линейчатых спектров. В этих случаях расчет поправок на отклонение частотных характеристик прибора от стандартных довольно сложен, а если неизвестен спектр измеряемого шума, такой расчет вообще невозможен.

Для устранения этого несоответствия между звуками, применяемыми при градуировке, и звуками, измеряемыми в условиях эксплуатации прибора, нами был предложен и исследован способ градуировки на типовых шумах, приближающихся по своим свойствам к реальным промышленным шумам.

Основные задачи работы:

1. Отыскание способа градуировки объективных шумомеров, который позволил бы повысить точность измерений шума путем внесения поправок в измерения при неизвестных спектрах измеряемых шумов.

2. Исследование погрешности измерений шумов объективным шумомером с коррекциями, приближенно соответствующими кривым равной громкости уха.

Известно, что коррекция частотной характеристики в шумомере предназначены для приближения показаний его к истинному значению уровня громкости, однако такое исследование необходимо ввиду того, что по данным различных авторов показания шумомера значительно отличаются от истинного уровня громкости шумов.

Средний наклон спектра шумов

Рассматривая спектры транспортных и производственных шумов, замечаем, что они обычно охватывают несколько октав, причем энергия, отнесенная к полосе 1 гц, зависит от частоты, если не считать случая белого шума. В первом приближении эту частотную зависимость можно выразить через наклон прямой линии, аппроксимирующей кривую спектрального уровня мощности шума по известному методу наименьших

квадратов. Условимся для определенности пользоваться при этом логарифмическими масштабами осей частот и давлений.

Указанную прямую назовем линейной тенденцией спектрального уровня мощности и уравнение ее напишем в виде

$$y_k = \gamma_0 + \gamma k, \quad (1)$$

где: $k = 1, 2, 3, \dots, n$ — номер октавного или полуоктавного и т. д. интервала деления оси частот;
 n — число интервалов деления.

Величина $y_k = 10 \lg \frac{w_k}{w_0}$ выражена в децибелах и представляет собой средний спектральный уровень мощности в k -том частотном интервале.

В выражении для y_k :

w_k — средняя мощность в спектре, приходящаяся на 1 гц в k -том интервале;

w_0 — нулевое значение этой мощности, соответствующее пороговому давлению $2 \cdot 10^{-4}$ дин/см².

В результате измерений спектра обычно известны величины y_k, k и n . Пользуясь методом наименьших квадратов, получим систему двух нормальных уравнений

$$\left. \begin{aligned} n\gamma_0 + \gamma \sum_{k=1}^n k &= \sum_{k=1}^n y_k \\ \gamma_0 \sum_{k=1}^n k + \gamma \sum_{k=1}^n k^2 &= \sum_{k=1}^n ky_k \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

откуда легко определить коэффициенты γ_0 и γ .

В частности, значение γ определится равенством

$$\gamma = \frac{n \sum_{k=1}^n ky_k - \sum_{k=1}^n k \sum_{k=1}^n y_k}{n \sum_{k=1}^n k^2 - \left(\sum_{k=1}^n k \right)^2} \text{ дб/окт.} \quad (3)^*$$

Для каждого реального спектра шума может быть вычислено значение γ . Непрерывный параметр γ может принимать как отрицательные значения (спадающие с возрастанием частоты спектры), так и положительные значения (возрастающие с возрастанием частоты спектры). Для белого шума $\gamma = 0$. Для спектра с одинаковыми уровнями в октавах $\gamma = -3$ дб/окт.

Использование параметра γ облегчает рассмотрение практических вопросов. В качестве примера приведем вопрос о связи между допусками на неравномерность частотной характеристики шумомера и погрешностями шумомера при измерении шумов.

На рис. 1 пунктиром даны допуски на неравномерность линейной частотной характеристики шумомера, приблизительно соответствующие американскому стандарту ASA Z24, 3 [1].

Прямые 2 и 3 определяют линейно возрастающие или убывающие характеристики шумомера с крайними наклонами.

Вычислим разность δ между показанием шумомера с частотной характеристикой 2 или 3 и показанием прибора с характеристикой 1 при различных значениях параметра γ спектров шумов.

* Формулу можно также представить в виде $\gamma = \frac{6}{n(n^2-1)} \sum_{k=1}^n (2k-n-1)y_k$

Если на шумомер с частотной характеристикой $A(f)$ воздействует шум со сплошным спектром, имеющим спектральную мощность $\omega(f)$, то показание шумомера будет

$$N = 10 \lg \int_{f_a}^{f_b} A^2(f) \omega(f) df,$$

где: f_a и f_b — предельные частоты диапазона, внутри которого $A(f) \neq 0$.

Пусть:

$A_0(f)$ — номинальное значение стандартной характеристики, установленной для шумомера;

$A(f)$ — действительная характеристика, несколько отклоняющаяся от $A_0(f)$.

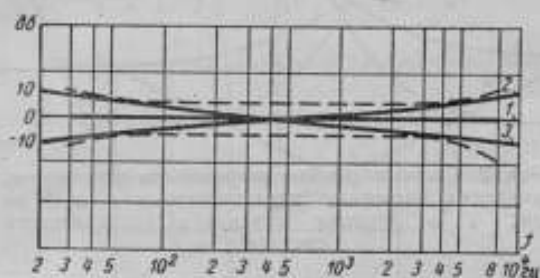


Рис. 1. Допуски на неравномерность линейной частотной характеристики шумомера по американскому стандарту

Погрешность прибора, обусловленную этим отклонением, представим как разность между показанием прибора N , соответствующим фактической характеристике $A(f)$, и показанием прибора N_0 , соответствующим стандартной характеристике $A_0(f)$:

$$\delta = N - N_0 = 10 \lg \frac{\int_{f_a}^{f_b} A^2(f) \omega(f) df}{\int_{f_a}^{f_b} A_0^2(f) \omega(f) df} \text{ дб.} \quad (4)$$

Поправка к показаниям прибора определится так:

$$\Delta = -\delta.$$

Задавая спектры параметром γ , для каждого значения частоты f можно определить значение спектральной мощности $\omega(f)$. По графику рис. 1 для этого же значения f можно найти $A(f)$, принимая $A_0(f) = 1$ (для случая характеристики C). Подставляя значения в формулу (4) и произведя численное интегрирование, получим результаты, представленные на рис. 2. Кривые a и b определяют систематические погрешности шумомеров при измерении шумов с различными спектрами (γ), если шумомеры имеют частотные характеристики соответственно 2 и 3 на рис. 1. Кривые c и d на рис. 2 рассчитаны для случая вдвое меньших допусков, чем приведены на рис. 1.

Сравнивая погрешности шумомеров на чистых тонах (рис. 1) с погрешностями на шумах (рис. 2), сделаем следующие выводы:

1. Систематические погрешности шумомера, удовлетворяющего требованиям рис. 1, не превышают на шумах максимальных погрешностей, определяемых по частотной характеристике шумомера, и при сделанных допущениях о частотных характеристиках и спектрах приближаются к максимальным значениям асимптотически.

Рис. 2. Для некоторых шумов (в данном случае для $\gamma \approx -3 \text{ дБ/окт}$) погрешность имеют минимальные значения. В случае этих шумов может иметь место компенсация погрешностей в связи с тем, что влияние низких и высоких частот различно по знаку.

В качестве второго примера рассмотрим зависимость показаний шумомера от выбора частотных коррекций.

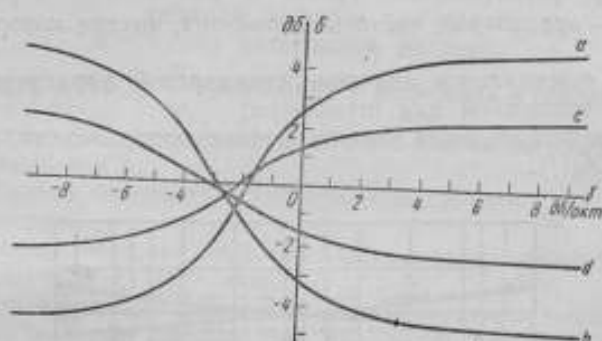


Рис. 2. Систематические погрешности шумомеров, имеющих частотные характеристики 2 и 3, по рис. 1 в функции параметра спектрального состава γ

Произведем вычисление разности между уровнем звука N_s и уровнем звукового давления N_d для различных значений γ и различных кривых коррекции.

На рис. 3 даны кривые, построенные по пяти-шести рассчитанным точкам для каждой кривой.

По кривым рис. 3 видим, что обычно применяемые коррекции (30—70 фон) во всех случаях уменьшают показания шумомера по сравнению с показаниями при включении линейной характеристики (ось абсцисс). При $\gamma = -5 \text{ дБ/окт}$ и коррекции 30 фон это уменьшение достигает 8 дБ. Для спектров $-5 \text{ дБ/окт} < \gamma < +5 \text{ дБ/окт}$ влияние выбора коррекций 30, 40, 50, 70 фон мало (до 3 дБ), но резко возрастает для $\gamma < -5 \text{ дБ/окт}$.

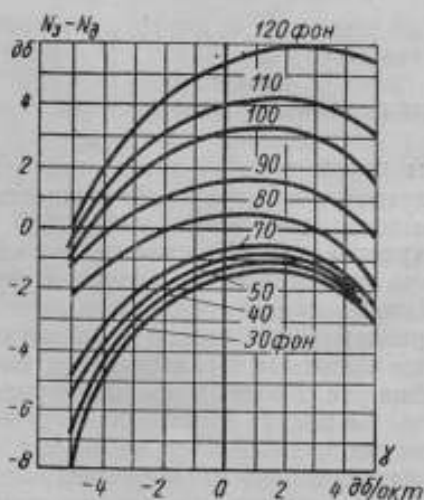


Рис. 3. Разность между уровнем звука N_s и уровнем звукового давления N_d при различных характеристиках коррекции по кривым равной громкости в функции параметра спектрального состава шума γ

Кривые рис. 3 можно использовать для сравнения показаний шумомеров, не имеющих соответствующих друг другу коррекций (коррекции, имеющиеся в одном типе прибора, часто отсутствуют в другом типе).

Градировка шумомеров на типовых шумах

Приведенные графики показывают, что параметр спектра γ можно выбрать в качестве критерия при рассмотрении как систематических погрешностей шумомеров с различными частотными характеристиками (см. рис. 2), так и значений измеряемой величины — уровня звука в случае стандартных характеристик шумомеров с коррекцией на разные уровни громкости (см. рис. 3).

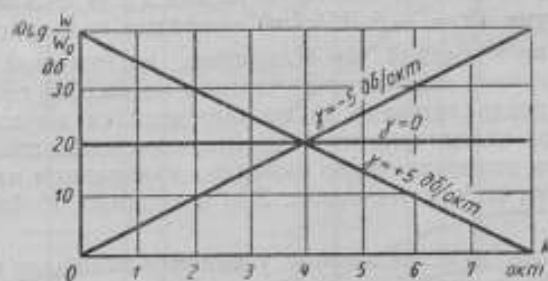


Рис. 4. Идеализированные спектры типовых шумов, создаваемых на установке для градуировки шумомеров, приведенные к ширине полосы 1 окт

Нами был предложен и исследован способ градуировки шумомеров в шумовом поле, т. е. определение поправок к показаниям при измерении шумов с различными значениями параметра γ .

Была собрана и метрологически исследована установка, позволяющая создавать в обычном лабораторном помещении шумовые спектры с тремя значениями γ ($\gamma = -5$ дБ/окт, $\gamma = 0$, $\gamma = +5$ дБ/окт) с незначительными местными неравномерностями спектра (± 7 дБ).

Идеализированные спектры типовых шумов, создаваемых на установке, представлены на рис. 4, где по оси абсцисс отложены октавные интервалы частот, а по оси ординат — спектральный уровень мощности шума (принят условный нулевой уровень).

Блок-схема установки представлена на рис. 5. Громкоговоритель 4, создающий звуковое поле типовых шумов, питается от генератора напряжения шума 1 через фильтры 2, формирующие спектры типовых шумов.

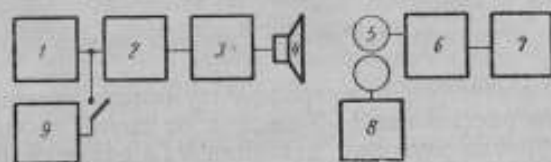


Рис. 5. Блок-схема установки для градуировки шумомеров по методу типовых шумов:

1—генератор напряжения шума; 2—фильтры; 3—усилитель мощности; 4—громкоговоритель; 5—измерительный микрофон; 6—микрофонный усилитель; 7—измерительный прибор; 8—шумомер; 9—звуковой генератор

и усилитель мощности 3. Звуковое давление в поле на расстоянии 25—30 см от громкоговорителя измеряется при помощи образцового измерительного микрофона 5 с микрофонным усилителем 6 и измерительным прибором 7. Шумомер 8 помещается на расстоянии 1—2 см от микрофона 5 симметрично относительно оси громкоговорителя.

Для исключения систематических погрешностей измерения уровня звукового давления на установке, происходящих от неравномерности частотной характеристики образцового микрофона, производилась градуировка микрофона на исходной установке для воспроизведения единицы звукового давления по методу диска Рэлея. Измеренный при помощи микрофона спектр типового шума корректировался по частотной характеристике микрофона, после чего методом численного интегрирования вычислялась поправка к измеренному уровню звукового давления шума. Для микрофона типа МИК-5 эта поправка составила -4 дБ на равномерном шуме ($\gamma = 0$) и -6 дБ на высокочастотном ($\gamma = +5$ дБ/окт). На низкочастотном шуме ($\gamma = -5$ дБ/окт) поправка оказалась равной нулю.

Принимая во внимание, что вследствие достаточной независимости спектрального уровня мощности от частоты на выходе генератора напряжения шума спектр типового шума определялся на нашей установке только частотной характеристикой тракта; измерение спектра, необходимое для расчета поправок, было заменено измерением частотной характеристики тракта на чистых тонах. Это позволило обойтись без анализатора спектра.

Предварительное исследование установки включало проверку спада звукового давления вблизи выбранной рабочей точки по закону обратной пропорциональности расстоянию до полюса излучения громкоговорителя и проверку спектра шумов.

Измерение спада звукового давления в зависимости от расстояния до громкоговорителя было проведено в различных направлениях от центра излучения и позволило определить область поля бегущей волны, где отклонение от закона обратной пропорциональности было достаточно мало.

Была также исследована закон статистического распределения мгновенных значений звукового давления шумов (методом фотометрирования многократно наложенной записи шума на экране катодного осциллографа). Для всех типовых шумов закон распределения мгновенных значений звукового давления оказался близким к нормальному (гауссовому). Практическим следствием из этого результата явилась возможность производить измерения при помощи лампового вольтметра с линейной характеристикой детектора с внесением поправки, которая, как известно, для этого вида распределения составляет $+1,05$ дБ [1].

Среднеквадратичная погрешность измерения уровня звукового давления на установке оценена в ± 1 дБ.

Измерения производились в диапазоне частот 50—8000 гц при уровнях звукового давления, превышающих уровень акустических помех на 30—40 дБ.

Градуировка шумомера по методу типовых шумов производится следующим образом.

Образцовый микрофон и микрофон шумомера помещаются в поле типового шума на расстоянии 2—3 см друг от друга; производится измерение истинного уровня звукового давления N_0 и делается отсчет по шумомеру $N_{0ш}$ при включении линейной частотной характеристики.

Измерения повторяются для трех типовых шумов. На рис. 6 по оси ординат отложены полученные значения $(N_0 - N_{0ш})$ для различных шумомеров; эти величины можно назвать поправками к показаниям шумомеров.

Для градуировки шумомеров по уровню звука (при включении коррекций) предварительно вычисляется истинное значение уровня звука. При этом спектры типовых шумов (в нашем случае заменяющие их частотные характеристики тракта) корректируются по стандартным характеристикам, принятым для шумомеров; после этого вычисляется разность

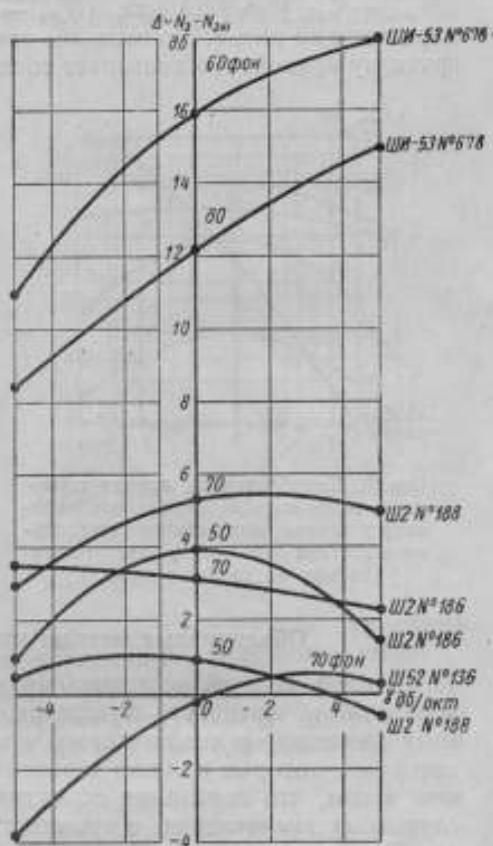
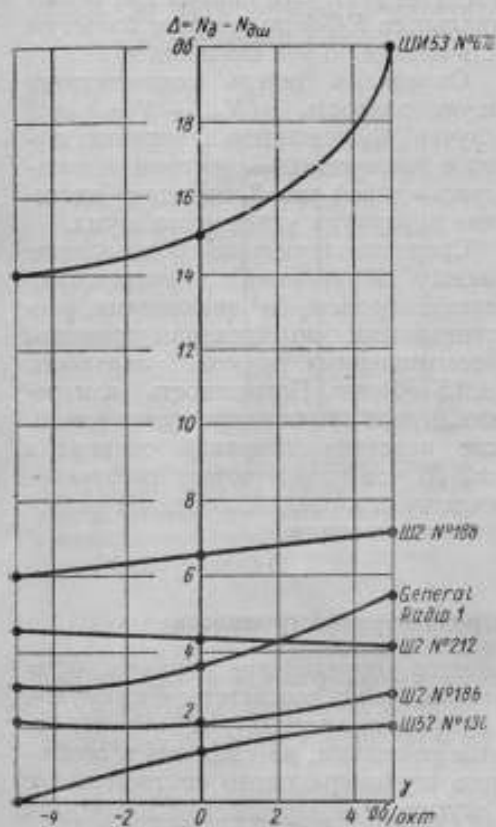


Рис. 6. Поправки к показаниям различных шумомеров, полученные экспериментально на типовых шумах при включении линейной частотной характеристики C .

Рис. 7. Поправки к показаниям различных шумомеров, полученные экспериментально на типовых шумах при включении коррекций по кривым равной громкости.

между полученным таким образом значением уровня звука N_z и расчетным значением уровня звукового давления N_d . Прибавляя разность $(N_z - N_d)$ к истинному значению уровня звукового давления N_d , определенному на установке, получают истинное значение уровня звука N_z , с которым и сравнивают показание шумомера при включении соответствующей коррекции $N_{зш}$.

На рис. 7 даны значения $(N_z - N_{зш})$ поправок к показаниям шумомеров для различных приборов в функции от γ .

Для внесения поправок в измерение по кривым рис. 6 и 7 необходимо знать параметр γ для спектра того шума, измерение которого производится в каждом случае. При этом обычно спектр шума бывает неизвестен.

Чтобы обойтись без анализа измеряемых шумов и получить результат с помощью одного шумомера, нами был предложен для определения γ следующий простой способ.

На типовых шумах, т. е. при известных значениях $\gamma = -5; 0; +5$ dB/oct отмечаются показания шумомера при включении линейной частотной характеристики $N_{зш}$ и при включении наименьшей коррекции $N_{зш}$.

Еще лучше вместо последней коррекции подключить к клеммам для фильтров простой RC-фильтр, обеспечивающий спад частотной характеристики прибора примерно на 5 дБ на каждую октаву. При этом получим показания шумомера N_{RC} . По данным таких измерений строится калибровочная кривая прибора в зависимости от параметра γ ($N_{дш} - N_{эш} = f(\gamma)$ или $(N_{дш} - N_{RC}) = f(\gamma)$). Эта кривая для шумомера дана на рис. 8. Применение специального RC-фильтра дает большую крутизну кривой, что повышает точность оценки по ней значения γ .

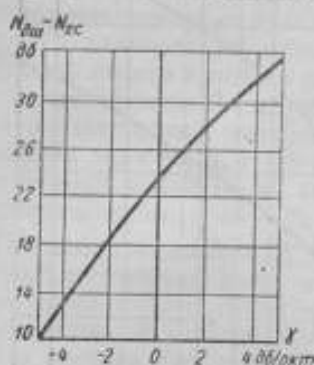


Рис. 8. Калибровочная кривая шумомера, позволяющая определить параметр γ шумов неизвестного спектрального состава (получена экспериментально из типовых шумов)

Определив теперь соответствующую разность $(N_{дш} - N_{RC})$ для случая, подлежащего измерению шума с неизвестным спектром, и пользуясь кривой рис. 8, находим значение параметра γ для этого шума.

Среднеквадратичное расхождение между значениями γ , измеренными таким образом, и значениями, рассчитанными по спектрам тридцати промышленных шумов, оказалось $\pm 0,5$ дБ/окт. Погрешность измерения шумов при помощи шумомера после внесения поправок оценена в ± 2 дБ, что удовлетворяет требованиям точности, предъявляемым к подобным измерениям.

Объективные методы измерения уровня громкости

Второй задачей исследования является определение правильности показаний объективного шумомера с точки зрения соответствия их слуховому впечатлению человеческого уха. Этот вопрос рассмотрен различными авторами, которые пришли к различным решениям, но сходятся в основном в том, что показания объективного шумомера плохо соответствуют слуховому впечатлению о громкости шумов.

Для приближения показаний шумомера к истинному уровню громкости Кинг и его сотрудники [2] предложили следующий способ.

К уровню звука, измеренному объективным шумомером с коррекциями по кривым равной громкости, добавляется поправка, полученная на основании измерения отношения показаний шумомера с пиковым и квадратичным измерительными приборами.

Другие методы объективного измерения уровня громкости основаны на спектральном анализе шумов. При этом измеряются уровни звукового давления в узких полосах частот относительно порогового значения $2 \cdot 10^{-4}$ дин/см². По кривым равной громкости измеренные уровни выражаются в единицах уровня громкости (фонах), затем последние с помощью стандартной кривой переводятся в единицы натуральной громкости (соны). Соны складываются*, затем сумма сонов пересчитывается по той же кривой в единицы уровня громкости — фоны. Эта трудоемкая процедура сопряжена с большими случайными погрешностями измерений и расчетов, и полученный результат содержит невыявленные систематические погрешности, которые различны для различных методов.

* В некоторых методах при сложении учитывается маскирующее действие одних составляющих спектра на другие.

С целью сравнения различных методов суммирования громкостей приведем расчеты для идеализированных спектров шумов с заданными значениями γ и с определенными суммарными уровнями звукового давления.

Рассчитаем уровни звукового давления в октавных полосах и пересчитаем их в уровни громкости в фонах согласно правилам, предписанным различными методами.

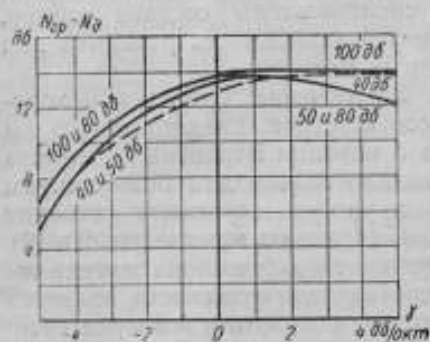


Рис. 9. Разность между уровнем громкости, рассчитанным по методу Стивенса [5] $N_{гр}$, и уровнем звукового давления $N_{д}$ в функциях от параметра спектра γ для идеализированных типовых шумов

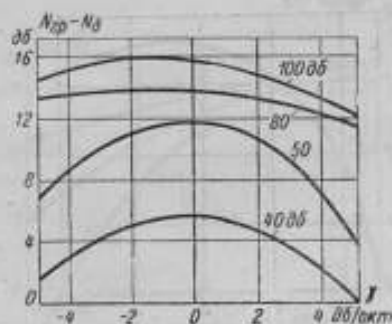


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но для метода Беранека-Петерсона [1]

Отложим на графике разность между полученными уровнями громкости $N_{гр}$ и уровнями звукового давления $N_{д}$ в функции от γ .

На рис. 9 такие кривые построены путем расчета по методу Стивенса [5], на рис. 10 — по методу Беранека-Петерсона [1], на рис. 11 — по методу Минца-Тишера [3] и на рис. 12 — по методу Квишша [4].

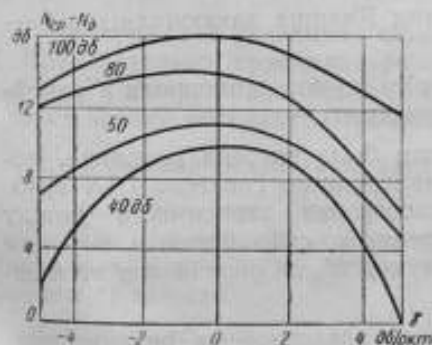


Рис. 11. То же, что и на рис. 9, но для метода Минца-Тишера [3]

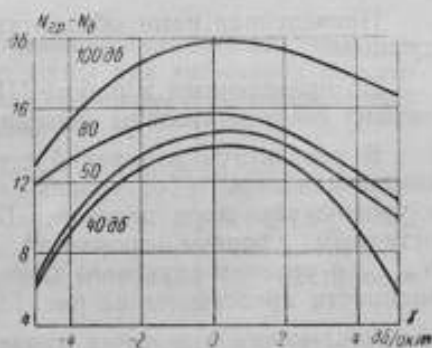


Рис. 12. То же, что и на рис. 9, но для метода Квишша [4]

На кривых в качестве параметра отмечен суммарный уровень звукового давления.

Из сравнения кривых для различных методов сделаем следующие выводы:

1. Уровень громкости, рассчитанный по всем рассмотренным методам, превышает уровень звукового давления, в то время как уровень звука всегда меньше уровня звукового давления (см. кривые на рис. 3). Следовательно, введение коррекций в шумомере, приводящее

всегда к уменьшению показания по сравнению с измерением на равномерной характеристике, не приближает показания шумомера к истинному уровню громкости, как принято думать, а, наоборот, удаляет.

2. При расчете по методу Стивенса (см. рис. 9), в отличие от прочих методов, разность между уровнем громкости и уровнем звукового давления практически не зависит от уровня звукового давления.

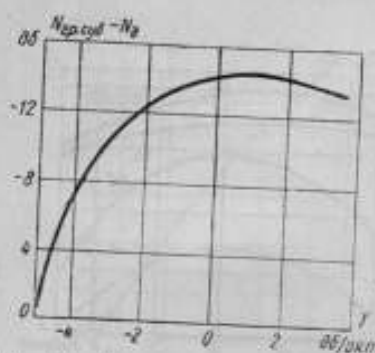


Рис. 13. Разность между уровнем громкости, измеренным Квиццем [4] при помощи субъективного метода $N_{гр.суб}$, и уровнем звукового давления N_d в функции от параметра γ спектров шумов

Для других методов эта разность зависит от уровня звукового давления и от спектрального состава шумов, причем эта зависимость различна для различных методов.

3. Заключение Стивенса о хорошем соответствии предложенного им метода с методом Беранека-Петерсона справедливо только для белого шума ($\gamma = 0$) и уровня звукового давления $N_d = 80$ дБ (сравнить кривые рис. 9 и 10).

Критерием для выбора метода определения уровня громкости является соответствие результата непосредственному слуховому восприятию. Вопрос о преимуществах различных методов расчета громкости был рассмотрен нами на основе обработки данных субъективных и объективных измерений шумов, приведенных в работе Квицца [4].

Измерения производились в заглушенной камере в Геттингене. В субъективных измерениях участвовало 24 человека, истинный уровень громкости определялся со средней погрешностью ± 1 фон. Уровень звукового давления шума измерялся со средней погрешностью $\pm 0,5$ дБ. Уровень звука измерялся шумомером по DIN 5045.

Проведенная нами обработка данных Квицца заключалась в следующем.

По приведенным в работе [4] спектрам шумов (сплошным и линейчатым) были вычислены значения параметра γ .

В результаты измерений шумомером была внесена поправка, позволяющая перейти от уровня звука, измеренного согласно DIN 5045, к уровню звукового давления. Была построена зависимость между истинным уровнем громкости, измеренным субъективным методом $N_{гр.суб}$ и уровнем звукового давления шумов N_d . Средний ход этой зависимости представлен на рис. 13.

Отклонения отдельных значений от приведенной на рисунке кривой практически не выходят за пределы ± 2 дБ.

Сравнивая кривые рис. 9—12 с кривой рис. 13, замечаем, что из всех методов наиболее хорошо соответствует результатам субъективных измерений метод Стивенса (рис. 9).

Однако этот метод также нельзя признать идеальным для шумов низкочастотных, где он дает несколько завышенные значения уровня громкости.

Таким образом, проведенное нами сравнение объективных методов определения уровня громкости приводит к выводу, что метод Стивенса является наиболее достоверным и может быть рекомендован для использования при практических измерениях шумов.

Оценка показаний шумомера по громкости

Сравнивая кривые рис. 3 и 9, замечаем, что при обычно употребляемых коррекциях шумомеров уровень громкости $N_{гр}$ и уровень звука N_s изменяются в зависимости от спектрального состава шумов γ неодинаково.

Это является основной причиной, не позволяющей использовать обычный шумомер для измерений уровня громкости объективным путем. Однако можно заметить, что при коррекции шумомера по кривой равной громкости 120 фон по Флетчеру-Мансону разность ($N_{гр} - N_s$) не зависит от γ и при всех значениях γ равна приблизительно 8 дБ.

На рис. 14. сплошными линиями показана зависимость от γ разности между уровнем громкости, рассчитанным по методу Стивенса (для уровня 80 дБ), и уровнем звука при включении коррекций А (40 фон) и В (70 фон). Пунктирной линией нанесены значения для коррекции 120 фон.

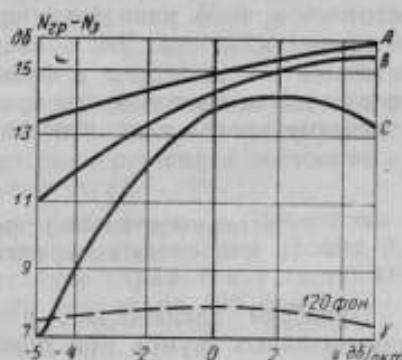


Рис. 14. Разность между уровнем громкости, вычисленным для идеализированных типовых шумов по методу Стивенса [5] $N_{гр}$ и уровнем звука N_s , вычисленным с применением стандартных характеристик шумомера А, В и С, а также коррекции по кривой равной громкости 120 фон.

Рассматривая рис. 14, замечаем, что кривая С, соответствующая равномерной характеристике шумомера, обладает наибольшей общей неравномерностью. Это значит, что показания шумомера на различных шумах (при С) будут в различной степени отличаться от истинного уровня громкости, т. е. шумы будут сравниваться между собой без учета восприятия громкости ухом.

Для кривой В указанная общая неравномерность меньше, чем для С. Следовательно, сравнивая различные шумы при включении коррекции В (70 фон), можно получать лучшее сравнение их между собой с точки зрения восприятия громкости ухом.

Еще лучшие результаты дает коррекция А (40 фон).

Однако замечаем, что абсолютное значение разности ($N_{гр} - N_s$) возрастает при переходе от кривой С к А, т. е. возрастает несоответствие для каждого шума между измеренной величиной и истинным уровнем громкости.

Основываясь на рис. 14, мы предложили употреблять в шумомере коррекцию по кривой равной громкости 120 фон по Флетчеру-Мансону. В этом случае необходимо внести поправку +8 дБ (путем увеличения на 8 дБ коэффициента усиления). Это позволит измерять уровень громкости, и результаты измерений будут соответствовать результатам спектрального анализа и вычислений уровня громкости по методу Стивенса [5]. Этот способ определения уровня громкости был нами назван способом коррекции на 120 фон.

Можно предложить еще один способ определения уровня громкости по показаниям объективного шумомера, заключающийся в следующем. Шумомером измеряются две величины: уровень звукового давления N_s и параметр спектра γ (с помощью кривой рис. 8), зная которые

по кривым для метода Стивенса (см. рис. 9) можно найти поправку к измеренному уровню звукового давления и тем самым определить уровень громкости.

В качестве оценивающих кривых можно принять не только кривые рис. 9, но и кривые для любого другого метода с соответствующей оговоркой. Можно также исходить из кривой субъективных измерений громкости (см. рис. 13), которая может уточняться дополнительными измерениями.

Как известно, наряду с кривыми равной громкости существуют частотные кривые равной неприятности звука и классификация спектров по неприятности. Эти зависимости также легко могут быть пересчитаны и представлены в функции параметра γ с целью использования в качестве оценивающих кривых для перевода показаний шумомера в значения уровня неприятности.

Экспериментальная проверка теоретических выводов по измерению уровня громкости

Проверка заключалась в измерении уровня громкости тринадцати промышленных шумов при помощи двух предлагаемых способов и сравнения результатов измерений с результатами, полученными по методу Стивенса.

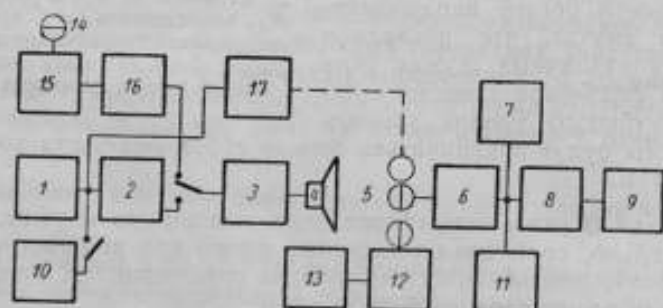


Рис. 15. Блок-схема установки для объективных и субъективных измерений уровня громкости:

1—генератор напряжения белого шума; 2—фильтры, формирующие спектры шумов; 3—усилитель; 4—громкоговорители; 5—конденсаторный микрофон; 6—микрофонный усилитель; 7—кварцевый прибор; 8—октавные фильтры; 9—самописец уровня; 10—звуковой генератор; 11—ламповый вольтметр; 12—шумомер; 13—RC-фильтр; 14—измерительный микрофон; 15—микрофонный усилитель; 16—магнитофон; 17—магнитофонная лента

Была собрана установка, представленная в виде блок-схемы на рис. 15. Установка позволяла производить запись на магнитофоне и воспроизведение в обычном лабораторном помещении шумов, а также измерение этих шумов, спектральный анализ и запись спектрограмм.

Измерения производились в такой последовательности:

1. Калибровка шумомера 12 (см. блок-схему) с дополнительным RC-фильтром 13 на типовых шумах и получение характеристики рис. 8.

При этом использовались: генератор напряжения белого шума 1; фильтры, формирующие спектры типовых шумов, 2; усилитель мощности 3 и громкоговоритель 4.

2. Запись промышленных шумов на магнитофоне 16 при помощи измерительного микрофона 14 с микрофонным усилителем 15 и воспроизведение этих шумов при помощи магнитофона, усилителя 3 и громкоговорителя 4.

3. Измерение уровня звукового давления N_d и параметра γ спектров шумов при помощи шумомера с RC-фильтром. По измеренным значениям N_d и γ и по кривым, рассчитанным по методу Стивенса (см. рис. 9), определялся уровень громкости N_{sp} γ (при измерении N_d в показаниях шумомера вносились поправки по кривой рис. 6 для данного шумомера).

4. Измерение истинного уровня звукового давления шума при помощи конденсаторного микрофона 5 с неравномерностью частотной характеристики ± 1 дБ в диапазоне 50—10 000, микрофонного усилителя 6 и квадратичного прибора 7. Уровень поддерживался постоянным в процессе измерений по ламповому вольтметру 11.

5. Измерение спектра шума при помощи анализатора с $1/3$ октавными фильтрами 8 и автоматическая регистрация самописцем уровня 9. По записи спектра производилось вычисление параметра γ , а также вычисление уровня звука, соответствующего коррекции 120 фон (N_{120}). Эта величина определялась выражением

$$N_{120} = 10 \lg \int_{f_a}^{f_b} A_{120}^2(f) \omega(f) df,$$

где $A_{120}(f)$ — частотная характеристика коррекции, соответствующая кривой равной громкости на 120 фон.

Уровень громкости в соответствии с предложенным нами способом коррекции на 120 фон вычислялся как $N_{sp120} = N_{120} + 8$ дБ. По записи спектра методом Стивенса вычислялся также уровень громкости, соответствующий слуховому восприятию N_{sp} .

Для контроля частотной характеристики тракта использовался звуковой генератор 10, а при прослушивании шумов — магазин затуханий 17.

Рассмотрим пример расчета шума вентилятора, приведенный в табл. 1.

Таблица 1

20 октавы	Диапазон частот (Гц)	N_1 (дБ)	N_{sp}^* (дБ)	S_R (сон)	N_{sp} (дБ)
1	40—50	52	50	0,3	48
	50—64	44			
	64—80	48			
2	80—100	52	55	1,2	51
	100—125	47			
	125—160	51			
3	160—200	55	57	2,7	53
	200—250	49			
	250—320	52			
4	320—400	49	53	2,6	50
	400—500	47			
	500—640	49			
5	640—800	47	52	2,5	52
	800—1000	47			
	1000—1250	46			

СНТИ

№ октавы	Диапазон частот (Гц)	N_i (дБ)	N_k^* (дБ)	S_k (сон)	N_{Σ} (дБ)
6	1250—1600	45	48	2,2	53
	1600—2000	43			
	2000—2500	40			
7	2500—3200	38	41	1,9	50
	3200—4000	36			
	4000—5000	34			
8	5000—6400	33	37	1,8	42
	6400—8000	32			
	8000—10000	31			
			62 дБ (энергетическая сумма)	15,5 сон (арифметическая сумма)	60 дБ (энергетическая сумма)

* См. «вычисления» п. 5.

Измерено:

$N_{\text{дш}} = 62$ дБ — показание шумомера Ш-52 при включении характеристики С.

$N_{\text{РС}} = 54$ дБ — показание шумомера Ш-52 при включении фильтра РС.

$N_{\text{зш}} = 61$ дБ — показание шумомера Ш-52 при включении коррекции 70 фон.

N_i — уровни мощности, измеренные в $1/3$ октавных полосах.

$N_{\sigma} = 62$ дБ — суммарный уровень звукового давления шума, измеренный при помощи образцового микрофона.

Вычисления:

1) Определение параметра γ по данным измерений шумомером: $N_{\text{дш}} - N_{\text{РС}} = 62 - 54 = 8$ дБ; по кривой рис. 8 находим $\gamma = -5,5$ дБ/окт.

2) Истинное значение уровня звукового давления шума по данным измерений шумомером с учетом поправки по рис. 6 ($\Delta \approx 0$):

$$N_{\sigma} = N_{\text{дш}} + \Delta = 62 + 0 = 62 \text{ дБ.}$$

3) Уровень громкости по способу измерения параметра γ : по кривым рис. 9 для $\gamma = -5,5$ дБ/окт находим поправку +6 дБ, откуда $N_{\text{гп}} = 62 + 6 = 68$ фон.

4) Истинное значение уровня звука по данным измерений шумомером с учетом поправки по рис. 7 ($\Delta \approx -4$ дБ):

$$N_z = N_{\text{зш}} + \Delta = 61 - 4 = 57 \text{ дБ.}$$

5) Определение уровня мощности в каждой октаве N_k по измеренным уровням в $1/3$ октавных полосах N_i производится энергетическим суммированием с помощью графика, приведенного в книге Беранека [1, фиг. 350]. Результаты приведены в табл. 1.

Для проверки суммируем энергетически значения N_k и получаем суммарный уровень 62 дБ, что совпадает с истинным уровнем звукового давления, измеренным шумомером и при помощи образцового микрофона.

6) Определение натуральной громкости S_k в октавных полосах производится по таблицам, приведенным в работе Стивенса [5]. В нижней строке табл. 1 дана арифметическая сумма этих громкостей $\Sigma S_k = 15,5$ сон.

Расчет суммарной громкости по методу Стивенса производится по формуле

$$S = S_m + 0,3(\Sigma S_k - S_m) \text{ сон,}$$

где: $S_m = 2,7 \text{ сон}$ — максимальная громкость в октаве;

0,3 — коэффициент маскировки;

$$S = 2,7 + 0,3(15,5 - 2,7) = 6,5 \text{ сон.}$$

Соответственно S по таблице, приведенной в работе Стивенса [5], определяется уровень громкости

$$N_{sp} = 67 \text{ фон.}$$

7) Определение значения N_{120} путем коррекции N_k в октавных полосах по кривой равной громкости 120 фон [1, фиг. 99] (см. табл. 1). Суммируя энергетически N_{120} в октавах, получим значение 60 дб, откуда найдем уровень громкости по способу коррекции на 120 фон:

$$N_{sp120} = 60 + 8 = 68 \text{ фон.}$$

8) Расчет значения γ производится по формуле (3). Измеренный нами спектр приведен к ширине полосы в 1 окт, а не к 1 гц, поэтому, подставляя в формулу (3) N_k вместо y_k для октавных полос, необходимо от вычисленного значения γ отнять величину 3 дб/окт. Это вытекает из увеличения в два раза полосы частот при переходе к соседней октаве.

При этом мы пренебрегаем незначительной погрешностью, зависящей от величины спада спектра [1, стр. 392—393].

Находим:

$$\gamma' = \frac{n \sum_{k=1}^n k N_k - \sum_{k=1}^n k \sum_{k=1}^n N_k}{n \sum_{k=1}^n k^2 - \left(\sum_{k=1}^n k \right)^2} = \frac{8 \cdot 1677 - 36 \cdot 396}{8 \cdot 204 - 36^2} = -2,4 \text{ дб/окт.}$$

$$\gamma = \gamma' - 3 = -2,4 - 3 = -5,4 \text{ дб/окт.}$$

Сравнение результатов

1. Уровень громкости по Стивенсу на десяток и более децибел превышает уровень звука, измеренный шумомером при включении коррекции 70 фон.

2. Уровень громкости по Стивенсу (67 фон) хорошо соответствует значениям уровня громкости, измеренным по способу измерения γ (68 фон) и по способу коррекции на 120 фон (68 фон).

3. Измеренное значение параметра спектра γ (-5,5 дб/окт) соответствует вычисленному (-5,4 дб/окт).

Результаты аналогичных измерений (γ_n) и вычислений (γ_n) для тридцати промышленных шумов приведены в табл. 2, где $\Delta_1 = N_{sp} - N_{sp1}$;

$$\Delta_{120} = N_{sp} - N_{sp120}; \quad \Delta_2 = N_{sp} - N_s$$

(N_s — уровень звука, измеренный шумомером при включении коррекции 70 фон).

Таблица 2

Наименование шума	T_{II} (дб/окт)	T_{III} (дб/окт)	N_{IP} (фон)	ΔT (фон)	$\Delta_{\text{фон}}$ (фон)	$\Delta_{\text{дб}}$ (дб)
Шум вентилятора	-5,5	-5,4	67	-1	-1	+10
Трение дерева по дереву	-4,8	-5,6	90	-1	+1	+13
Шум воды в раковине	-2,5	-2,2	98	+1	-2	+17
Электрическая дрель	-3,0	-2,2	94	-3	-2	+10
Пиление алюминия пилой	-0,6	0	91	+1	-1	+16
Обработка текстолита напильником	0	0	92	-2	-3	+13
Точение плексигласа на станке	-2,7	-2,2	94	-3	-2	+ 8
Воздух из узкого отверстия	-3,0	-2,2	91	-2	-1	+11
Шум токарного станка	-2,3	-1,9	90	-3	0	+11
Трение кирпича о кирпич	-0,8	+0,2	94	-1	-2	+16
Обработка стекла напильником	0	+1,0	95	-1	-2	+14
Обработка алюминия напильником	-2,0	-1,9	93	+1	-2	+15
Шум заводского цеха	-6,6	-7,0	83	0	+1	+16
Воздух через трубку Вентури без глушителя	-1,5	-1,0	137	-1	0	+12
Воздух через трубку Вентури с глушителем № 1	-3,0	-2,8	112	+1	+1	+15
Воздух через трубку Вентури с глушителем № 2	0	0	120	0	-1	+15
Отопительный короб самолета с глушителем № 1	-4,0	-4,0	95	-1	+1	+10
Отопительный короб самолета с глушителем № 2	-3,6	-3,6	93	-2	+1	+ 8
Насадка обдува 1-го типа на са- молете	-0,5	-0,7	93	-1	+2	+14
Насадка обдува 2-го типа на са- молете	0	+0,3	91	0	-2	+15
Насадка обдува 3-го типа на са- молете	0	0	107	-1	-3	+17
Шум опушки леса (1)	-3,5	-3,5	49	0	0	+12
Шум опушки леса (2)	-3,5	-3,7	50	+1	-1	+13
Шум автобуса № 1 (в кабине во- дителя)	-6,2	-6,0	96	-1	0	+12
Шум автобуса № 1 (в кузове)	-6,0	-5,4	94	-1	0	+13
Шум автобуса № 2 (в кабине во- дителя)	-5,3	-5,5	95	0	+1	+11
Шум автобуса № 2 (в кузове)	-7,0	-6,7	92	-1	0	+14
Шум автобуса № 2 (1 м перед ра- диатором)	-5,5	-5,2	98	0	+1	+ 9
Шум автобуса № 2 (2 м сбоку от двигателя)	-6,0	-5,7	92	0	+1	+13
Шум автобуса № 2 (позади кузова)	-6,2	-6,0	83	-2	0	+12

По данным табл. 2, расхождение результатов, получаемых при пользовании каждым из предложенных нами способов измерения уровня громкости, с результатами по методу Стивенса можно оценить в $\pm 1,5$ фон (среднее квадратичное значение отклонений для ряда взятых тридцати шумов). Учитывая погрешности самого метода Стивенса порядка ± 2 фон, можем считать, что среднеквадратичная погрешность

предлагаемых двух способов не превышает ± 3 фон. Такую точность можно считать удовлетворительной.

Сравним полученные результаты измерений с теоретическими значениями, рассчитанными для идеализированных типовых шумов. На рис. 16 сплошной линией нанесено теоретическое значение разности между уровнем громкости, рассчитанным по методу Стивенса, и уровнем звукового давления. Треугольниками отмечены значения для тридцати шумов, полученные по методу Стивенса, кружками — способом измерения γ и точками — способом коррекции на 120 фон.

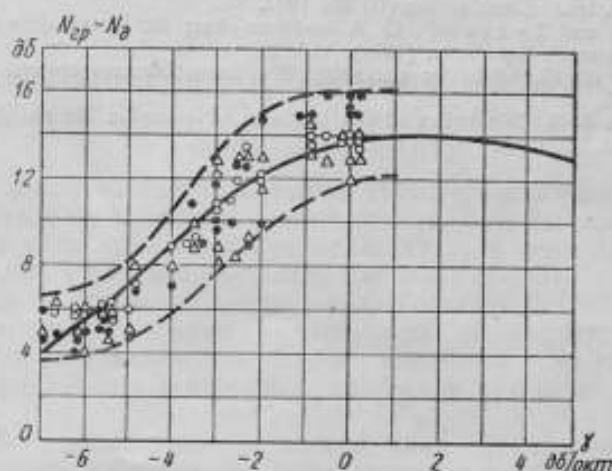


Рис. 16. Сравнение экспериментальных измерений уровня громкости тремя методами для тридцати промышленных и транспортных шумов и теоретического значения рассчитанного для идеализированных спектров типовых шумов по методу Стивенса [5] (сплошная кривая)

Отклонение измеренных значений от теоретических в среднем составляет 1,5—2 фон.

Частичная проверка предложенных способов измерения уровня громкости была произведена также Х. Низе в Технической высшей школе в Дрездене. По его данным, среднее расхождение между уровнем громкости шумов, измеренных им субъективным методом, и уровнем громкости, определенным по способу параметра γ , в диапазоне частот 50—12 000 гц составляет ± 2 фон и для диапазона 35—9600 гц — ± 3 фон (при измерениях в поле бегущей волны).

Среднее расхождение между уровнем громкости, вычисленным по методу Стивенса и определенным по способу параметра γ , оказалось порядка 1 фон.

Указанные погрешности относятся только к шумам с шириной спектра более 2 окт; для более узкополосных шумов они, естественно, оказались несколько выше.

ВЫВОДЫ

1. Градуировка шумомеров на типовых шумах позволяет вносить поправки в измерения уровня звука и уровня звукового давления при неизвестном спектре шума и тем обеспечить точность измерений промышленных шумов ± 2 дБ.

2. Измерение уровня громкости шумомером по предложенному в данной работе способу измерения параметра γ возможно с погрешностью ± 3 фон.

3. Шумомер с коррекцией по кривой равной громкости 120 фон при внесении общей поправки на 8 дб, исходя из градуировки на частоте 1000 гц, позволяет непосредственно измерять уровень громкости шумов с погрешностью ± 3 фон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беранек Л. Акустические измерения. Москва, ИЛ, 1952.
2. King A. G., Guelke K. W., Maguire C. R. and Scott R. A. An objective noise-meter reading in phons for sustained noises with special reference to engineering plant. Proc. Inst. Elect. Engrs (II) 88, 1941.
3. Mintz F. and Tyzzer F. G. A loudness chart for Octave-Band data on complex sounds. J. Acoust. Soc. Am., (1951), Vol. 23.
4. Quietzsch G. Objective und subjective Lautstärkemessungen. Akustische Beihfte, (1955), H1.
5. Stevens S. S. Calculation of the loudness of complex Noise. J. Acoust. Soc. Am., (1956), Vol. 28, n° 5.

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ В ТРУБЕ-РЕЗОНАТОРЕ С ДИСКОМ РЭЛЕЯ

Метод воспроизведения единицы звукового давления в трубе-резонаторе основан на известном соотношении между максимумами колебательной скорости v_0 и звукового давления p_0 в поле плоских стоячих волн: $p_0 = \omega v_0$ (ω — волновое сопротивление среды).

В исходной установке метода, разработанной ВНИИМ [1], заданное значение звукового давления на мембране микрофона, закрывающей конец трубы, устанавливается путем изменения угла поворота диска Рэлея, закрепленного в середине трубы, в пучности колебательной скорости.

В 1955 г. аналогичная установка была создана во ВНИИФТРИ. При исследованиях установки были отмечены значительные систематические погрешности, возникающие из-за неравномерностей внутреннего сечения трубы и затухания звука в трубе; эти факторы нарушают условия, необходимые для получения плоских стоячих волн.

Влияние неравномерностей внутреннего сечения

На существующих установках неравномерность внутреннего сечения трубы может происходить из-за наличия на ее концах вставок, служащих для изменения длины трубы, и получения пучности колебательной скорости в месте расположения диска Рэлея.

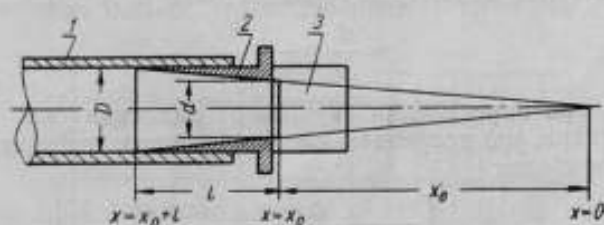


Рис. 1. Конструкция закрепления микрофона в трубе с конической вставкой:

1 — труба; 2 — вставка; 3 — микрофон

Так как в установках могут применяться вставки различного профиля и размеров, представляет интерес рассмотреть в общем виде два крайних случая: плавное уменьшение внутреннего сечения при конической вставке и скачкообразное изменение сечения при цилиндрической вставке.

В случае конической вставки, продольный разрез которой показан на рис. 1, звуковое давление и колебательная скорость внутри вставки

($x_0 \leq x < x_0 + l$) с учетом граничных условий на закрытом конце (при $x = x_0$; $p_1(x_0) = p_0$ и $v_1(x_0) = 0$) могут быть определены из общих выражений для падающей и отраженной сферических волн [2]:

$$p_1(x) = p_0 \frac{x_0}{x} \left[\cos k(x-x_0) + \frac{1}{kx_0} \sin k(x-x_0) \right];$$

$$V_1(x) = \frac{p_0}{i\omega k^2 x^2} [k(x-x_0) \cos k(x-x_0) - (k^2 x x_0 + 1) \sin k(x-x_0)].$$

Уравнение стоячей волны в трубе неизменного сечения ($x > x_0 + l$) с учетом граничных условий в месте сопряжения трубы и вставки (при $x = x_0 + l$; $v_1 = v_2$; $p_1 = p_2$) имеет вид

$$p_2(x) = p_0 \frac{x_0}{x_0 + l} \frac{\cos kl + \frac{1}{kx_0} \sin kl}{\cos(kl + \beta)} \cos [k(x-x_0) + \beta];$$

$$v_2(x) = \frac{p_0 x_0}{i\omega(x_0 + l)} \frac{\cos kl + \frac{1}{kx_0} \sin kl}{\cos(kl + \beta)} \sin [k(x-x_0) + \beta].$$

Здесь β — дополнительный сдвиг фаз, возникающий из-за наличия конической вставки

$$\operatorname{tg}(kl + \beta) = \frac{1}{k(x_0 + l)} \frac{[k^2 x_0(x_0 + l) + 1] \operatorname{tg} kl - kl}{kx_0 + \operatorname{tg} kl}.$$

Если расстояние от мембраны микрофона до диска Рэлея L выбрано так, чтобы диск находился в пучности колебательной скорости и узле звукового давления ($kL + \beta = (2n - 1) \frac{\pi}{2}$), то отношение звукового давления, действующего на мембрану микрофона, к колебательной скорости в месте расположения диска Рэлея будет равно

$$\left| \frac{p_0}{v_{0, \text{рез}}} \right| = \omega \left[\frac{a \cos(kl + \beta)}{1 + (a-1) \frac{\operatorname{tg} kl}{kl} \cos kl} \right],$$

где a — отношение диаметров горла вставки и трубы:

$$a = \frac{d}{D} = \frac{x_0}{x_0 + l}.$$

Пренебрегая при определении звукового давления на конце трубы влиянием вставки, мы допускаем систематическую погрешность, которую выразим в децибелах

$$\delta_{\alpha} = 20 \operatorname{lg} \left[\frac{a \cos(kl + \beta)}{1 + (a-1) \frac{\operatorname{tg} kl}{kl} \cos kl} \right].$$

В случае цилиндрической вставки, создающей скачкообразное уменьшение колебательной скорости в a^2 раз, выражение для определения колебательных скоростей в трубе можно записать в таком виде:

$$|v_2| = \frac{p_0}{\omega} \frac{\cos kl}{\cos(kl + \beta)} \sin(kx + \beta),$$

где β — дополнительный сдвиг фаз, определяемый соотношением

$$\operatorname{tg}(kl + \beta) = a^2 \operatorname{tg} kl.$$

Отношение звукового давления, действующего на мембрану микрофона, к колебательной скорости, измеряемой диском Рэлея, в случае цилиндрической вставки равно

$$\left| \frac{p_0}{v_0} \right|_{\text{рез}} = w \frac{\cos(kl + \beta)}{\cos kl} = w \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2 kl}{1 + a^4 \operatorname{tg}^2 kl}}$$

Погрешность градуировки микрофона можно рассчитать, пользуясь соотношением (в децибелах)

$$\delta_{\text{н}} = 20 \lg \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2 kl}{1 + a^4 \operatorname{tg}^2 kl}}$$

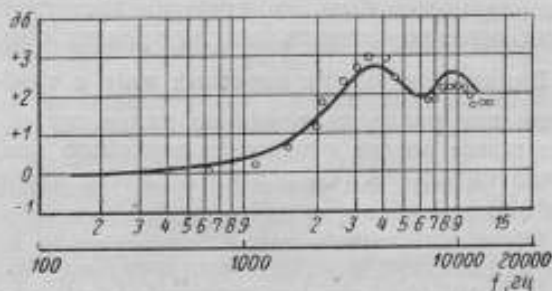


Рис. 2. Отношение чувствительностей микрофона, измеренных при наличии и при отсутствии конической вставки в малой трубе ($l = 30$ мм,

$\frac{l}{a} = 1,3$), выраженное в децибелах

На рис. 2 и 3 приведены рассчитанные значения систематических погрешностей градуировки микрофонов для случая конической вставки длиной $l = 30$ мм и цилиндрической вставки длиной $l = 20$ мм при отношении диаметров трубы и вставки 1,3 (диаметр трубы 15 мм, диаметр вставки 11,5 мм).

Результаты расчетов были проверены экспериментально путем повторных градуировок образцового микрофона при наличии и отсутствии вставок. Результаты измерений, как это видно на рис. 2 и 3, совпадают с расчетом в пределах случайных погрешностей измерений на установке, равных 0,2 дБ, что подтверждает правильность полученных

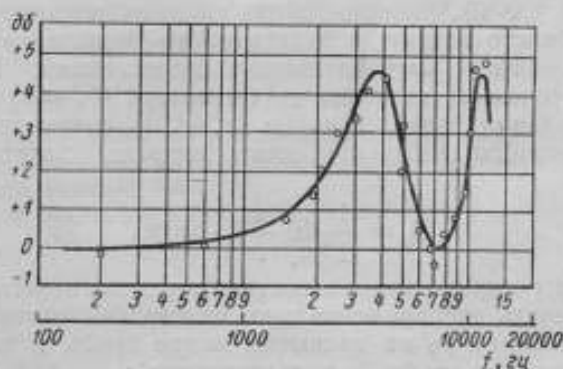


Рис. 3. Отношение чувствительностей микрофона, измеренных при наличии и при отсутствии цилиндрической вставки ($l = 20$ мм; $\frac{l}{a} = 1,3$), выра-

женное в децибелах

соотношений для расчета возможных систематических погрешностей воспроизведения единицы звукового давления. Используя эти соотношения, можно показать, что для трубы с внутренним диаметром 15 мм, даже при минимально практически осуществимых размерах вставок, систематические погрешности превышают допустимую погрешность 0,2 дБ. Так, например, при длине вставки, соизмеримой с четвертью длины звуковой волны, для того чтобы систематическая погрешность не превышала 0,2 дБ, толщина стенок вставки должна быть менее 0,075 мм; если же отношение диаметров $\frac{1}{a} = 1,3$, то длина вставки не должна превышать 1,5 мм.

Таким образом, требующаяся точность воспроизведения единицы звукового давления может быть практически достигнута только при полном удалении вставок, изменяющих внутреннее сечение трубы.

Влияние затухания звуковых волн в трубе

При наличии как распределенных по длине трубы, так и сосредоточенных на ее конце потерь отношение звукового давления на конце трубы $\left| \frac{p_0}{v_0} \right|$ к колебательной скорости v_0 в месте расположения диска Рэлея $\left| \frac{p_0}{v_0} \right|_{\text{равно}}$ [2]

$$\left| \frac{p_0}{v_0} \right| = w \frac{\text{ch } \psi_0}{\sqrt{\text{ch}^2 \left(\psi_0 + \frac{xL}{c} \right) - \cos^2 \frac{\omega}{c} L} \sqrt{1 + \left(\frac{x}{\omega} \right)^2}},$$

где L — расстояние от диска Рэлея до мембраны микрофона; x — постоянная затухания; ψ_0 определяется безразмерным активным акустическим сопротивлением на конце трубы (θ): $\exp(2\psi_0) = \frac{1+\theta}{1-\theta}$. При нечетных резонансах, когда на длине L укладывается нечетное число четвертой длины волны $\left(kL = (2n-1) \frac{\pi}{2} \right)$:

$$\left| \frac{p_0}{v_0} \right|_{\text{рез}} = w \frac{\text{ch } \psi_0}{\text{ch} \left(\psi_0 + \frac{x}{c} L \right)} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x}{\omega} \right)^2}}.$$

Если при расчете p_0 пренебрегают затуханием звука в трубе, возникает систематическая погрешность, величина которой зависит от x и ψ_0 . Следует отметить, что наличие только сосредоточенных на конце потерь ($x = 0, \psi_0 \neq 0$), например, при градуировке акустического зонда, обладающего чисто активным акустическим сопротивлением, не может привести к появлению систематических погрешностей. В случае отсутствия сосредоточенных на конце трубы потерь ($\psi_0 = 0$) и при незначительном затухании звука в трубе ($x/\omega \ll 1$) систематическая относительная погрешность воспроизведения единицы звукового давления равна

$$\delta_n \approx \frac{1}{2} \text{sh}^2 \frac{x}{c} L \cdot 100\%.$$

Величину δ_n в реперных точках, соответствующих нечетным резонансам, можно определить экспериментально, используя соотношение между звуковым давлением p_0 на закрытом конце трубы и звуковым давлением pL в середине трубы (в узле давления):

$$\left| \frac{pL}{p_0} \right| = \sqrt{\text{sh}^2 \frac{x}{c} L + \sin^2 \left[\frac{\pi \Delta \omega}{2\omega_n} (2n-1) \right]}.$$

Контролируя с помощью акустического зонда постоянство звукового

давления в середине трубы и измеряя относительную расстройку $\frac{\Delta\omega_{гр}}{\omega_n} = \frac{1}{Q_n}$, соответствующую убыванию звукового давления на конце трубы в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с резонансным, можно определить систематическую погрешность $-\delta_n$, пользуясь равенством

$$\operatorname{sh} \frac{x}{c} L = \sin \left[\frac{\pi}{4Q_n} (2n-1) \right],$$

$$\delta_n = \frac{\pi^2 (2n-1)^2}{0,32 Q_n^2} \%.$$

Результаты выполненных таким образом измерений показали, что погрешности, возникающие из-за затухания звука в трубе, возрастают при увеличении частоты. Для большой трубы (диаметром 50 мм) они могут достигать 1%; для малой трубы (диаметром 15 мм) на частотах ± 12 кгц эти погрешности могут увеличиваться до 3%, что превышает допустимую погрешность воспроизведения единицы звукового давления на установке.

Для исключения этих погрешностей можно воспользоваться тем, что погрешности, возникающие при неточной настройке на резонансные частоты трубы, и погрешности из-за затухания звука в трубе имеют разные знаки и при соответствующем выборе расстройки могут взаимно компенсироваться.

Вблизи от резонанса, когда $kL = (2n-1) \frac{\pi}{2} \left(1 \pm \frac{\Delta\omega}{\omega_n} \right)$, отношение $\frac{p_0}{v_0}$ можно записать в таком виде:

$$\left| \frac{p_0}{v_0} \right| = \omega \frac{1}{\sqrt{1 + \sin^2 \left[\frac{\pi \Delta\omega_{гр}}{2\omega_n} (2n-1) \right] - \sin^2 \left[\frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_n} (2n-1) \right]}}$$

Компенсация погрешностей получается при $\Delta\omega = \Delta\omega_{гр}$, что соответствует убыванию звукового давления и колебательной скорости в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с их значениями при точной настройке на резонанс.

Таким образом, для устранения погрешностей, возникающих из-за затухания звука в трубе, градуировку микрофонов на установке лучше производить не при точной настройке на резонансные частоты трубы, а при небольших расстройках, соответствующих уменьшению угла поворота диска Рэлея в два раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калужникова Н. А. Исследование метода резонансных стоячих волн с звукомерным диском для воспроизведения единицы звукового давления. Кандидатская диссертация. ВНИИМ, 1950.

2. Мора Ф. Колебания и звук. ГИТТЛ, 1949.

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ В ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОФАЗОМЕТРИИ

Предметом настоящей работы являлись абсолютные измерения ультразвукового давления в жидкости и градуировка преобразователей в области частот 200—500 кГц (длины волн в воде 7,5—3 мм). Оптические методы таких измерений основываются на одном из трех явлений: а) дифракции света на ультразвуке, б) отклонении светового луча при наличии градиента показателя преломления и в) смещении интерференционных полос при изменении показателя преломления в плече интерферометра [7, 8, 9].

В настоящей работе для исследования ультразвукового поля и измерения ультразвукового давления применен метод оптической микрофазометрии. Этот метод, впервые предложенный Г. С. Гореликом [5], ранее применялся для измерения малых по сравнению с длиной световой волны механических колебаний низкой частоты [3, 4] и для исследования малых изменений видимости интерференционной картины (звездный интерферометр Майкельсона) [2].

Нами были выполнены расчеты, относящиеся к применению метода оптической микрофазометрии в области ультраакустики для измерения параметров ультразвука — ультразвукового давления, коэффициента стоячей волны и фазового угла и для определения импеданса материалов в диапазоне высоких ультразвуковых частот, где применение обычной методики встречает большие трудности.

Применение метода оптической микрофазометрии на ультразвуке высоких частот потребовало изменения основных формул метода, данных Г. С. Гореликом и И. Л. Берштейном [4 и 3]; были также проведены дополнительные исследования зависимости чувствительности установки от ширины щели фотоумножителя, от частоты ультразвука и от способа настройки интерферометра.

Исследование ультразвукового поля и его различных параметров этим методом происходит путем изучения средствами электронки образованной на ультразвуке модулированной интерференционной оптической картины и сводится к измерению чисто электрических величин. Для этого была разработана специальная электронная аппаратура, несколько отличная от примененной в работах [4 и 3].

При измерениях звукового давления в реальных ультразвуковых полях, вследствие некоторого распределения амплитуды и фазы давления по сечению пучка, оптические методы позволяют получить лишь некоторую среднюю интегральную величину ультразвукового давления. Нами был предложен метод, основанный на измерении с помощью щупа распределения амплитуды и фазы давления и выведены формулы, позволяющие перейти от этой средней величины к давлению в точке и тем самым обеспечить возможность градуировки ультразвуковых щупов.

1. ТЕОРИЯ МЕТОДА

Выражение разности хода световых лучей при прохождении через ультразвуковое поле

Пусть свет в одном из плеч интерферометра Майкельсона проходит на своем пути через ультразвуковое поле. Положим, что оно представляет собой направленный ультразвуковой пучок плоских волн* с некоторым коэффициентом стоячей волны (КСВ), распространяющихся в направлении оси x декартовой системы координат x, y, z (рис. 1). Рассмотрим параллельный пучок света, бесконечно малого сечения $dx \cdot dy$, проходящий вдоль оси z параллельно плоскости излучателя.

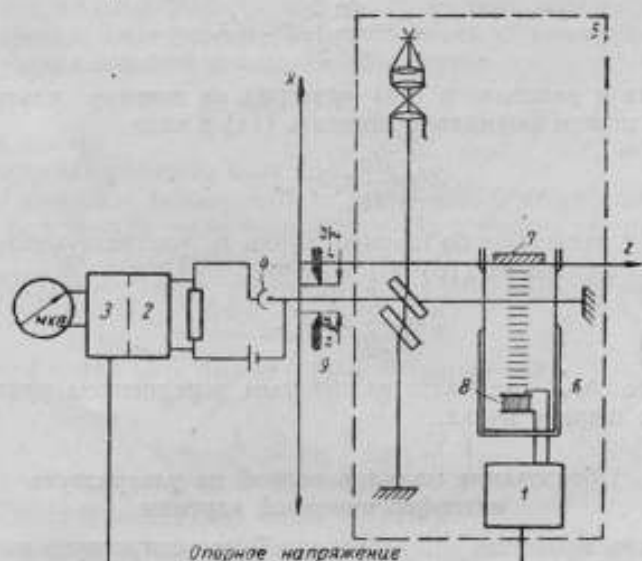


Рис. 1. Принципиальная схема установки для исследования ультразвуковых полей методом оптической микрофазометрии (ось y расположена перпендикулярно к плоскости рисунка): 1—генератор ультразвука частоты ω ; 2—резонансный фильтр частоты ω ; 3—бидетектный синхронный детектор; 4—фотоумножитель; 5—интерферометр Майкельсона; 6—ультраузвуковая ванна; 7—отражатель; 8—излучатель; 9—щель фотоумножителя

В реальном ультразвуковом пучке распределение амплитуд и фаз звукового давления отличается от картины идеально плоских волн с разрывами непрерывности на границах пучка; действительное распределение амплитуды и фазы давления вдоль пути светового луча z мы обозначим соответственно через $\Delta p(z)$ и $\varphi(z)$. Изменение оптической длины пути (разности хода), приобретаемой световым лучом при прохождении через ультразвуковой пучок, будет выражаться формулой**

$$L = \frac{dn}{dp} \int_0^z \Delta p(z) \cos[\omega t - \varphi(z)] dz, \quad (1a)$$

где: ω — круговая частота ультразвука;

$\frac{dn}{dp}$ — коэффициент зависимости показателя преломления от давления.

* Ультразвуковой пучок создается круглым излучателем, диаметр которого d значительно больше длины волны ультразвука λ ($d > 20\lambda$).

** Изменением оптической длины пути и дополнительной модуляцией света, которые вызваны искривлением лучей из-за градиента показателя преломления, мы пренебрегаем. Можно показать, что этот дополнительный эффект будет мал по сравнению с основным, обусловленным изменением показателя преломления.

Принтегрировав формулу (1а), можно показать, что амплитудное значение разности хода, которое мы обозначим через Z , будет иметь вид

$$Z = \frac{dn}{dp} \sqrt{\left[\int_0^{z_1} \Delta p(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2 + \left[\int_0^{z_1} \Delta p(z) \sin \varphi(z) dz \right]^2}. \quad (1б)$$

Если считать, что распределение фазы вдоль пути светового луча отсутствует (фронты ультразвуковых волн приближаются к идеально плоским), т. е. $\varphi(z) = \text{const}$, а имеет место лишь распределение давления $\Delta p(z)$, то (1б) примет более простой вид, и мы получим следующую приближенную формулу:

$$Z' = \frac{dn}{dp} \int_0^{z_1} \Delta p(z) dz. \quad (1в)$$

Умножив и разделив в (1в) интеграл на ширину ультразвукового пучка z_1 мы можем формально записать (1в) в виде

$$Z' = \frac{dn}{dp} z_1 \Delta p_{cp}', \quad (1г)$$

где $\Delta p_{cp}'$ — усредненное по ширине пучка z_1 ультразвуковое давление. Аналогично получим из (1б)

$$Z = \frac{dn}{dp} z_1 \Delta p_{cp}^*. \quad (1д)$$

Отметим, что Δp_{cp}^* не является простым усреднением ультразвукового давления по ширине пучка.

Образование модулированной на ультразвуке интерференционной картины

При проектировании модулированной на ультразвуке интерференционной картины, образованной двумя вышеуказанными лучами, на чувствительное отверстие фотоумножителя возникает фототок, выражение для переменной составляющей которого будет иметь вид

$$di = 2a \sqrt{E_1 E_2} \cos \{ 2k [Z_0 + Z(\cos(\omega t - q) + \alpha \cos(\omega t + q))] \} dx dy, \quad (2)$$

$$\text{где } q = kx + \frac{\psi}{2}.$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$E_1; E_2$ — освещенности щели фотоумножителя, создаваемые каждым из лучей интерферометра в отсутствие другого луча;

a — чувствительность фотоумножителя к световому потоку;

α — коэффициент отражения ультразвука по давлению для поверхности Γ (рис. 1);

ψ — сдвиг фазы при отражении волны (фазовый угол);

ω — круговая частота ультразвука;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число ультразвука;

$K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ — волновое число света;

Z_0 — постоянная (во времени) разность хода световых лучей, математическое выражение которой определяется установкой интерферометра по линиям равной толщины или равного наклона.

Выражение (2) будем рассматривать отдельно для случаев больших и малых давлений.

Основные формулы метода в случае малых давлений

При малых давлениях* дополнительная фазовая модуляция фототока, связанная с переменной разностью хода, Z будет малой и переменная составляющая выражения (2) может быть записана в следующем виде

$$di = 4a\sqrt{E_1 E_2} KZ \sin 2KZ_0 [\cos(\omega t - q) + \alpha \cos(\omega t + q)] dx dy. \quad (3)$$

Пусть у нас имеется интерферометр Майкельсона с линиями равной толщины. Рассмотрим два способа его настройки, которые, как мы увидим ниже, приводят к принципиально различным физическим результатам.

Первый способ. Ребро клина эквивалентной воздушной пластины (и интерференционные полосы) расположено перпендикулярно к фронтам плоской ультразвуковой волны. В этом случае

$$Z_0 = z_0 + y_0 \operatorname{tg} \varphi, \quad (4)$$

где: φ — угол клина;

z_0 — постоянная разность хода при $\varphi = 0$.

Для щели конечных размеров $\Delta x \Delta y$ значение фототока дается интегрированием по площади щели выражения (3) с учетом (4) и имеет вид

$$i_1 = 8a\sqrt{E_1 E_2} \frac{K}{k} Z \frac{\sin(K\Delta y \operatorname{tg} \varphi)}{K \operatorname{tg} \varphi} \sin\left(k \frac{\Delta x}{2}\right) \sin[2K(z_0 + y_0 \operatorname{tg} \varphi)] \times \\ \times \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos 2\left(kx + \frac{\psi}{2}\right) \sin(\omega t + \theta)}. \quad (5)$$

где:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \operatorname{ctg} \left(kx + \frac{\psi}{2}\right). \quad (5a)$$

y_0 — координата положения щели по оси y .

Нетрудно показать, что чувствительность метода измерения звукового давления, т. е. величина $\frac{i_1}{\Delta p_{cp}}$ (при $\Delta p_{cp} = \text{const}$) достигает максимума при некоторых оптимальных значениях размеров щели и параметров установки z_0 или y_0 , определенных из равенств

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2} (2N_1 + 1), \quad (6)$$

$$\Delta y = \frac{\Delta y'}{2} (2N_2 + 1), \quad (7)$$

$$z_0 + y_0 \operatorname{tg} \varphi = \frac{\lambda}{8} (2N_3 + 1), \quad (8)$$

где $N_{1, 2, 3} = 0, 1, 2, \dots$

Здесь через $\Delta y'$ обозначено расстояние между соседними интерференционными полосами, равное по теории интерферометра $\frac{\lambda}{2 \operatorname{tg} \varphi}$. При изменении размеров щели Δx , Δy или параметров установки z_0 или y_0 соответственно путем передвижения щели относительно интерференционных

* Абсолютная величина давления, которая может приниматься малой при малом индексе фазовой модуляции в (2), может быть найдена в соответствии с (12) и формулой Лоренца $\Delta n_0 = \frac{1}{5n_0} K_0 (n_0^2 - 1) (n_0^2 + 2) \Delta p_{cp}$, где $K_0 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ 1/атм}$; при ширине пучка 5 см, малыми являются давления не больше 5000 дин/см^2

полос или путем смещения полос относительно щели так, что нечетные соотношения в правой части равенств (6), (7), (8) заменяются четными. Чувствительность метода оказывается равной нулю. При максимальной чувствительности метода, т. е. при соблюдении условий (6), (7), (8), выражение для фототока (5) примет вид

$$i_1 = \frac{8}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y' \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos 2\left(kx + \frac{\psi}{2}\right)} \sin(\omega t + \theta), \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что величина фототока не зависит от увеличения оптимальной ширины щели Δx на целое число полуволн ультразвука.

При $\alpha = 0$ (чисто бегущая волна)

$$i_1 = \frac{8}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y' \cos\left(\omega t - kx - \frac{\psi}{2}\right). \quad (10)$$

При $\alpha = 1$ (чисто стоячая волна)

$$i_1 = \frac{16}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y' \cos\left(kx + \frac{\psi}{2}\right) \cos \omega t. \quad (11)$$

α и, следовательно, КСВ могут быть определены по величине амплитуд максимального и минимального фототока при передвижении щели оптимальных размеров вдоль оси x .

Действительно, как видно из (9),

$$i_{01 \text{ макс}} = \frac{8}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y' (1 + \alpha); \quad (12)$$

$$i_{01 \text{ мин}} = \frac{8}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y' (1 - \alpha), \quad (13)$$

откуда

$$\alpha = \frac{i_{01 \text{ макс}} - i_{01 \text{ мин}}}{i_{01 \text{ макс}} + i_{01 \text{ мин}}}. \quad (14)$$

Фазовый угол может быть определен путем измерения расстояния x_1 от начала координат $x = 0^*$ до координаты щели, соответствующей ближайшему максимуму или минимуму фототока (щель имеет оптимальные размеры).

Из очевидного равенства

$$2kx_1 + \psi = \begin{cases} 0 & \text{при } i_{01 \text{ макс}} \\ \pi & \text{при } i_{01 \text{ мин}} \end{cases}$$

находим

$$\psi = \begin{cases} 0 \\ \text{или} \\ \pi \end{cases} - 2kx_1. \quad (15)$$

Как известно, знание величин α и ψ позволяет вычислить импеданс отражающей ультразвуку поверхности.

Для определения Δp_{cp} по величине фототока найдем еще множитель $a \sqrt{E_1 E_2}$ в формуле (12) или (13). Для этого используем, как предложил И. Л. Берштейн [3], изменение постоянной составляющей фототока при относительном передвижении щели и интерференционных полос в отсутствии ультразвука.

* Начало координат совпадает с поверхностью, отражающей ультразвук.

Постоянная составляющая фототока в случае щели конечных размеров будет иметь вид

$$I = a(E_1 + E_2)\Delta x \Delta y + 2a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\sin(K\Delta y \operatorname{tg} \varphi)}{K \operatorname{tg} \varphi} \Delta x \cos[2K(z_0 + y_0 \operatorname{tg} \varphi)].$$

Изменение постоянной составляющей при наименьших оптимальных размерах щели определится выражениями:

$$I_{\max} = a\Delta x \Delta y (E_1 + E_2) + \frac{2}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \Delta x \Delta y'$$

$$\left(\text{здесь } \Delta y = \frac{1}{2} \Delta y'; \quad \Delta x = \frac{\lambda}{2} \right);$$

$$I_{\min} = a\Delta x \Delta y (E_1 + E_2) - \frac{2}{\pi} a \sqrt{E_1 E_2} \Delta x \Delta y'.$$

Откуда

$$\frac{a}{\pi} \sqrt{E_1 E_2} \Delta y' = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2}.$$

Выведенные выражения позволяют получить формулу для вычисления амплитуды усредненного ультразвукового давления Δp_{cp} .

Подставляя (1), (14) и найденное значение в (12) или (13), получим следующее выражение для Δp_{cp} :

$$\Delta p_{cp} = \frac{I_{01 \max} + I_{01 \min}}{I_{\max} - I_{\min}} \cdot \frac{A}{8z_1 \frac{dn}{dp}} \quad (16)$$

Второй способ. Ребро клина эквивалентной воздушной пластины (и интерференционные полосы) расположено параллельно фронтам плоской ультразвуковой волны. В этом случае

$$Z_0 = z_0 + x \operatorname{tg} \varphi. \quad (17)$$

После интегрирования (3) по площади щели получим выражение для фототока в виде

$$i_1 = 4a \sqrt{E_1 E_2} K Z \Delta y A \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos 2\Phi} \sin(\omega t + \Theta), \quad (18)$$

$$\text{где: } A^2 = \xi_{01}^2 + \xi_{02}^2 - 2\xi_{01}\xi_{02} \cos 2(a_0 + b_0 x); \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \operatorname{tg} \Phi; \quad (20)$$

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\xi_{01} \sin \varphi_{01} + \xi_{02} \sin \varphi_{02}}{\xi_{01} \cos \varphi_{01} - \xi_{02} \cos \varphi_{02}}. \quad (21)$$

Здесь обозначено:

$$a_0 = 2Kz_0; \quad \xi_{01} = \frac{\sin \frac{\Delta x}{2}(b_0 - k)}{b_0 - k}; \quad \varphi_{01} = x(b_0 - k) + a_0 - \frac{\psi}{2};$$

$$b_0 = 2K \operatorname{tg} \varphi; \quad \xi_{02} = \frac{\sin \frac{\Delta x}{2}(b_0 + k)}{b_0 + k}; \quad \varphi_{02} = x(b_0 + k) + a_0 + \frac{\psi}{2}.$$

Нетрудно показать, что A приобретает наиболее простой вид

$$A = \frac{\Delta x}{2} \quad (22)$$

и не зависит от параметров x , z_0 и φ в случае выполнения равенства $b_0 = k$ и соблюдения условия максимума $A: \Delta x = \frac{\lambda}{2} N_1$.

Как показывает анализ, равенство $b_0 = k$ означает, что расстояние между интерференционными полосами $\Delta x'$ выбирается равным длине волны ультразвука λ , а условие $\Delta x = \frac{\lambda}{2} N_1$ соответствует выбору ширины щели, равной целому числу полуволи ультразвука.

Таким образом, при

$$\Delta x' = \lambda \quad (23)$$

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2} N_1 \quad (24)$$

(где $\Delta x'$ — расстояние между соседними интерференционными полосами, равное $\frac{\Lambda}{2 \operatorname{tg} \varphi}$) чувствительность метода достигает максимума и выражение для фототока приобретает наиболее простой вид

$$i_1 = 2\pi a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} \Delta y N_1 \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos 2\left(2Kz_0 - \frac{\psi}{2}\right)} \sin(\omega t + \Theta), \quad (25)$$

где
$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \operatorname{tg} \left(2Kz_0 - \frac{\psi}{2}\right). \quad (25a)$$

Выражение (25) показывает, что фототок прямо пропорционален оптимальной ширине щели λN_1 . В данном случае α определяется также по формуле (14) с той, однако, разницей, что при этом настройка на $i_{01 \max}$ и $i_{01 \min}$ достигается передвижением интерференционных полос относительно щели, а не наоборот, так как i_1 в (25) зависит от z_0 и не зависит от x .

При $\alpha = 0$ (чисто бегущая волна)

$$i_1 = 2\pi a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y N_1 \sin \left(\omega t + 2Kz_0 - \frac{\psi}{2} \right). \quad (26)$$

При $\alpha = 1$ (чисто стоячая волна)

$$i_1 = 4\pi a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y N_1 \cos \left(2Kz_0 - \frac{\psi}{2} \right) \sin \omega t. \quad (27)$$

Для определения фазового угла ψ необходимо осуществить изменением параметра z_0 предварительную настройку установки таким образом, чтобы при выполнении условий $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$; $\Delta x' = \lambda$ постоянная составляющая фототока, измеренная в начале координат ($x=0$), равнялась

$$I = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}$$

Анализ выражения постоянной составляющей фототока, найденного аналогично первому способу, соответственно при условии (17) показывает, что при этом

$$2Kz_0 = \pi N_1; \quad (N_1 = 1, 2, 3, \dots)$$

Выражение для амплитуды переменной составляющей фототока при такой настройке установки, как видно из выражения (25), будет иметь вид

$$i_2 = 2\pi a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y N_1 \sqrt{1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \psi}.$$

Значение фототока $i_{01 \max}$ при том же давлении Δp_{cp} имеет вид

$$i_{01 \max} = 2\pi a \sqrt{E_1 E_2} \frac{\lambda}{\Lambda} Z \Delta y N_1 (1 + \alpha).$$

Разделив i_2 на $i_{01 \max}$ и выражая α через $i_{01 \max}$ и $i_{01 \min}$ по формуле (14), получим для определения ψ формулу

$$\cos \psi = \frac{2i_2^2 - (i_{01 \max}^2 + i_{01 \min}^2)}{i_{01 \max}^2 - i_{01 \min}^2}. \quad (28)$$

Определяя $\alpha \sqrt{E_1 E_2}$ способом, аналогичным изложенному выше, при условии $\Delta x' = \lambda$ и $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$, получим формулу для определения ультразвукового давления:

$$\Delta p_{cp} = \frac{i_{01 \max} + i_{01 \min}}{I_{\max} - I_{\min}} \cdot \frac{\Lambda}{N_1 \pi^2 z_1} \frac{dn}{dp}. \quad (29)$$

Источниками ошибок при измерениях в описанных выше двух способах являются перекос щели, непараллельность прохождения луча света фронту ультразвуковой волны и другие причины. Мы ограничимся рассмотрением одного важного источника ошибок, возникающих при измерениях только во втором способе.

Равенства $\Delta x' = \lambda$ и $\Delta x = \lambda N_1$ на опыте могут выполняться приблизительно, поэтому не строго соблюдается равенство $A = \frac{\Delta x}{2}$, и A будет зависеть от параметров x, y, z_0 , которые могут иметь случайные значения. Это приведет к неопределенности фототока при данном Δp_{cp} и к ошибке в определении Δp_{cp} по формуле (29).

Как показывает исследование, наибольшая относительная ошибка складывается из относительных ошибок настройки щели и интерференционных полос на оптимальные расстояния и выражается формулой

$$\frac{d(\Delta p_{cp})}{\Delta p_{cp}} = \frac{d(\Delta x)}{\Delta x} + \frac{1}{2} \cdot \frac{d(\Delta x')}{\Delta x'}. \quad (30)$$

Основные формулы метода в случае больших давлений

Представим аргумент \cos выражения (2) в виде

$$2K \left[\left[\frac{Z_0}{2} + Z \cos(\omega t - q) \right] + \left[\frac{Z_0}{2} + \alpha Z \cos(\omega t + q) \right] \right],$$

преобразуем (2) по формуле косинуса суммы и затем разложим в ряд Фурье по переменным $\omega t + q$ и $\omega t - q$. Теперь можно показать, что член, содержащий только первую гармонику фототока, выделяемую

узкополосным фильтром и измеряемую нами, в случае больших давлений будет иметь вид

$$di_1 = 4a \sqrt{E_1 E_2} \sin 2KZ_0 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n B_n^{\text{II}} [\cos(\omega t - (2n+1)q) + \beta_n \cos(\omega t + (2n+1)q)] \right\} dx dy, \quad (3)$$

где:

$$\beta_n = \frac{B_n^{\text{I}}}{B_n^{\text{II}}};$$

$$B_n^{\text{I}} = J_n(2KZ) J_{n+1}(2K\alpha Z);$$

$$B_n^{\text{II}} = J_n(2K\alpha Z) J_{n+1}(2KZ),$$

J_n — символ функции Бесселя n -го порядка.

Рассмотрим два способа настройки интерферометра.

Первый способ. Имеет место равенство (4).

Выражение фототока для щели конечных размеров получается двойным интегрированием (2) по площади щели

$$i_1 = 8a \sqrt{E_1 E_2} \frac{1}{k} \frac{\sin(K\Delta y \operatorname{tg} \varphi)}{K \operatorname{tg} \varphi} \sin [2K(z_0 + y \operatorname{tg} \varphi)] \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sin \left(k \frac{2n+1}{2} \Delta x \right)}{2n+1} B_n^{\text{II}} [\cos(\omega t - (2n+1)q) + \beta_n (\omega t - (2n+1)q)]. \quad (32)$$

При условиях (6), (7) и (8) выражение для фототока принимает более простой вид

$$i_1 = \frac{4}{\pi^2} a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y' \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} B_n^{\text{II}} [\cos(\omega t - (2n+1)q) + \beta_n \cos(\omega t + (2n+1)q)]. \quad (33)$$

Условия (6), (7) и (8), как и в случае малых давлений, обеспечивают достижение максимальной чувствительности. Однако равенства (7) и (8) являются условием максимума чувствительности метода при любых величинах давления и других параметров, поскольку математические выражения, в которые они входят, одинаковы как в (5), так и в (32); равенство (6) — есть условие максимума по Δx лишь при некоторых ограничениях величины других параметров. Если $\alpha = 0$, то (6) всегда является условием максимума, так как математическое выражение, в которое входит (6), одинаково для (5) и (32).

Если $0 < \alpha < 1$, то (6) — условие максимума максимум лишь при $q = \pi N$ и при тем меньших давлениях, чем больше α ; при $\alpha = 1$, например, этот диапазон давлений ограничен значением $2KZ < 2,4$.

Действительно, при этих ограничениях каждый член суммы в (32) имеет один и тот же знак и при условии (6) достигает максимума по Δx , т. е. сумма достигает максимума максимум. В остальных случаях можно показать, что (6) может быть условием как максимума и максимума максимум, так и просто экстремума.

Ограничим на время величину изучаемых давлений значением аргумента $2KZ$ при нуле функции Бесселя нулевого порядка, т. е. примем

2KZ < 2,4. Нетрудно показать, что при $q = \pi N$ фототок (33) достигает максимума, а при $q = \frac{\pi}{2} (2N + 1)$ — минимума по x . Выражения для фототока будут иметь вид

$$i_{1, \max} = \frac{4}{\pi^2} a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y' \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} (B_n^{II} + B_n^I) \cos \omega t, \quad (34)$$

$$i_{1, \min} = \frac{4}{\pi^2} a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y' \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} (B_n^{II} - B_n^I) \sin \omega t. \quad (35)$$

При этом условии все амплитуды первых гармоник с разными фазами, стоящих под знаком Σ выражения (33), будут положительными. Если построить для них векторную диаграмму, то при $q = \pi N$ и $q = \frac{\pi}{2} (2N + 1)$ все векторы будут лежать на одной прямой. Однако при $q = \pi N$ все векторы будут складываться, а при $q = \frac{\pi}{2} (2N + 1)$ попарно вычитаться и складываться, т. е. при $q = \pi N$ фототок достигает максимума, а при $q = \frac{\pi}{2} (2N + 1)$ — минимума. Из выражения для q видно, что это изменение фототока, как и при малых давлениях, связано с передвижением щели вдоль оси x и происходит из-за наличия некоторого коэффициента стоячей волны; из выражения (33) легко видеть, что в случае чисто бегущей волны ($\alpha = 0$) изменения фототока происходить не будет.

Координаты щели, при которых фототок достигает максимума или минимума, совпадают с координатами узлов и пучностей ультразвука. Если величина изучаемых звуковых давлений превосходит вышеуказанную, то, как показывает исследование выражения (33), максимумы и минимумы фототока могут достигаться при других координатах щели $q \neq \pi N; q \neq \frac{\pi}{2} (2N + 1)$, не совпадающих с координатами узлов и пучностей ультразвука. Это и понятно, так как фототок зависит от давления нелинейно. Чем больше α , тем при меньших давлениях будет это происходить. Естественно, что формулы для $i_{1, \max}$ и $i_{1, \min}$ будут другие, более сложные. Чтобы вид формул (34) и (35) сохранился, необходимо настраиваться на максимум и минимум фототока, не переходя через максимум зависимости фототока от давления, так как при этом, как мы увидим ниже из графиков, всегда будет выполняться условие $2KZ < 2,4$.

При малом Δp_{cp} полученные выражения (33), (34), (35) переходят в другие и совпадают с аналогичными выражениями (9), (12) и (13) для $i_1, i_{01, \max}$ и $i_{01, \min}$, выведенными выше в случае малых давлений.

В случае чисто бегущей волны ($\alpha = 0$) имеем

$$i_{01, \max} = i_{01, \min} = \frac{4}{\pi^2} a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y' J_1(2KZ). \quad (36)$$

В случае чисто стоячей волны ($\alpha = 1$)

$$i_{01, \max} = \frac{8}{\pi^2} a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y' \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} J_n(2KZ) J_{n+1}(2KZ). \quad (37)$$

$$i_{01, \min} = 0.$$

При пользовании формулой (37), так же как и (34) и (35), можно ограничиваться одним, двумя, тремя и т. д. членами ряда в зависимости

от диапазона изучаемых давлений. На рис. 2 нанесены для сравнения зависимости амплитуды фототока от давления (при $\alpha = 1$) при удержании одного, двух и четырех членов ряда выражения (37). График позволяет определить область изменения аргумента, где можно пользоваться той или иной формулой с заданной степенью точности. Как видно из графика, если не переходить через максимум фототока, то можно пользоваться выражением для фототока с двумя членами ряда (с ошибкой не более 0,25%).

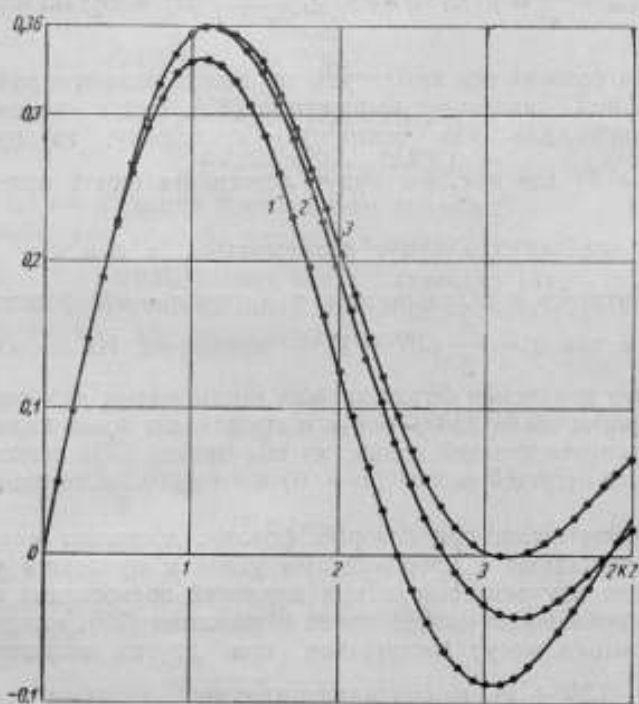


Рис. 2. Вид функции $\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} J_n(2KZ) J_{n+1}(2KZ)$ при удержании одного (кривая 1), двух (кривая 2) и четырех (кривая 3) членов ряда $Z = Z_1 \frac{dn}{dp} \Delta p_{cp}$

На рис. 3 построены для сравнения кривые зависимости фототока от давления для двух крайних случаев стоячей и бегущей волны. Максимум фототока при $\alpha = 1$ достигается при значении аргумента $2KZ = 1,15$, а в случае $\alpha = 0$ — при $2KZ = 1,85$; нуль фототока достигается при значении аргумента $2KZ = 3,15$, а в случае $\alpha = 0$ — при $2KZ = 3,83$.

Эти значения могут служить реперными точками при измерениях Δp в чисто стоячей и бегущей волнах.

При $0 < \alpha < 1$ кривые фототока будут, естественно, располагаться между двумя описанными кривыми; максимумы их будут лежать между значениями аргумента 1,15 и 1,85, а нули между значениями 3,15 и 3,83.

Фазовый угол ψ определяется, как и для малых давлений, поскольку характер зависимости распределения максимумов и минимумов фототока от координаты x в (33) тот же, что в (9). Вычисляется ψ по формуле (15)

Для определения α и, следовательно, КСВ может быть рекомендовано несколько способов, один из которых заключается в следующем.

Графически для каждого α (от 0 до 1) находится значение аргумента Z_{\max} в формуле (34), при котором фототок достигает первого максимума. Подставляя значение α и найденные соответствующие значения аргумента Z_{\max} в правую часть формулы

$$R = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} B_n^I}{\sum_{n=0}^{\infty} B_n^0}$$

Вычисляем величину R для каждой пары значений α и Z_{\max} . Таким образом, мы будем иметь некоторую функцию $R(\alpha)$ при условии, что для каждого α берется свое значение Z_{\max} .

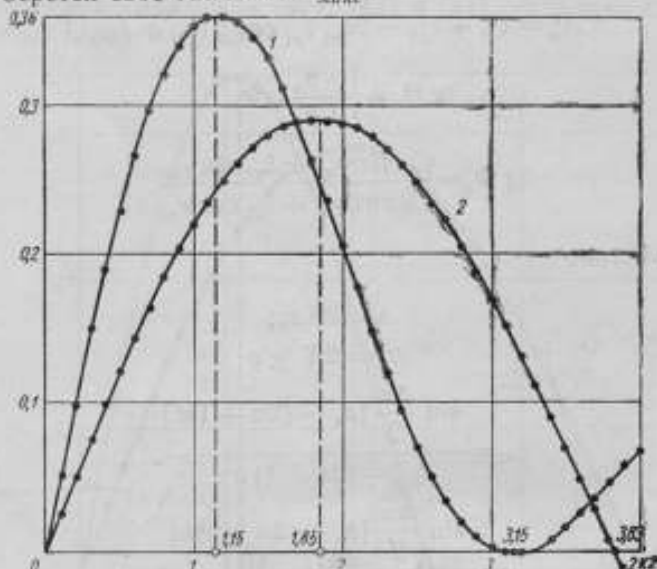


Рис. 3. Зависимость фототока от ультразвукового давления для двух случаев чисто стоячей и чисто бегущей волны при первом способе настройки интерферометра:

кривая 1- $\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} J_n(2KZ) J_{n+1}(2KZ)$; кривая 2- $\frac{1}{2} J_1(2KZ)$

На рис. 4 указанным способом построена теоретическая зависимость $R(\alpha)$. Значения вычислялись для $\alpha = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1$. Как видно, только для двух случаев $\alpha = 0$ и $\alpha = 1$ значения R и α совпадают.

Путем передвижения оптимальной щели вдоль оси x устанавливается максимум фототока; изменением ультразвукового давления достигается первый максимум (в зависимости от $\Delta p_{\text{ср}}$), при этом давлении измеряется $i_{01\max}$ и $i_{01\min}$; вычисляя $R = \frac{i_{01\max} - i_{01\min}}{i_{01\max} + i_{01\min}}$ и пользуясь графиком рис. 4, находят α .

Зная α и соответствующее ему значение аргумента Z_{\max} , при котором фототок достигает максимума, по реперным точкам Z_{\max} можно определять звуковые давления в ультразвуковом поле с некоторым КСВ.

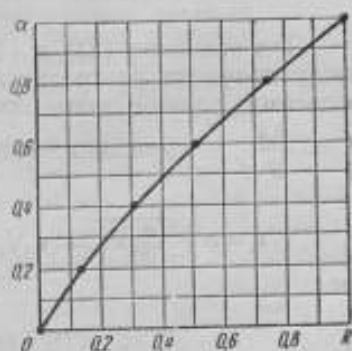


Рис. 4. Зависимость параметра $R = \frac{i_{01\max} - i_{01\min}}{i_{01\max} + i_{01\min}}$ от коэффициента отражения ультразвука α при давлении, соответствующем первому максимуму зависимости фототока $i_{01\max}$ от давления

Второй способ. Имеет место условие (17), когда ребро клина эквивалентной воздушной пластины расположено параллельно фронтам плоской ультразвуковой волны. Для щели конечных размеров, как и в первом случае, выражение фототока получается путем интегрирования по площади щели выражения (2).

Интегрируя почленно и проделывая тригонометрические преобразования, аналогичные проведенным в случае малых давлений, получим

$$i_1 = 4a \sqrt{E_1 E_2} \Delta y \sum_{n=0}^{\infty} A_n B_n^u \sqrt{1 + \beta_n^2 + 2\beta_n \cos 2\Phi_n} \sin(\omega t + \Theta_n), \quad (38)$$

где:

$$A_n^2 = \xi_{n1}^2 + \xi_{n2}^2 - 2\xi_{n1} \xi_{n2} \cos 2(a_0 + b_0 x), \quad (39)$$

$$\operatorname{tg} \Theta_n = \frac{1 - \beta_n}{1 + \beta_n} \operatorname{tg} \Phi_n, \quad (40)$$

$$\operatorname{tg} \Phi_n = \frac{\xi_{n1} \sin \varphi_{n1} + \xi_{n2} \sin \varphi_{n2}}{\xi_{n1} \cos \varphi_{n1} + \xi_{n2} \cos \varphi_{n2}}. \quad (41)$$

Здесь обозначено:

$$a_0 = 2Kz_0;$$

$$b_0 = 2K \operatorname{tg} \varphi;$$

$$\xi_{n1} = \frac{\sin \frac{\Delta x}{2} [b_0 - (2n+1)k]}{b - (2n+1)k};$$

$$\xi_{n2} = \frac{\sin \frac{\Delta x}{2} [b_0 + (2n+1)k]}{b_0 + (2n+1)k};$$

$$\varphi_{n1} = x [b_0 - (2n+1)k] + a_0 - \frac{\psi}{2};$$

$$\varphi_{n2} = x [b_0 + (2n+1)k] + a_0 + \frac{\psi}{2}.$$

При условиях (23) и (24), т. е. при равенстве ширины щели целому числу полуволи ультразвука и расстоянию между интерференционными полосами, равном длине волны, все A_n , кроме A_0 , обращаются в нуль,

$A_0 = \frac{\Delta x}{2}$, и выражение (38) принимает простой вид

$$i_1 = a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y N_1 B_0^u \sqrt{1 + \beta_0^2 + 2\beta_0 \cos 2\Phi_0} \sin(\omega t + \Theta_0), \quad (42)$$

где:

$$\operatorname{tg} \Theta_0 = \frac{1 - \beta_0}{1 + \beta_0} \operatorname{tg} \Phi_0, \quad (42a)$$

$$\Phi_0 = 2Kz_0 - \frac{\psi}{2}. \quad (42b)$$

Как видно из выражения (42), при $\varphi_0 = 2\pi N$ амплитуда i_1 достигает максимума, а при $\varphi_0 = \pi(2N+1)$ — минимума, если $\psi > 0$, и

наоборот, если $\beta_0 < 0$. Знак β_0 определяется величинами Δp_{cp} и α . Выражение для фототока при максимуме и минимуме в общем виде может быть записано следующим образом:

$$i_{01, \max} = a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y N_1 [|J_0(2KZ) J_1(2K\alpha Z)| + |J_0(2K\alpha Z) J_1(2KZ)|]; \quad (43)$$

$$i_{01, \min} = a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y N_1 [|J_0(2KZ) J_1(2K\alpha Z)| - |J_0(2K\alpha Z) J_1(2KZ)|]. \quad (44)$$

Максимум и минимум фототока, как и при Δp_{cp} малом, достигаются лишь изменением z_0 , т. е. передвижением интерференционных полос относительно щели. При передвижении щели относительно интерференционных полос, т. е. при изменении x , фототок в (42) не будет меняться. При малых давлениях выражения (42), (43) и (44) совпадают с полученными выше для i_1 ; $i_{01, \max}$ и $i_{01, \min}$.

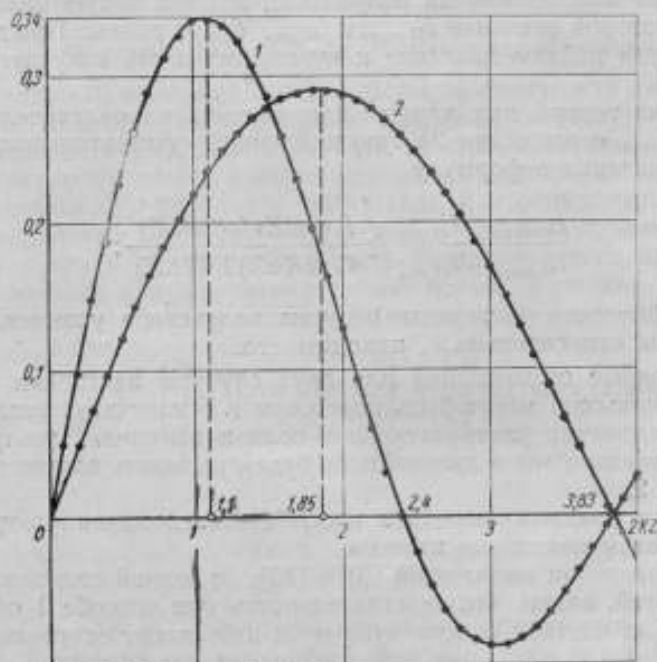


Рис. 5. Зависимость фототока от ультразвукового давления для двух случаев чисто стоячей и чисто бегущей волны при втором способе настройки интерферометра:

кривая 1 — $J_0(2KZ) J_1(2KZ)$; кривая 2 — $\frac{1}{2} J_1(2KZ)$

При $\alpha = 0$ (чисто бегущая волна)

$$i_{01, \max} = i_{01, \min} = a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y N_1 J_1(2KZ). \quad (45)$$

При $\alpha = 1$ (чисто стоячая волна)

$$i_{01, \max} = 2a \sqrt{E_1 E_2} \lambda \Delta y N_1 J_0(2KZ) J_1(2KZ), \quad (46)$$

$$i_{01, \min} = 0.$$

График зависимости фототока от звукового давления для случаев чисто бегущей и стоячей волны приведен на рис. 5.

При $\alpha = 1$ фототок достигает максимума при $2KZ = 1,1$. Фототок достигает нуля при значениях аргумента, равных корням функции Бесселя нулевого и первого порядка, т. е. при $2KZ = 2,4$ и $2KZ = 3,83$. Как

и в первом случае, эти точки могут служить реперными при измерениях давления, а все кривые зависимости фототока от звукового давления для разных α при $0 < \alpha < 1$ располагаются между кривыми для чисто стоячей и бегущей волн.

Фазовый угол определяется способом, описанным выше, и вычисляется по формуле (28). α может быть определена способом, аналогичным рассмотренному для первого случая. Мы укажем еще один способ определения α , применимый только ко второму случаю.

Обращаясь к выражениям (43) и (44), видим, что при значении аргумента, равном 2,4, выражения фототока в максимуме и минимуме будут равны. $2KZ = 2,4$ будет первое значение аргумента, при котором они совпадают. Это свойство можно использовать для определения α и $\Delta p_{ср}$.

Изменяя напряжение на излучателе, найдем такую величину фототока, при которой значения $i_{01\max}$ и $i_{01\min}$ будут равны. При этом $2KZ = 2,4$, откуда найдем давление и чувствительность излучателя (в бегущей волне).

Измеряя теперь при данном напряжении на излучателе величины $i_{01\max}$ и $i_{01\min}$ и вычисляя $2KZ$ по найденной чувствительности, подставляем эти значения в формулу

$$\frac{i_{01\max} - i_{01\min}}{i_{01\max} + i_{01\min}} = \frac{I_0(2KZ) I_1(2K\alpha Z)}{I_0(2K\alpha Z) I_1(2KZ)}$$

решая графическим (или иным) путем полученное уравнение с одним неизвестным относительно α , находим его.

Выведенные соотношения для двух случаев настройки интерферометра Майкельсона могут быть положены в основу двух различных способов исследования ультразвукового поля и измерения ультразвукового давления, которые мы в дальнейшем будем называть соответственно способом 1 и 2.

Сравним предложенные два способа исследования ультразвукового поля и сделаем некоторые **выводы**.

1. Из сравнения выражений (9) и (33), с одной стороны, и (25) и (42), с другой, видно, что чувствительность при способе 1 обратно пропорциональна частоте ультразвука ω и не зависит от увеличения оптимальной ширины щели $\Delta x = \frac{\lambda}{2}(2N_1 + 1)$, т. е. от величины N_1 , где $N_1 = 1, 2, 3, \dots$

2. Чувствительность при способе 2 не зависит от частоты ультразвука ω и прямо пропорциональна оптимальной ширине щели $\Delta x = \frac{\lambda}{2}N_1$, т. е. в N_1 раз больше, чем в первом способе.

3. На результате измерений в способе 1 должны очень сильно сказываться незначительные толчки, изменения температуры и другие случайные причины, влияющие на параметр z_0 , входящий в выражения фототока (5) и (32) и тем самым вызывающие «сползание» интерференционной картины с максимума чувствительности. Так как в способе 1 все измерения должны вестись путем настройки на максимум чувствительности по нескольким переменным, подверженным случайным изменениям, эти измерения будут относительно трудоемки и неудобны. Проведенные нами опыты подтвердили этот вывод.

4. В способе 2 при измерениях в чисто бегущей волне толчки и прочие причины совершенно не должны сказываться на амплитуде измеряемого фототока, а лишь на его фазе (амплитуда i_1 выражений (26) и (42) при $\alpha = 0$ не зависит от z_0).

Можно ожидать, что при строгом соблюдении оптимальных размеров щели ошибка будет незначительна. Как видно из выражения (30), эта ошибка должна пропорционально уменьшаться при переходе к более широкой щели и более высоким частотам.

5. Способ 2 может быть рекомендован для измерения звукового давления в чисто бегущей волне в широком диапазоне ультразвуковых частот (особенно высоких); выходной прибор при этом может быть градуирован непосредственно в единицах звукового давления.

6. Способ 1 может быть рекомендован для измерений в ультразвуковом поле с некоторым КСВ. Как видно из сравнения выражений (5), (32) и (25), (42), случайные факторы, влияющие на изменение z_0 будут сказываться на результате измерений при обоих способах, однако в способе 2 можно ожидать большей погрешности из-за трудности определения φ и менее удобной настройки на максимум и минимум при определении z .

Методика градуировки ультразвуковых щупов

Как видно из выведенных выше формул, оптическая методика позволяет найти не само ультразвуковое давление (в точке), а некоторую усредненную величину. Чтобы перейти от этой величины к ультразвуковому давлению (в точке) и найти методику градуировки ультразвуковых щупов, необходимо дополнить оптические измерения амплитудно-фазовыми измерениями, проводимыми щупом в ультразвуковом поле. Действительно, пусть e — чувствительность ультразвукового щупа, размеры которого меньше длины ультразвуковой волны. Умножив правую и левую части (16) и (1в) на e , получим соответственно

$$e = \frac{dn}{dp} \frac{\sqrt{\left[\int_0^z v(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2 + \left[\int_0^z v(z) \sin \varphi(z) dz \right]^2}}{Z} \quad (47a)$$

$$e' = \frac{dn}{dp} \frac{\int_0^z v(z) dz}{Z} \quad (47б)$$

Здесь $v(z) = e \Delta p(z)$ — функция изменения напряжения, снимаемого со щупа при движении его вдоль пути светового луча z , а $\varphi(z)$ — соответственно изменение фазы напряжения. Таким образом, градуировка щупа сводится к измерению коэффициента $\frac{dn}{dp}$, разности хода Z (каким-либо оптическим методом) и функции распределения напряжения $v(z)$ и фазы $\varphi(z)$, снимаемых со щупа при движении его вдоль пути светового луча. Относительная погрешность при определении чувствительности по приближенной формуле (47б), не учитывающей распределение фазы давления в ультразвуковом пучке, определяется выражением

$$\delta = \left(\frac{\int_0^z v(z) dz}{\sqrt{\left[\int_0^z v(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2 + \left[\int_0^z v(z) \sin \varphi(z) dz \right]^2}} - 1 \right) \quad (48)$$

Погрешность может оказаться незначительной, если ультразвуковой пучок приближается к идеальному, т. е. если резкое изменение амплитуды и фазы происходит лишь на самых краях пучка на расстоянии, малом по сравнению с шириной пучка. В этом случае может оказаться возможным пользоваться упрощенной формулой (47б). Естественно, что реше-

ние вопроса о пользовании той или иной формулой может быть получено лишь экспериментально с учетом требований, предъявляемых к точности градуировки ультразвуковых щупов.

Для измерения величины, стоящей в числителе формулы чувствительности (47а), нами была разработана специальная методика (и аппаратура) позволяющая непосредственно измерить интересующие нас величины $v(z) \cos \varphi(z)$ и $v(z) \sin \varphi(z)$, не прибегая к отдельным измерениям амплитуды $v(z)$ и фазы $\varphi(z)$; это особенно важно для автоматизации процесса и повышения точности градуировки щупов. Принцип предложенной методики заключается в следующем. Если исследуемый сигнал $v(z)$ поступает на аноды балансного синхронного детектора (собранный на диодах), то напряжения на его катодах, как известно [1], выражаются соответственно формулами:

$$V_1 = r \sqrt{v_0^2 + v^2(z) - 2v_0 v(z) \cos \varphi(z)} ; \quad (49)$$

$$V_2 = r \sqrt{v_0^2 + v^2(z) + 2v_0 v(z) \cos \varphi(z)} . \quad (50)$$

где: v_0 — амплитуда опорного напряжения на аноде,
 r — коэффициент усиления диода.

При фазе опорного напряжения, повернутом на 90° относительно первоначального положения, (49) и (50) примут вид

$$V_3 = r \sqrt{v_0^2 + v^2(z) - 2v_0 v(z) \sin \varphi(z)} ; \quad (51)$$

$$V_4 = r \sqrt{v_0^2 + v^2(z) + 2v_0 v(z) \sin \varphi(z)} . \quad (52)$$

откуда

$$v(z) \cos \varphi(z) = \frac{V_2^2 - V_1^2}{4 r^2 v_0} ; \quad (53)$$

$$v(z) \sin \varphi(z) = \frac{V_4^2 - V_3^2}{4 r^2 v_0} . \quad (54)$$

Таким образом, по напряжениям на катодах балансного детектора V_1 , V_2 и V_3 , V_4 могут быть определены величины, входящие в формулу чувствительности (47а). Непосредственное применение балансного синхронного детектора на частотах 200—500 кГц затрудняется из-за особенностей его балансировки, поэтому для амплитудно-фазовых измерений была использована специальная электронная аппаратура, в которой исследуемый высокочастотный сигнал сначала преобразуется в низкочастотный и потом подается на балансный детектор (см. блок-схему аппаратуры на рис. 11).

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Электронная аппаратура

Для проведения измерений в ультразвуковом поле в диапазоне частот 200—500 кГц по предложенному методу требуется проводить анализ модулированной интерференционной картины с помощью фотоумножителя и узкополосного (порядка 0,5 Гц) фильтра.

Схема, состоящая из узкополосного фильтра с балансным детектором и фазовращателем, которая была использована в работах Г. С. Горелика и И. Л. Берштейна [4 и 3] для низких частот, для этого диапазона частот неприменима, так как: 1) нельзя получить достаточно узкую полосу перед балансным детектором, необходимую для его нормальной работы; 2) трудно балансировать синхронный детектор; 3) трудно изготовить стабильный фазовращатель в пределах 0—180°, который имел бы постоянную амплитуду в указанном диапазоне частот.

Разработанная нами специальная электронная аппаратура была предварительно опробована на установке по измерению малых механических смещений в указанном диапазоне. Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 6. В основу ее работы положен принцип транспозиции гетеродинным способом исследуемого напряжения высокой частоты с фотоумножителем при любой частоте нашего частотного диапазона в напряжение фиксированной низкой частоты порядка 1 кГц. Схема позволяет достигнуть стабильности этого напряжения порядка 10^{-2} — 10^{-3} .

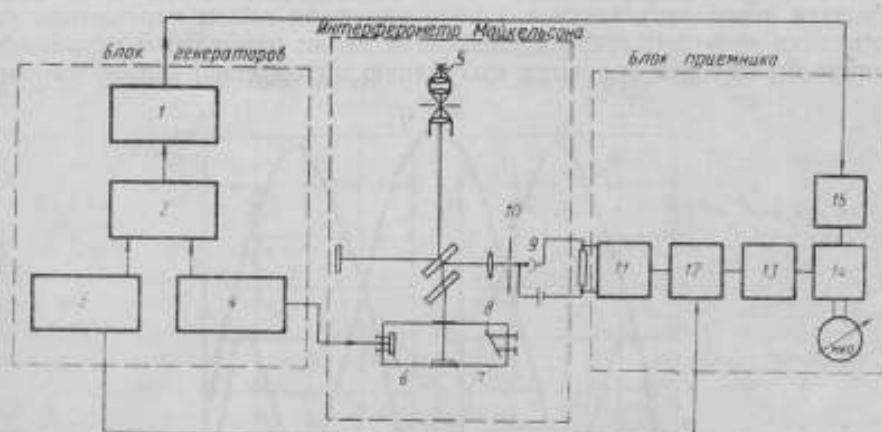


Рис. 6. Блок-схема электронной установки для исследования ультразвуковых полей методом оптической микрофазометрии:

1 и 13—резонансный ВЧ-усилитель ($f_1 - f_2 = 1$ кГц); 2 и 12—смеситель; 3—генератор II (f_3 от 190 до 490 кГц); 4—генератор I (f_1 от 200 до 5,0 кГц); 5—источник света; 6—излучатель; 7—волна; 8—отражатель; 9—ФЭУ-19; 10—щель; 11—усилитель; 14—балансный детектор; 15—фазоинвертирующий элемент.

Преобразованный сигнал подавался на низкочастотный узкополосный усилитель с балансным детектором, опорное напряжение для которого преобразовывалось из высокой частоты аналогичным образом.

Таким образом, все измерения в диапазоне частот 200—500 кГц сводились к уже изученным надежным измерениям на фиксированной низкой частоте. Тем самым были устранены все перечисленные трудности, и была получена необходимая полоса пропускания 0,5 гц в диапазоне 200—500 кГц.

Описание установки

В качестве интерферометра нами был использован интерференционный компаратор Кестерса, типа Майкельсона, с интерференционными линиями «равной толщины», служащий обычно для абсолютных измерений концевых мер длины. В одном из плеч интерферометра на его предметный столик помещалась ванна особой конструкции, наполненная водой, в которой создавалось ультразвуковое поле.

В верхней и нижней поверхностях ванны в ближней зоне излучения были сделаны два круглых окна, закрытых оптическими стеклами высокой степени плоскостности (класса 13). К нижнему стеклу притиралась концевая мера (пластинка Югансона) также высокого класса плоскостности, служившая отражающей свет поверхностью.

При заполнении ванны вода смачивала верхнее стекло; тем самым уменьшалось влияние толчков на колебание столба воды и, следовательно, на сползание интерференционной картины.

В ванне обеспечивалось отсутствие воздушных пузырей.

Излучатель представляет собой круглую титанат-бариевую шайбу диаметром 50 мм, которая клеилась клеем № 88 в плексигласовое кольцо. Кольцо помещалось в латунную цилиндрическую оправку с воз-

душной подушкой сзади излучателя. Сам излучатель крепился к стенке ванны на трех установочных винтах, предназначенных для регулировки положения ультразвукового пучка относительно светового луча. В противоположный излучателю конец ванны (также на трех установочных винтах под некоторым углом) помещалась металлическая отражающая ультразвуком пластинка, позволяющая производить измерения звукового давления в чисто бегущих волнах. Действие пластинки, отражающей ультразвук под некоторым углом, основано на том, что при некоторых углах (или просто при достаточно больших углах) прохождения светового луча через ультразвуковое поле вносимая полем переменная разность хода может оказаться близкой к нулю; тем самым устраняется влияние отраженной волны на модуляцию интерференционной картины.

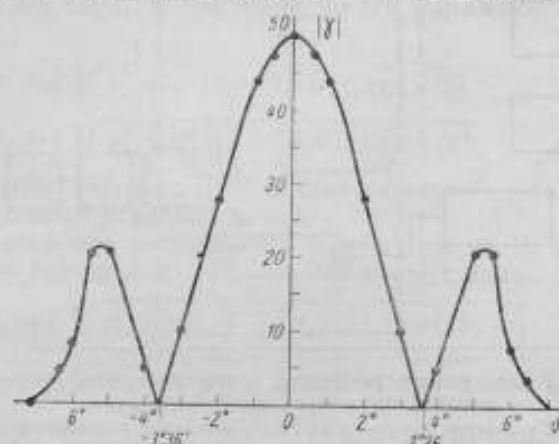


Рис. 7. Зависимость разности хода светового луча от угла его падения на ультразвуковой пучок:

$$Z = \frac{dn}{dp} \Delta p r; \quad \gamma = \frac{2 \sin \left(\frac{K_1 Z_1}{2} \operatorname{tg} \theta \right)}{K_1 \sin \theta}$$

На рис. 7 для иллюстрации этого положения представлена найденная теоретически зависимость разности хода Z от угла падения светового луча θ на пучок идеально плоских волн (т. е. когда $\Delta p(z) = \text{const}$ и $\varphi(z) = \text{const}$) шириной $z_1 = 50$ мм при частоте 500 кГц в воде.

В качестве источника света была использована ртутная лампа СВДШ-250, помещавшаяся в проекционный фонарь ФОС-1. Монохроматором интерферометра выделялась яркая зеленая линия ртути $\lambda = 5461 \text{ \AA}$. В установке использовался фотоумножитель ФЭУ-19, который в металлическом светонепроницаемом кожухе крепился на оптической скамье перед окуляром интерферометра. Перед светочувствительным окном фотоумножителя устанавливалась щель, раздвигаемая в обе стороны от центральной чувствительной части окна. При измерениях по первому способу надевалась еще дополнительная диафрагма. Фотоумножитель и вся электронная аппаратура были тщательно экранированы для устранения влияния паразитной наводки исследуемой частоты на результат измерения. Вся установка была поставлена на бетонный фундамент для уменьшения влияния случайных толчков на результат измерения.

Результаты экспериментов

Измерения ультразвукового давления проводились нами в диапазоне 350—500 кГц в чисто бегущих волнах.

В начале измерения проводились вторым из описанных выше способов, как более удобным для измерения в бегущих волнах. Основные

положения теории (выводы 1 и 2 на стр. 42) полностью подтвердились, однако из-за несовершенства отдельных элементов установки (в частности, искривления и неравномерности интерференционных полос), как и следовало ожидать [см. формулу (30)], не удалось получить достаточно стабильных повторяемых результатов.

Поэтому дальнейшее измерение было проведено первым способом, для которого влияние перечисленных причин было менее критичным и могло быть устранено подстройкой.

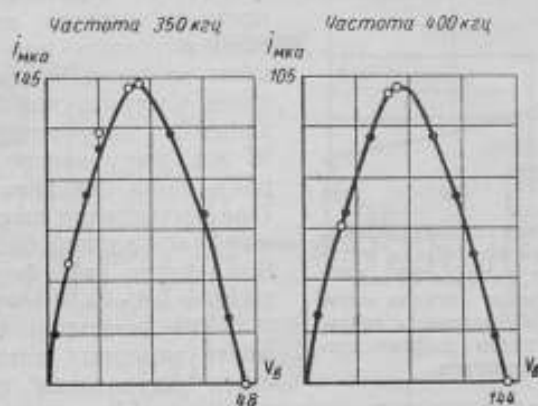


Рис. 8. Теоретическая и экспериментальная зависимость фототока в случае чисто бегущей волны от напряжения, приложенного к излучателю, при первом способе настройки интерферометра: i — ток балансного детектора; V — напряжение на излучателе; \circ — экспериментальные точки

Перед измерениями производилась настройка установки: отражатель устанавливался таким образом, чтобы интерференционные полосы при включении ультразвука размывались равномерно; это свидетельствовало о влиянии на модуляцию только бегущей волны (при влиянии стоячей волны интерференционные полосы размывались сильнее в местах пучностей ультразвука).

Звуковое давление измерялось по первому нулю или по максимуму функции Бесселя первого порядка, определяемому формулой (36). Измерения производились 10 раз при каждом напряжении на излучателе; вычислялись среднее арифметическое значение результата и ошибка измерения. Средняя случайная ошибка измерения не превышала 5%. Результаты проведенных экспериментов приведены на рис. 8—10.

На рис. 8 показаны теоретическая и экспериментальная зависимости фототока от напряжения, приложенного к излучателю; как видно из графика, экспериментальные точки почти идеально ложатся на теоретическую кривую, представляющую функцию Бесселя первого порядка. Наибольшие отклонения от теоретической кривой лежат в пределах ошибки измерения. Этот результат показывает, что излучатель в исследованной нами области давлений ($0-2 \cdot 10^5$ бар) работал линейно и что стоячая волна не сказывалась на модуляции интерференционных полос. В противном случае экспериментальные точки должны были бы лечь на более сложную кривую (см. теорию метода и рис. 3 и 5), отличающуюся от функции Бесселя первого порядка.

На рис. 9 показана частотная характеристика чувствительности излучателя, снятая методом оптической микрофазометрии и методом дифракционных спектров в одинаковой акустической обстановке. Измерения по методу дифракционных спектров были проведены А. Е. Резниковым на установке темного поля. Результаты измерений ультразвукового давления, проведенные обоими методами, дали хорошее совпадение. Наибольшее отклонение результатов оказалось в пределах суммарной ошибки измерений обоих методов (10%). Измерения чувствительности излучателя на его механическом резонансе при 208 кГц проведены не были, так как на этой частоте ультразвуковой пучок, создаваемый излучателем диаметром 50 мм, имел неопределенность ширины из-за сильного расхождения. При вычислении ширины пучка принималась равной 50 мм и величина была взята из формулы Лоренца равной $1,8 \cdot 10^{-5}$ 1/атм.

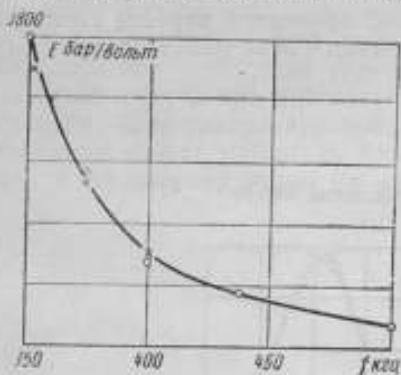


Рис. 9. Частотная характеристика чувствительности излучателя титаната бария диаметром 50 мм: о точки, полученные методом оптической микрофазометрии; х точки, полученные методом дифракционных спектров

и 400 кГц от приложенных к нему напряжений, проведенные двумя методами, показаны на рис. 10. Они свидетельствуют о линейности излучателя в диапазоне давлений 0,04—0,5 атм.

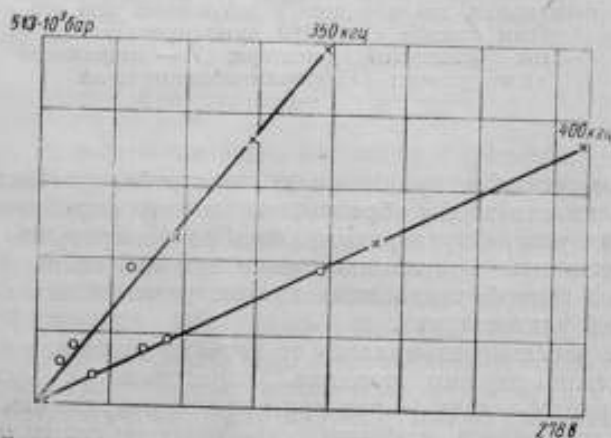


Рис. 10. Амплитудная характеристика излучателя титаната бария для частот 350 и 400 кГц: о точки, полученные методом оптической микрофазометрии; х точки, полученные методом дифракционных спектров

Наша установка позволяла измерять наименьшие давления порядка $2 \cdot 10^4$ бар, что соответствует измеряемым оптическим разностям хода 100 Å. Заметим, что в работе И. Л. Берштейна [3] приведены данные измерения разностей хода порядка тысячных долей ангстрема.

Для выяснения необходимости учета фазовых соотношений при переходе от усредненного ультразвукового давления к давлению в точке и использования в связи с этим при градуировке щупов одной из выведенных формул (47а) или (47б) были проведены амплитудно-фазо-

ые измерения в ультразвуковом поле на уже описанной аппаратуре. Измерительная блок-схема представлена на рис. 11. Измерения проводились в соответствии с изложенной выше методикой с помощью щупа из кристалла сегнетовой соли, размерами $1,5 \times 2$ мм, укрепленного на конце иглы от шприца (конструкция заимствована с кафедры акустики МГУ) на частоте 430 кгц в чисто бегущих волнах, создаваемых излучателем диаметром 50 мм. Глушачая система представляла блок резиновых клиньев, расположенных под углом к направлению распространения ультразвука (конструкция была заимствована в лаборатории акустики ВНИИМ).

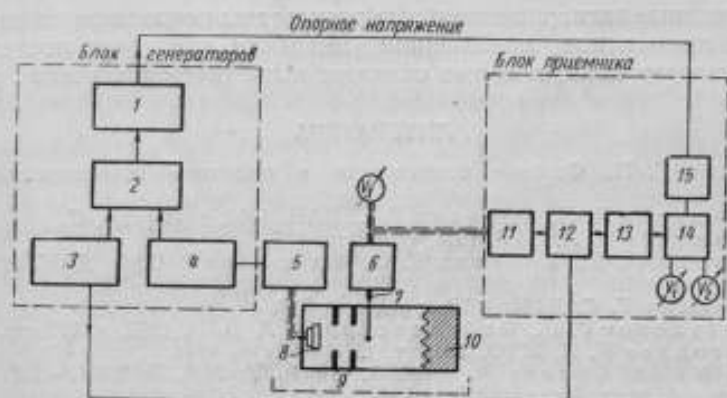


Рис. 11. Измерительная блок-схема для излучения амплитудно-фазовой структуры ультразвукового поля;

1 и 13—резонансный RC-усилитель ($f_0 - f_1 = 1$ кгц); 2 и 12—смеситель; 3—генератор II (f_2 от 199 до 499 кгц); 4—генератор I (f_1 от 300 до 500 кгц); 5—мощный усилитель; 6—предусилитель; 7—щуп; 8—излучатель; 9—диафрагмы; 10—глушачик; 11—усилитель; 14—балансный детектор; 15—фазовращатель.

Измерения проводились в ванне больших размеров, чем описанная выше, на установке темного поля. В этой части эксперимент был подготовлен А. Е. Резниковым. Результаты проведенных экспериментов сведены в таблицу.

x (мм)	$\int_0^{z_1} v(z) dz$ (мв. мм)	$\sqrt{\left[\int_0^{z_1} v(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2 + \left[\int_0^{z_1} v(z) \sin \varphi(z) dz \right]^2}$ (мв. мм)	δ (%)
311,3	3192,75	2681	19,1
326,3	2815,5	2097	34,2
341,3	3891	2552	52,4
356,3	2852,5	2018	41,2
367,3	3013,5	2129	41,5
$\frac{v}{5}$	3153	2295	37,4

Как видно из таблицы, относительная погрешность при определении чувствительности щупа [см. формулу (48)] по приближенной формуле (47б) получается разная в плоскостях, расположенных на различных расстояниях от излучателя, и может достигать 50%. Среднее δ по пяти плоскостям составляет 37%.

Таким образом, можно считать экспериментально доказанным, что при переходе от усредненного давления, полученного оптическим методом, к давлению в точке необходимо учитывать фазовые соотношения в ультразвуковом поле и пользоваться при градуировке щупов точной формулой (47а). К сожалению, абсолютная градуировка щупов методом оптической микрофазометрии нами проведена не была из-за невозможности помещения в интерферометр ванны больших размеров, в которой проводились амплитудно-фазовые измерения. Кроме того, пока не удалось провести с достаточной степенью точности измерения интерферометрическим способом коэффициента $\frac{dn}{dp}$, входящего в формулу чувствительности.

Полученные экспериментальные результаты позволяют надеяться на успешное применение изложенной методики для всех исследований ультразвукового поля, которые описаны выше в теоретическом разделе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асеев Б. П. Фазовые соотношения в радиотехнике, Связьиздат, 1954, стр. 33—35.
2. Берштейн И. Л., Горелик Г. С. ДАН, 1952, т. 86, стр. 47.
3. Берштейн И. Л. ДАН, 1954, т. 94, стр. 655.
4. Брусин И. Я., Горелик Г. С., Пиковский С. А. ДАН, 1952, т. 83, стр. 553.
5. Горелик Г. С. ДАН, 1952, т. 83, стр. 549.
6. Мотулевич Г. П., Фабелинский И. Л. ДАН, 1956, т. 106, стр. 637—640.
7. Погодаев К. Н. ЖТФ, 1941, т. II, № 5, стр. 474.
8. Koib I. and Loeber A. B. IASA, (1954), Vol. 26, № 2, 249—251.
9. Raps A. Ann. Phys. (1893), 50, 193.

РАСЧЕТЫ КОНСТРУКЦИИ ТРУБЫ ДЛЯ ЗВУКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ВОДЕ

Задача получения простейших звуковых волн в трубе с водой

Получение чистых стоячих волн в трубе при средних звуковых частотах представляет интерес с точки зрения использования таких волн для целей градуировки звукоприемников по звуковому давлению. В воздушной измерительной акустике известны примеры успешного применения стоячих волн в трубе при градуировке звукоприемников с использованием звукомерного диска и при градуировке по методу взаимности. Однако для аналогичных применений в гидроакустике необходимо преодолеть существенные затруднения в получении стоячих волн чистой формы, возникающие вследствие весьма значительного волнового сопротивления воды и сравнимости его с сопротивлением стенок трубы. Получающиеся при этом колебания стенок осложняют закономерности стоячих волн в трубе.

Эти осложняющие обстоятельства заключаются в следующем:

- а) нарушение виброизоляции трубы и появление вредных, не поддающихся учету утечек энергии колебаний через опоры;
- б) возможность проявления резонансов стенок трубы, имеющих существенное влияние на стоячие звуковые волны в трубе;
- в) зависимость скорости звука в воде внутри трубы от частоты и от параметров стенок трубы, а также значительное изменение этой скорости по сравнению со значением скорости звука в безграничной среде;
- г) при достаточно высокой частоте и при конечной толщине стенок возможно появление волновых явлений внутри самих стенок;
- д) влияние несовершенства жесткости закрытого конца трубы и, в частности, зависимость действующего на звукоприемник звукового давления от сопротивления приемной части звукоприемника.

В качестве еще одного существенного осложняющего обстоятельства можно указать на вредное влияние пузырьков воздуха, однако рассмотрение этого вопроса выходит за пределы настоящей статьи.

В литературе имеются материалы, посвященные анализу отдельных перечисленных выше вопросов, однако ввиду известной запутанности и сложности всего комплекса вопросов представляется целесообразным провести общее рассмотрение под углом зрения практической задачи конструирования трубы для звуковых измерений в воде.

Прежде всего отметим, что для интересующих нас целей градуировки звукоприемников могут быть использованы только волны простейшего вида, которые с достаточным приближением можно считать за плоские.

Известно, что в трубе с жесткими стенками плоские волны возможны при низких частотах и именно до частоты, определяемой условием, связывающим внутренний диаметр трубы d с длиной волны λ :

$$d = 0,586\lambda. \quad (1)$$

При более высоких частотах появляются волны высших видов, характеризующиеся распределением продольных и поперечных колебаний по сечению трубы и определенным для каждого вида числом внутренних круговых и диаметральных узлов.

В трубе с несовершенными жесткими стенками чисто плоские волны невозможны, так как благодаря конечному сопротивлению стенок любое повышение или снижение давления сопровождается увеличением или уменьшением, хотя бы и очень малым, поперечного сечения трубы в данном месте. Вместе с этим неизбежны и радиальные составляющие колебаний.

Учитывая сопротивление стенок трубы, следует определить условия получения в трубе с водой практически чистых плоских волн, т. е. таких волн, в которых имеющиеся отклонения от идеальной формы плоских волн могут рассматриваться как небольшие погрешности, не могущие существенно повлиять на результаты измерений и градуировки звукоприемников в трубе.

Податливость стенок трубы. Характеристическое уравнение

Общая теория волн [1] в системе водяного столба с деформируемой оболочкой весьма сложна и едва ли может быть положена в основу расчетов конструкции трубы. Поэтому ограничимся простым приближенным рассмотрением, в котором мы пренебрежем скальзывающими усилиями, возникающими в сечениях трубы, и будем вести расчет только на сопротивление растяжения кольцевых элементов оболочки.

При этом предположим, что:

а) толщина стенки гораздо меньше длины звуковой волны в ее материале, так что можно учитывать только пульсацию кольцевого элемента в целом;

б) пульсации элементов стенки малы по сравнению с радиусом трубы.

Условие равновесия сил, действующих на кольцевой элемент стенки, приводит к уравнению движения этого элемента в расчете на единицу длины трубы

$$\rho_1 h \ddot{u} + \frac{Eh}{a^2} u = p. \quad (2)$$

Здесь:

\ddot{u} — радиальное перемещение стенки;

h — толщина стенки;

ρ_1 — плотность материала стенки;

E — модуль Юнга материала стенки;

p — звуковое давление внутри трубы.

Как показывает (2), условие резонанса стенки может быть представлено в виде

$$f_0 = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{E}{\rho_1}} \quad (2a)$$

и соответствует условию совпадения длины окружности внутреннего сечения и длины волны в материале стенки. Резонансная частота f_0 может быть сравнительно низкой: например, для стальной трубы внутреннего диаметра 10 см резонансная частота составляет 16 000 гц.

Из уравнения (2) может быть получено выражение для импеданса стенки:

$$z_c = \frac{1}{j\omega} \frac{Eh}{a^2} + j\omega \rho_1 h. \quad (3)$$

При частотах ниже резонансной сопротивление стенки может быть принято за чисто упругое.

Предположим, как это справедливо при достаточно низких частотах, что колебания не будут зависеть от угла вокруг оси трубы, так что звуковой потенциал φ будет функцией только радиуса r и координаты y , отсчитываемой по оси трубы:

$$\varphi = \varphi(r, y, t).$$

Выражая для вынужденных периодических колебаний зависимость от времени множителем $e^{j\omega t}$:

$$\varphi = \Phi(r, y) e^{j\omega t},$$

имеем для функции Φ волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + k^2 \Phi = 0; \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (4)$$

Решение для двух волн, идущих навстречу друг другу, напомним в виде

$$\Phi = AR_1(r) e^{-jk'y} + BR_2(r) e^{jk'y} \quad (4a)$$

(A и B — постоянные интегрирования).

Волновые числа k' и k'' предполагаются здесь для общности различными, но не зависящими от y и r .

Для волны, распространяющейся вправо, получаем

$$K_1 + \frac{R_1}{r} - (k'^2 - k^2) R_1 = 0, \quad (5)$$

т. е. получаем уравнение Бесселя нулевого порядка, которое имеет единственное общее решение:

$$R_1 = I_0(K' r); \quad K'^2 = k'^2 - k^2.$$

Аналогично волна, бегущая влево, описывается решением

$$R_2 = I_0(K'' r); \quad K''^2 = k''^2 - k^2.$$

Граничное условие на стенке (при $r = a$) имеет вид

$$p(a) = z_c v_r(a). \quad (6)$$

Это приводит к уравнению

$$A [j\omega \rho I_0(K' a) + z_c K' I_0'(K' a)] e^{-jk'y} + B [j\omega \rho I_0(K'' a) + z_c K'' I_0'(K'' a)] e^{jk'y}. \quad (6a)$$

Здесь A и B — произвольные (комплексные) постоянные. Равенство (6a) должно соблюдаться при любом y , поэтому прямые скобки, каждая в отдельности, должны обращаться в нуль, что приводит для K' и K'' к одинаковым уравнениям:

$$j\omega \rho I_0(K_1 a) + z_c K_1 I_0'(K_1 a) = 0.$$

Заключаем, что $K' = K'' = K_1$, а также $k' = k'' = k_1$, и получаем решение (4) в виде

$$\Phi = I_0 \left(r \sqrt{k_1^2 - k^2} \right) (A e^{-jk_1 y} + B e^{jk_1 y}). \quad (7)$$

Пользуясь известной формулой

$$I_0'(K_1 a) = I_1(K_1 a),$$

уравнение для K_1 напомним в виде

$$\frac{(K_1 a) I_1(K_1 a)}{I_0(K_1 a)} = - \frac{j\omega \rho a}{z_c}. \quad (3)$$

Подставляя сюда выражение для сопротивления стенки (3), приходим к характеристическому уравнению решения задачи о звуковой волне в трубе с податливыми стенками:

$$\frac{(K_1 a) I_1(K_1 a)}{I_0(K_1 a)} = \frac{a \rho}{h \rho_1} \frac{1}{\frac{E}{\rho_1 \omega^2 a^2} - 1} \quad (8)$$

Замечая, что $\frac{E}{\rho_1} = c_1^2$ (квадрату скорости звука в стенке) и что поэтому

$$\frac{E}{\rho_1 \omega^2 a^2} = \left(\frac{\lambda_1}{L} \right)^2,$$

т. е. равно квадрату отношения длины волны в материале стенки λ_1 к окружности сечения стенки L , делаем вывод, что правая часть уравнения (8) меняет знак при резонансе оболочки трубы. Введем для правой части уравнения (8) обозначение

$$\varepsilon = \frac{a \rho}{h \rho_1} \frac{1}{\left(\frac{\lambda_1}{L} \right)^2 - 1} \quad (8a)$$

Параметр ε , определяемый размерами и материалом трубы и частотой, может быть вычислен для каждой конкретной трубы. Зная ε по характеристическому уравнению (8) можно определить K_1 и, следовательно, волновое число для трубы с жесткими стенками.

Если $\frac{\lambda_1}{L}$ будет больше единицы (после резонанса стенки), то характеристическое уравнение в функциях I_0 не будет иметь вещественных решений, и будет необходимо перейти к волновому числу $K_1^* = jK_1 = \sqrt{k^2 - k_1^2}$ и к функциям I_0 и J_1 , причем, как известно,

$$I_0(x) = J_0(jx); \quad I_1(x) = -jJ_1(jx).$$

В дальнейшем мы будем принимать, что условие резонанса оболочки никогда не достигается в заданном для работы диапазоне частот. Если бы резонанс был допущен, то тем самым стали бы возможны высшие типы волн в трубе с появлением узловых линий по сечению; для измерений использовать такие волны было бы затруднительно. Условие работы ниже резонанса оболочки всегда может быть обеспечено выбором диаметра трубы.

Мы будем принимать для внутреннего радиуса трубы

$$a < \frac{c_1}{2\pi f}$$

где: f — верхняя частота заданного диапазона;

c_1 — скорость звука в оболочке.

При работе в диапазоне частот до 10 кГц для стальной трубы ($c_1 = 5,1 \cdot 10^5$ см/сек) получается соответствующее резонансу оболочки при верхней рабочей частоте значение внутреннего диаметра $2a \approx 16$ см. Практически не удастся использовать трубу с таким большим диаметром до 10 кГц, так как при этом отношение длины окружности внутреннего диаметра будет в 3,5 раза больше длины волны в воде, что неизбежно поведет к нарушению осевой симметрии колебаний в воде.

Поэтому мы будем принимать в качестве предельного значения для внутреннего радиуса трубы значение

$$a = \frac{c}{2\pi f},$$

где c — табличная скорость звука в воде.

Рассмотрим подробнее случай низких частот для трубы, имеющей почти жесткие стенки.

Для примера выберем в качестве материала трубы сталь ($\rho_1 = 7,8 \text{ г/см}^3$; $E = 2 \cdot 10^{12} \text{ дин/см}^2$). В табл. 1 даются значения $\varepsilon \cdot 10^3$ для стальной трубы с внутренним диаметром 10 см в зависимости от толщины стенок h и от частоты f (резонанс стенок при 16 кгц).

Таблица 1

f (кгц) \ h (см)	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
0,1	0,125	0,062	0,042	0,031	0,025
0,2	0,5	0,25	0,166	0,125	0,10
0,5	3,12	1,56	1,04	0,78	0,625
1	12,5	6,25	4,17	3,12	2,5
2	50,8	25,4	16,9	12,7	10,15
5	347	173	115	86,5	69,2
10	2050	1020	683	513	410

Для малых значений ε характеристическое уравнение можно решить приближенно, пользуясь разложениями бesselевых функций в ряд.

В табл. 2 приведены значения выражения

$$\frac{(K_1 a) I_1(K_1 a)}{I_0(K_1 a)}$$

т. е. величины, приравняваемой ε , в зависимости от аргумента $(K_1 a)$.

Таблица 2

$K_1 a$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0
ε	0	0,0199	0,0784	0,1724	0,2969	0,4464	1,3955	2,4300	3,4541	4,4669	5,7442

Аргумент $(K_1 a)$ всегда в несколько (2—5) раз больше ε , что позволяет пользоваться рядами бesselевых функций, если только ε не превосходит сотых. Если $(K_1 a)$ обозначим через x , эти ряды будут иметь вид

$$I_1 = \frac{x}{2} + \frac{x^3}{2^4} + \frac{x^5}{2^7 \cdot 3} + \dots;$$

$$I_0 = 1 + \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^4 \cdot 2 \cdot 2} + \frac{x^6}{2^6 \cdot 2^2 \cdot 3^2} + \dots$$

Подставляя эти разложения в характеристическое уравнение

$$x_1 I_1(x) = \varepsilon I_0(x)$$

и удерживая только по два члена в правой и левой частях, находим после решения приближенное значение x :

$$x^2 \approx 4 \left[\sqrt{1 + \frac{\varepsilon^2}{4}} - 1 + \frac{\varepsilon^2}{2} \right]. \quad (9)$$

Для малых значений аргумента x (например, до 0,5) подсчет по этой формуле хорошо согласуется с подсчетами по точной формуле. При значениях ε до 0,5 можно также пользоваться формулой

$$x = K_1 a \approx \sqrt{2\varepsilon} \left(1 + \frac{\varepsilon}{8} \right) \approx \sqrt{2\varepsilon}; \quad (\varepsilon < 0,5).$$

Для значений $\varepsilon > 0,5$ довольно хорошее приближение дает формула

$$x = K_1 a \approx \varepsilon + 0,6. \quad (11)$$

Рассмотрим подробнее влияние частоты, которое удобно выразить переменной (ka) .

Параметр ε может быть представлен в виде

$$\varepsilon = \frac{a}{h} \frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^2} \frac{(ka)^2}{1 - \frac{c^2}{c_1^2} (ka)^2}.$$

Как мы видели выше, критическим является значение $\varepsilon = 0,5$, при котором меняется закон приближенной зависимости волнового числа. Переход ε через значение 0,5 выражается условием

$$(ka)_0 = \sqrt{\frac{\rho_1 c_1^2}{\rho c^2} \frac{1}{\left(\frac{\rho_1}{\rho} + \frac{2a}{h}\right)}}.$$

Из этой формулы видно, что при условии $\frac{h}{a} > \frac{1}{4}$ критическое значение $\varepsilon = 0,5$ достигается только при значениях $ka > 1$, т. е. вне рабочего диапазона частот. Исключение составляет свинец, у которого при любых значениях $\frac{h}{a}$ равенство $\varepsilon = 0,5$ достигается при $ka < 1$. Это

означает, что при расчетах свинцовых труб следует пользоваться обоими выражениями (10) и (11) для ε ; для других же материалов формула (10) пригодна во всем диапазоне частот.

Пользуясь характеристическим уравнением (8), мы можем найти волновое число k_1 для трубы с жесткими стенками, а это означает, что мы получим выражение фазовой скорости распространения звуковых волн в такой трубе c' :

$$K_1 = \frac{x}{a} = \sqrt{k_1^2 - k^2},$$

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{c^2 x^2}{\omega^2 a^2}}, \quad (12)$$

$$c' = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{c^2 x^2}{\omega^2 a^2}}}. \quad (13)$$

В табл. 3 приведены результаты примерного расчета скорости звука c' для случая стальной трубы с водой диаметром 10 см при толщине стенок $h = 2$ мм (в зависимости от частоты). Расчеты проведены с помощью формул (10), (11) и (13).

Таблица 3

$f(kHz)$	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10
$\frac{c_1}{c}$	0,8	0,8	0,8	0,8	0,795	0,753	0,628

При небольшой толщине стенок (особенно при повышенных звуковых частотах) можно ожидать значительного (до 30—40%) уменьшения скорости звука и длины волны. При низких частотах снижение скоро-

сти звука не зависит от частоты, что можно показать и теоретически. Действительно, при низких частотах, учитывая малое значение ε и пренебрегая инерционным сопротивлением стенок, получим

$$\varepsilon \approx \frac{ap}{hE} a^2 \omega^2;$$

$$x \approx \sqrt{2\varepsilon} = a\omega \sqrt{\frac{2ap}{hE}};$$

$$\frac{cx}{\omega a} = c \sqrt{\frac{2ap}{hE}} \text{ (не зависит от частоты).}$$

При этом можно пользоваться приближенной формулой

$$c' = c \left(1 - \frac{a}{h} \frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^2} \right). \quad (14)$$

Здесь через c_1 обозначена скорость звука в стенке, равная $\sqrt{\frac{E}{\rho_1}}$.

Формула (14) приводится в «Динамической теории звука» Лэмба.

Выбор материала и конструкции стенок трубы

Поскольку выражаемое формулами (13) и (14) уменьшение скорости распространения вызывается податливостью стенок, величина такого уменьшения может служить мерой возможных колебаний стенок.

Условие уменьшения колебаний стенок может быть сформулировано согласно формуле (14) в виде условия уменьшения величины

$$\frac{a}{h} \frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^2}.$$

Произведение ρc^2 есть не что иное, как модуль упругости E — для материала стенки или модуль всестороннего сжатия κ — для воды. Таким образом, для уменьшения вибрации необходимы следующие условия:

- 1) материал стенок трубы должен иметь модуль упругости, значительно превосходящий модуль всестороннего сжатия жидкости в трубе;
- 2) отношение толщины стенок к внутреннему диаметру трубы должно быть возможно больше.

Однако чрезмерное увеличение толщины стенок, очевидно, может повести к появлению волн в самой оболочке трубы. Мы должны ограничить себя условием, чтобы толщина стенки не приближалась к сравнимости с длиной волны в стенке при наивысшей рабочей частоте f . Это условие может быть записано в виде

$$\frac{hf}{c_1} < \frac{q_1}{100}. \quad (15)$$

Здесь q_1 — процентное отношение толщины стенки к длине волны в ней.

Условие малой величины колебаний стенки, как мы видели, может быть представлено в виде

$$\frac{a}{h} \frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^2} < \frac{q}{100}, \quad (16)$$

где q — процент изменения фазовой скорости.

Подставляя в условие (16) предельное значение $a = \frac{c}{2\pi f}$ и комбинируя условия (15) и (16), получаем

$$\frac{c}{f} \frac{100}{2\pi q} \frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^2} < h < \frac{c_1 q_1}{100 f}. \quad (17)$$

Выражение (17) ограничивает толщину стенки снизу и сверху; как крайнюю возможность соблюдения обоих условий (15) и (16) примем, что верхний и нижний пределы (17) совпадают. Это дает возможность оценить величины q и q_1 , достижимые при данном материале. Принимая эти две величины приблизительно равными друг другу и равными $\sqrt{qq_1}$, получаем

$$q \approx q_1 \approx 40 \sqrt{\frac{\rho c^2}{\rho_1 c_1^3}} \quad (18)$$

независимо от наивысшей рабочей частоты f .

Мы видим, что соблюдение условий (17) без значительной погрешности возможно только в случае употребления материала, у которого величина $\rho_1 c_1^3$ во много раз больше, чем у воды. Целесообразно характеризовать материалы с точки зрения выбора толщины стенок трубы величиной $\frac{\rho_1 c_1^3}{\rho c^2}$.

В табл. 4 сведены относительные (к воде) константы ряда материалов.

Таблица 4

Материал	$\frac{\rho_1}{\rho}$	$\frac{c_1}{c}$	$\frac{\rho_1 c_1^2}{\rho c^2}$	$\frac{\rho_1 c_1^3}{\rho c^3}$
Сталь	7,7	3,4	89	303
Стекло (твердое)	2,4	4,0	38,4	154
Латунь	8,4	2,3	43	96
Бетон	2,6	2,1	11	23
Свинец	11,3	0,8	7,2	5,7

Материалы в табл. 4 расположены в порядке ухудшения их качества; бетон и свинец, видимо, вообще непригодны для изготовления такого рода труб, так как поставленные условия отсутствия колебаний стенок и воли в них могут быть соблюдены лишь с грубыми отклонениями (с большими значениями q_1 и q).

Процентное изменение фазовой скорости при изменении толщины (h/a) выражается формулой (16). В табл. 5 представлены вычисленные по этой формуле наименьшие значения h/a , обуславливающие данный процент q изменения фазовой скорости для разных материалов.

Таблица 5

Материал	Процент изменения фазовой скорости				
	1	2	5	10	20
Сталь	1,12	0,56	0,22	0,11	0,06
Латунь	2,33	1,16	0,47	0,23	0,12
Стекло (твердое)	3,85	1,9	0,77	0,38	0,19
Бетон	9,0	4,5	1,8	0,9	0,45
Свинец	13,7	6,8	2,72	1,37	0,68

В таблице чертой отделены допустимые (выше линии) значения h/a с точки зрения сравнимости толщины стенки с длиной волны при наивысшей допустимой частоте $f = \frac{c}{2\pi a}$. В качестве допустимого принято

значение толщины, равное $1/20$ длины волны. Данные табл. 5 показывают, что при допуске для колебаний стенки в 1—2% можно использовать только стальные трубы с толщиной стенок, приближающейся к внутреннему радиусу трубы.

Таким образом, рассматривая вопрос о материале и конструкции трубы для получения приблизительно плоских звуковых волн в воде, мы приходим к заключению, что обеспечение вибраций стенок не более 1% возможно практически только в стальной трубе; толщина стенки должна быть не менее внутреннего радиуса. Учитывая, что увеличение процента вибраций стенок опаснее, чем увеличение отношения толщины стенок к длине волны, можно ожидать, что лучшие результаты дадут стальные трубы, у которых толщина стенок приближается к внутреннему диаметру.

Влияние несовершенства закрытого конца трубы

Высокое волновое сопротивление воды делает затруднительным осуществление в трубе условия закрытого конца. Между тем для целей градуировки звукоприемников достижение в трубе хорошего приближения к условиям закрытого конца существенно, так как без этого нет достаточной определенности в оценке звукового давления, действующего на звукоприемник.

Покажем прежде всего, что закрывание трубы с водой мембраной или пластинкой самого градуируемого звукоприемника поведет к значительному отступлению от условий закрытого конца.

Пусть звукоприемник расположен на конце трубы (где поместим начало координат $y = 0$) и имеет сопротивление z_n .

Пользуясь выражением потенциала (4а)

$$\varphi = I_0(K_1 r) [Ae^{-jk_1 y} + Be^{jk_1 y}] e^{j\omega t}$$

и соблюдая условие отражения от мембраны звукоприемника, получим

$$B = \frac{z_n - \rho c'}{z_n + \rho c'} A.$$

В сечении ($y = 0$) звуковой потенциал будет

$$\varphi_0 = \frac{2I_0(K_1 r) A e^{j\omega t}}{(1 + \rho c' / z_n)}.$$

Среднее по площади приемной мембраны звуковое давление, действующее на звукоприемник, выразится формулой

$$\bar{p} = \frac{4\alpha A f \omega \rho e^{j\omega t}}{a^2 |1 + \rho c' / z_n|}. \quad (19)$$

Действующее значение среднего звукового давления с точностью до фазы в случае, когда сопротивление звукоприемника можно считать чисто реактивным, будет

$$p_0 = \frac{4\alpha A \omega \rho}{\sqrt{2} a^2 \sqrt{1 + \gamma^2}}. \quad (19a)$$

В (19) и (19a) множитель, появившийся в результате усреднения по мембране

$$\alpha = \frac{1}{K_1^2} \int_0^{K_1 a} x I_0(x) dx. \quad (20)$$

Здесь через Y обозначена абсолютная величина относительной (в долях волнового сопротивления) податливости звукоприемника

$$\frac{p_c}{z_n} = \frac{p_c}{f} |z_n| = -fY.$$

Как показывает (19а), при сопротивлении звукоприемника, отличающемся от ∞ , всегда имеется снижение действующего звукового давления у приемника.

Для оценки этого снижения воспользуемся известным выражением [2] сопротивления круглой пластинки с заделанными концами

$$z_n = f \left[0,615\pi a^2 \rho_n \omega^3 - \frac{64\pi E h_n^3}{12\omega a^3 (1-\sigma^2)} \right], \quad (21)$$

где ρ_n — плотность мембраны,

h_n — ее толщина,

σ — коэффициент Пуассона.

В качестве примера в табл. 6 приведены результаты расчета множителя $\frac{1}{\sqrt{1+Y^2}}$ ослабления звукового давления вблизи мембран звукоприемников в трубе с водой для стальной пластинки диаметром 10 см при различной толщине пластинки и при различных частотах.

Таблица 6

f (кГц)	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10
h_n (мм)							
0,5	0,025	0,008	0,009	0,027	0,058	0,149	0,258
2,0	0,89	0,70	0,35	0,16	0,034	0,121	0,29
4,0	0,99	0,99	0,95	0,84	0,58	0,15	0,16
10,0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,98	0,91

Эти данные показывают, что вследствие податливости мембраны приемника в воде может быть значительным ослабление действующего на звукоприемник звукового давления. Только для толстых пластин в несколько (5—10) миллиметров при низких частотах (200—2000 гц в зависимости от толщины) ослабление окажется меньше 1%. Нередки случаи и очень сильного снижения давления при небольших толщинах пластинок, особенно если наступает резонанс пластинки, при котором ее сопротивление резко падает.

Остановимся еще на вопросе ослабления приема из-за неравномерности распределения звукового давления по мембране звукоприемника. Выше это влияние было учтено в виде множителя α (20).

В формулу для усредненного звукового давления (19) этот множитель входит в комбинации $\frac{2\alpha}{a^2}$, которая выражает отношение усредненного по поверхности мембраны звукового давления к давлению в середине мембраны.

Пользуясь приближенным выражением функции $I_0(x)$ в виде ряда и производя почленное интегрирование ряда, получим

$$\frac{2\alpha}{a^2} = 1 + \frac{(K_1 a)^2}{8} + \frac{(K_1 a)^4}{192} + \dots$$

Способы вычисления аргумента $K_1 a$ были рассмотрены выше: (8), (10) и (11).

Результаты примерного расчета показали, что влияние неравномерности распределения звукового давления по приемной мембране заметно при высоких звуковых частотах, начиная с 2—3 кГц, особенно при

тонкостенных трубах; но даже и в трубе с не очень тонкими стенками изменение звукового давления составит при 5 кгц около 2%, а при 10 кгц — около 12%.

Так как параметры приемной мембраны звукоприемников не всегда могут выбираться по признаку соответствия условиям их градуировки в трубе со стоячими волнами, следует иметь в виду, что не всякий звукоприемник можно проградуировать в трубе. Скорее приходится ориентироваться на трубу, конец которой закрыт навсегда по самой конструкции трубы с тем, чтобы помещать звукоприемники вблизи закрытого конца (разумеется, они должны быть малого размера и обладать большим входным акустическим сопротивлением).

Остановимся на выборе конструкции специального закрытого конца трубы с водой. Будем считать, что этот конец выполнен в виде дна стакана, стенками которого являются стенки трубы; толщина дна пусть будет l .

При выборе толщины дна поставим прежде всего условие, чтобы l было значительно меньше длины звуковой волны в материале дна при самой высокой частоте диапазона; такое же предположение следует сделать относительно внешнего диаметра трубы и любых размеров дна. При этом дно можно будет рассматривать как элемент массы

$$m = \rho_1 l S,$$

где S — площадь сечения дна.

По внутренней поверхности на дно действует сила давления от столба воды, равная $p_1 s$ (s — площадь сечения канала трубы). По остальной площади ($S - s$) к массе m приложены силы реакции от стенок трубы. При расчете этой реакции следует рассматривать трубу как стержень со свободным наружным концом. Опора трубы в ее средней части не может служить препятствием для распространения в ней продольных колебаний, передаваемых при вибрациях дна. Граничное условие у дна запишется в виде

$$p_1 s - j \rho_1 c_1 v_1 (S - s) \operatorname{tg} k_1 l = j \omega \rho_1 l S v_1. \quad (22)$$

Здесь

ρ_1, c_1, k_1 — плотность, скорость звука и волновое число для материала стенок,
 ρ_1, v_1 — звуковое давление и колебательная скорость у закрытого конца.

Далее пишем уравнения в форме четырехполюсника для волн, распространяющихся внутри водяного столба в трубе:

$$\left. \begin{aligned} p_0 &= c c s k L \cdot p_1 + j R s \operatorname{sink} L \cdot Q_1 \\ Q_0 &= \frac{j}{R} \operatorname{sink} L \cdot p_1 + \operatorname{cosk} L \cdot Q_1 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Индекс «0» относится к сечению на входе трубы длины L ;

k — волновое число для воды;

$R = \frac{\rho c}{s}$ — акустическое волновое сопротивление для воды в трубе.

Введем обозначения $Q_1 = s v_1$, $R_1 = \frac{\rho_1 c_1}{s}$, $z = \frac{S}{s}$ и представим уравнение (22) в виде

$$Q_1 = - \frac{j p_1}{R_1} \cdot \frac{1}{(z-1) \operatorname{tg} k_1 l + z k_1 l}. \quad (24)$$

Исключая Q_1 из второго уравнения (23), получаем связь между p_1 и v_0 в виде

$$|p_1| = \frac{\rho c v_0}{\sqrt{1 + H^2} \sin(kL - \psi)} \quad (25)$$

Здесь

$$H = \frac{\left(\frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\right)}{(\sigma - 1) \operatorname{tg} k_1 L + \sigma k_1 l} = \operatorname{tg} \psi \quad (26)$$

Как известно, резонансы столба воды в трубе определяются условием

$$\sin(k_1 L - \psi) = \pm 1.$$

Формула метода измерения звукового давления p_1 по скорости v_0 у открытого конца, измеряемой диском Рэлея, в случае, когда $H \ll 1$, принимает вид

$$|p_1| \approx \rho c v_0 \left(1 - \frac{H^2}{2}\right). \quad (27)$$

Относительная поправка на несовершенство закрытого конца трубы определяется величиной $\frac{H^2}{2}$.

В табл. 7 приведены значения поправок на несовершенство закрытого конца для стальной трубы, имеющей $L = 200$ см, $l = 10$ см при отношении наружного диаметра к внутреннему 3:1, т. е. при $\sigma = 9$.

Таблица 7

$k_1 L$	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	3π
$\frac{H^2}{2}$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	0	$8 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	0	$8 \cdot 10^{-3}$	0	$3,6 \cdot 10^{-3}$
f	320	640	960	1280	1910	2560	3200	3840

Как видно из этого примера, практически при значительной толщине стенок и дна стальной трубы конец можно считать закрытым с точностью порядка 1–3%.

ВЫВОДЫ

Анализ условий получения в трубе с водой стоячих волн, приближающихся к плоским, показывает, что при невысокой точности измерений (с погрешностью 2–5%) получение таких волн вполне возможно.

В качестве материала для трубы должна быть взята сталь, как материал с большим значением модуля упругости. Внутренний диаметр трубы должен выбираться так, чтобы избежать появления круговых и поперечных колебаний из-за резонанса оболочки и из-за сравнимости длины волны с окружностью сечения водяного столба. Практически толщина стенок стальной трубы должна приближаться к внутреннему диаметру.

Такого же размера должно быть и дно трубы-стакана для получения условий, приближающихся к закрытому концу трубы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фей-Р. Д. Журн. Амер. акуст. об-ва, 1952, 24, 459.
2. Харжевич А. А. Теория электроакустических аппаратов, Сазымадат, 1940, стр. 218.

ОПТИМАЛЬНЫЕ ДИСКИ РЭЛЕЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА В ВОДЕ

Несмотря на то, что дискам Рэлея, в том числе и дискам, работающим в воде, посвящен ряд работ [1, 3], задачу определения максимальной чувствительности диска в воде нельзя считать решенной. Решение этой задачи связано с вопросом о теоретической поправке на увлечение диска частицами среды. Причиной введения поправки на увлечение, как известно, является тот факт, что свободно подвешенный на нити диск под действием звука совершает малые колебания по направлению колебательной скорости в волне — увлекается частицами среды. Формула поправки была выведена теоретически Кингом [3], однако при экспериментальной проверке эта формула не подтвердилась. Вуд [5] пересмотрел вопрос о поправке на увлечение диска и дал для нее новое выражение; эта поправка, известная под названием поправки Вуда, хорошо подтвердилась на опыте [4].

Для низких частот поправки Кинга и Вуда имеют вид

$$A_k = \frac{m_1}{m_1 + m_0} \approx 1 - \frac{m_0}{m_1},$$

$$A_w = \left(1 - \frac{m_2 + \frac{m_0}{2}}{m_1 + \frac{m_0}{2}} \right)^2 \approx \left(1 - \frac{2m_2}{m_1} - \frac{m_0}{m_1} \right),$$

где:

$m_0 = \frac{8}{3} \rho_0 a^3$ — гидродинамическая масса;

$m_1 = \pi \rho_1 a^2 t$ — масса диска;

$m_2 = \pi \rho_0 a^2 t$ — масса вытесненной диском воды;

a — радиус звукомерного диска;

t — его толщина;

ρ_0 и ρ_1 — плотность среды и материала диска соответственно.

Поправка Вуда может быть также записана в виде

$$A_w = \frac{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^2}{\left(1 + \frac{4}{3\pi} \frac{\rho_0 a}{\rho_1 t} \right)^2}.$$

Сравнение поправок Кинга и Вуда показывает, что A_w меньше A_k приблизительно на величину $\frac{2m_2}{m_1} = \frac{2\rho_0}{\rho_1}$. Для воздуха в случае тяже-

лых дисков (например, дисков из платины) $\frac{2\rho_0}{\rho_1} = 0,118 \cdot 10^{-3}$; раз-

ницей в поправках можно пренебречь; в воде же для платинового диска эта величина составляет 9,4%, а для латунного диска ($\rho_1 = 8,5 \text{ г/см}^3$) — около 22%.

Кинг теоретически получил условие оптимальной чувствительности звукомерного диска

$$\frac{\rho_0 a^2}{\rho_1 t} = 0,62.$$

В связи с пересмотром вопроса о поправке на увлечение вопрос об оптимуме чувствительности также требует уточнения. Этому уточнению и посвящается настоящая статья.

Новое условие оптимальности диска

Известное выражение для угла поворота звукомерного диска, установленного под углом 45° к направлению колебаний частиц среды и подвешенного на нити с крутильной постоянной D , имеет вид

$$\varphi = \frac{4}{3} \rho_0 \frac{a^2}{D} v^2 A_w. \quad (1)$$

Пользуясь поправкой Вуда и вводя сокращенные обозначения $x = \frac{\rho_0 a^2}{\rho_1 t}$ и $\psi = \frac{\varphi}{v^2}$, получаем

$$\psi = \frac{4}{3} \rho_0 \frac{a^2}{D} \left[\frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}}{1 - \frac{4}{3\pi} x} \right]^2. \quad (2)$$

Сравнение чувствительности дисков должно производиться с учетом постоянства периода крутильных колебаний.

Зависимость между D и периодом собственных колебаний диска с учетом затухания имеет вид

$$D = \frac{4\pi^2}{T^2} (J_0 + J_1) \left(1 + \frac{\delta^2}{4\pi^2} \right),$$

где:

δ — логарифмический декремент;

T — период колебаний в среде с затуханием;

$J_0 = \frac{2}{15} m_0 a^2 = \frac{16}{45} \rho_0 a^5$ — гидродинамический момент инерции диска;

$J_1 = \frac{1}{4} m_1 a^2 = \frac{1}{4} \pi \rho_1 a^4 t$ — момент инерции диска относительно его диаметра.

Таким образом, выражение для D может быть записано в виде

$$D = \frac{4\pi^2}{T^2} \rho_0 a^5 \left(\frac{16}{45} + \frac{\pi}{4} \frac{1}{x} \right) \left(1 + \frac{\delta^2}{4\pi^2} \right). \quad (3)$$

Влияние декремента δ незначительно, и учет его может быть сделан в виде поправки.

Задачу расчета дисков сформулируем следующим образом: имея нить с известным значением D и задаваясь периодом колебаний в воде, определить размеры звукомерного диска из выбранного материала, т. е. его радиус a и толщину t с тем, чтобы получить возможно большую чувствительность ψ^* . При увеличении периода колебаний диска до зна-

* В литературе (например, [1]) задача ставилась иначе: предполагалось, что ко всем оптимальным дискам разных размеров и изготовленным из различных материалов всегда может быть подобрана нить нужной гибкости.

чений, больших 15 сек возникают неустойчивости нуля, поэтому обычно задают значение периода $T = 10$ сек.

Исключая при помощи условия (3) явную зависимость от a из уравнения (2), найдем

$$\psi = \frac{4\rho_0}{3D} \left[\frac{D}{\pi^2 \rho_0} \frac{T^2}{\left(1 + \frac{z^2}{4\pi^2}\right)} \frac{x}{\left(\frac{64}{45}x + 1\right)} \right]^{3/2} \frac{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1}\right)^2}{\left(1 + \frac{4}{3\pi}x\right)^2} \quad (4)$$

Чувствительность диска, подвешенного на нити с заданным значением D , и при постоянном $T = 10$ сек, зависит только от относительной плотности $\frac{\rho_0}{\rho_1}$ и от параметра x .

Определение максимума ψ в зависимости от x приводит к квадратному уравнению относительно x , в которое не входят ни D , ни T . Наибольшая чувствительность звукомерного диска имеет место при

$$x_{\text{opt}} = 0,70,$$

и теоретическое условие оптимальности звукомерного диска при введении поправки Вуда имеет вид

$$\frac{\rho_0 a}{\rho_1 t} = 0,70 \quad \text{или} \quad \frac{t}{a} = 1,43 \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad (5)$$

Практически оптимальные диски

Полученное новое условие оптимума чувствительности (5) отличается от приведенного выше условия Кинга, полученного с учетом его теоретической поправки.

Для платины ($\rho_1 = 21,3 \text{ г/см}^3$) соблюдение условия (5) дает $\frac{t}{a} \approx \frac{1}{15}$, а для всех других материалов $\frac{t}{a} > \frac{1}{15}$. Как известно, для того, чтобы ошибка от несоответствия теории условиям опыта не превышала 2%, должно быть соблюдено условие $\frac{t}{a} < \frac{1}{15}$. С учетом этого

из условия оптимальности (5) следует вывод, что оптимальные звукомерные диски для измерений в воде могут быть изготовлены только из платины. Вследствие этого рассмотрение вопроса о наибольшей достижимой чувствительности дисков из других материалов и исследование формулы (4) целесообразно вести, приняв как необходимое условие постоянство отношения толщины к радиусу: $\frac{t}{a} = \frac{1}{15}$. Выражение (4)

превращается в функцию только одной переменной ρ_1 . Диски, удовлетворяющие этому условию, не будут, строго говоря, оптимальными, однако они будут практически ближе всего к оптимальным (назовем их практически оптимальными).

Вводя для сокращения обозначения

$$\frac{T}{\pi \left(1 + \frac{z^2}{4\pi^2}\right)} = T_1;$$

$$\frac{3D}{4\rho_0} = D_1; \quad \frac{4}{3\pi}x = z,$$

и замечая, что величина z при соблюдении условия $\frac{t}{a} = \frac{1}{15}$ является функцией только относительной плотности диска $\left(\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)$, получаем следующие выражения:

для чувствительности

$$\phi = \frac{T^{3/4}}{D^{3/2}} B'(\rho_1)^*,$$

где

$$B'(\rho_1) = \left(\frac{z}{1 + \frac{16}{15}z} \right)^{3/4} \frac{\left(\frac{1 - \rho_0}{\rho_1} \right)^2}{(1+z)^2}; \quad (7)$$

для диаметра диска (в мм)

$$d' = 2a' = 10 D^{1/2} T^{3/4} C'(\rho_1);$$

где

$$C'(\rho_1) = 2 \left(\frac{z}{1 + \frac{16}{15}z} \right)^{1/4}; \quad (8)$$

для толщины диска

$$t' = \frac{d'}{30}. \quad (9)$$

Уточнения формул для расчета периодов и условия оптимума

По формулам (8) и (9) был рассчитан и затем изготовлен набор звукомерных дисков из разных материалов для нити $D = 14,7 \cdot 10^{-4}$ *дин·см/рад* и на период колебаний в воде 10 *сек*. Диаметры и толщины дисков были тщательно измерены в лаборатории линейно-угловых измерений ВНИИК.

К сожалению, отношение диаметра к толщине из-за трудностей изготовления дисков с заданными размерами не получалось строго постоянным.

Измерение периодов колебаний дисков проводилось в трубе-резонаторе с водой; диски получали начальное отклонение под воздействием звука на частоте 5000 *гц*. Отсчеты времени производились по секундомеру многократно (в каждом случае не менее 15 раз) разными наблюдателями. Погрешность измерения периода не превышала 6%. В табл. 1 даны размеры и действительные периоды колебаний дисков в воде.

Таблица 1

Материал диска	Плотность ($\rho/\text{г/см}^3$)	Средний диаметр (мм)	Средняя толщина (мм)	Наблюдаемый период колебаний диска в воде (сек)
Платина	21,3	6,13	0,192	18,5
Серебро	10,5	6,70	0,228	15,8
Медь	8,6	6,82	0,234	14,6
Алюминий	2,7	7,54	0,27	21,6

* Интересно слабая зависимость чувствительности от D . При изменении крутильной постоянной от $0,5 \cdot 10^{-4}$ до $30 \cdot 10^{-4}$ *дин·см/рад*, т. е. в 60 раз, чувствительность изменяется только в 5 раз.

Значительное увеличение действительных периодов по сравнению с расчетным ($T = 10$ сек) не может быть объяснено влиянием логарифмического декремента. С целью выяснения причины этого расхождения была произведена экспериментальная проверка правильности выражения гидродинамического момента инерции при колебаниях диска в воде.

Теоретическое выражение для гидродинамического момента инерции [2] имеет вид:

$$J_0 = \frac{2}{15} m_0 a^2,$$

где:

$$\frac{2}{15} \text{ — теоретический коэффициент.}$$

$$m_0 = \frac{8}{3} \rho_0 a^3 \text{ — теоретическое выражение присоединенной гидродинамической массы при движении диска по нормали к его поверхности.}$$

В соответствии с выражениями для периода колебаний диска в воздухе ($J_d = \frac{m_1 a^2}{4}$ — момент инерции диска относительно нити подвеса)

$$T_a^2 = 4\pi^2 \frac{J_d}{D} \text{ (аэродинамическим моментом инерции пренебрегаем)}$$

и в воде

$$T_w^2 = 4\pi^2 \frac{J_d + J_0}{D},$$

можно получить

$$\frac{T_w^2}{T_a^2} - 1 = \frac{J_0}{J_d}.$$

Теоретическое значение $\frac{J_0}{J_d}$ можно подсчитать по формуле

$$\frac{J_0}{J_d} = \frac{8}{15} \frac{m_0}{m_1} = \alpha(\rho_1) \frac{d}{t},$$

где введен коэффициент

$$\alpha(\rho_1) = \frac{32}{45\pi} \frac{\rho_0}{\rho_1}.$$

d — диаметр диска.

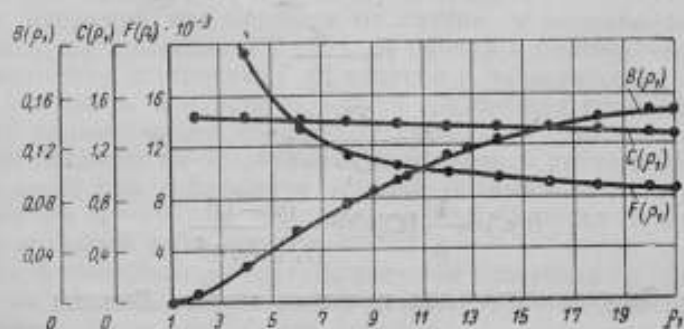
Для экспериментального определения отношения $\frac{J_0}{J_d}$ были измерены периоды колебаний набора дисков, подвешенных на одной и той же нити, в воде и в воздухе и определены декременты затухания. Периоды колебаний дисков определялись описанным выше способом на нескольких кварцевых нитях с различными значениями D . Результаты этих измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2

Материал лезва	Плотность (г/см ³)	Средний диаметр d (см)	Средняя толщина t (см)	Отноше- ние $\frac{d}{t}$	Период в воздухе T_a (сек)	Наблюденный период в воде T_n (сек)	Допариф- мический погрешность $\frac{\Delta}{\bar{y}}$	Свободный период в воде T_n (сек)	$\frac{d}{t}$ теорети- ческий	$\left(\frac{T_n}{T_a}\right)^2$ из опыта	$\left(\frac{T_n}{T_a}\right)^2$ из опыта
Платина	21,3	0,611	0,019	32,1	4,4	8,3	3,3	7,3	0,34	1,79	5,3
Серебро	10,5	0,619	0,020	31,0	4,0	9,0	3,4	7,9	0,65	2,99	4,6
Медь	8,6	0,652	0,023	29,6	3,5	10,2	4,1	8,6	0,78	4,12	5,4
Латунь	7,5	0,724	0,016	45,2	4,86	16,5	4,9	13,0	1,22	6,17	5,0
.	7,5	0,713	0,009	79,2	3,74	16,1	5,4	12,2	2,14	9,67	4,5
.	7,5	0,700	0,019	36,8	3,19	8,9	3,3	7,9	0,99	5,16	5,2
.	7,5	0,685	0,023	31,1	5,31	15,1	4,6	12,2	0,84	3,88	4,6
.	7,5	0,661	0,047	14,1	7,46	14,9	3,7	12,8	0,38	1,96	5,1
.	7,5	0,630	0,082	7,7	9,06	14,8	3,2	13,2	0,21	1,12	5,3
.	7,5	0,600	0,053	11,3	4,11	7,1	3,6	6,2	0,30	1,28	4,3

Среднее 4,92

Из табл. 2 видно, что найденная из опыта величина $\frac{J_0}{J_0}$ во всех случаях отличается от теоретического значения приблизительно в 5 раз. Полученные результаты заставили изменить выражение гидродинамического момента инерции в выражении периода колебаний звукомерного диска в воде и соответственно пересмотреть выводы условия оптимума чувствительности диска и формул (7) и (8). При этом оказалось, что оптимальное значение параметра $\frac{\rho_0 a}{\rho_1 t}$ составляет 0,47. В этом случае даже для платины соблюдение теоретического условия оптимума было бы возможно при $\frac{t}{a} > \frac{1}{15}$, т. е. нельзя изготовить диск с оптимальной чувствительностью, не допуская погрешности более 2% от несоответствия теории условиям опыта. Этот факт еще раз подтверждает целесообразность расчетов по условию $\frac{t}{a} = \frac{1}{15}$.



Зависимость расчетных параметров дисков от плотности материала

На рисунке представлены кривые величин $B(\rho_1)$ и $C(\rho_1)$, входящих в формулы для определения чувствительности ψ и диаметра d диска, рассчитанные на основе измененного выражения гидродинамического момента инерции.

Введенная в уравнение (2) величина ψ может быть выражена через отклонение диска и звуковое давление p в плоской бегущей волне:

$$\psi = \frac{\varphi}{v^2} = \frac{n}{\frac{2R}{p}} = \frac{n}{(\rho_0 c)^2}$$

здесь: n — отклонение (в мм) светового индекса поворота диска по шкале, отстоящей от него на расстоянии R (мм),

$\rho_0 c$ — волновое сопротивление среды.

Формула для выражения звукового давления принимает вид:

$$p = K \sqrt{n},$$

где введена постоянная диска

$$K = \frac{\rho_0 c}{\sqrt{2R\psi}}$$

Например, при $R = 10^5$ мм, $c = 1,44 \cdot 10^5$ см/сек находим

$$K = F(\rho_1) \frac{D^{3/4}}{T^{3/4}} \quad (10)$$

$$F(\rho_1) = \frac{3,23 \cdot 10^3}{\sqrt{B(\rho_1)}}$$

Приведенная на рисунке кривая величины $F(\rho_1)$ численно равна звуковому давлению в барах, которое необходимо для отклонения звукомерного диска на 1 мм по шкале, отстоящей от него на 1 м.

Перепишем расчетные формулы для дисков в воде в окончательном виде

$$d = 10 D^{3/4} T^{3/4} C(\rho_1) \quad (11)$$

$$C(\rho_1) = 2,9 \left(\frac{1}{\rho_1 + \frac{320}{3\pi}} \right)^{3/4}$$

$$t = \frac{d}{30} \quad (12)$$

$$\phi = \frac{T^{3/4}}{D^{3/4}} B(\rho_1)$$

$$B(\rho_1) = \frac{1}{8} [C(\rho_1)]^3 \frac{(\rho_1 - 1)^2}{(\rho_1 + 20/\pi)^2} \quad (13)$$

Экспериментальная проверка теории. Выводы

Формулы (11) и (12) были использованы при расчете размеров серии дисков из разных материалов, изготовленных для проверки теоретической формулы (13) и кривой $B(\rho_1)$.

Опыты проводились* в трубе-резонаторе с водой; колебательная скорость v поддерживалась постоянной, хотя и не измерялась, т. е. проверка формулы (13) производилась в условных единицах. Проверка отклонений дисков производилась на резонансной частоте трубы 5000 м/сек с помощью формулы, связывающей колебательную скорость у открытого конца со звуковым давлением у закрытого конца: $p = \rho c v$. Постоянство звукового давления контролировалось по ламповому вольтметру, присоединенному на выход пьезоэлектрического гидрофона, помещенного у закрытого конца трубы-резонатора. Измерения производились на пути с упругой постоянной $D = 43,6 \cdot 10^{-4}$ дин · см/град. В табл. даны размеры дисков и представлены результаты измерений их периодов и чувствительности.

Таблица 1

Материал диска	Средний диаметр d (мм)	Средняя толщина t (мм)	Отношение $\frac{d}{t}$	Наблюдаемый период в воде (сек)	Логарифмический декремент δ	Период свободных колебаний в воде (сек)	$B(\rho_1)$ теоретическое	λ (см)	$\frac{\lambda}{B(\rho_1)}$
Платина	5,702	0,194	29,4	8,0	3,51	7,0	14,4	21,0	1,46
Серебро	6,195	0,200	31,0	9,0	3,40	7,9	9,8	15,3	1,56
Латунь	6,286	0,199	31,4	9,2	4,21	7,65	7,8	13,6	1,73

* Непосредственное участие в этих опытах принимал техник В. В. Мартынов.

Периоды свободных колебаний дисков получились не точно одинаковыми из-за неточности изготовления, поэтому пришлось произвести пересчет n к периоду 7,0 сек по формуле

$$\frac{n'}{n} = \left(\frac{7}{T} \right)^2$$

Теоретические значения величины $B(\rho_1)$ для каждого диска приведены в табл. 3. Постоянство отношения $\frac{n}{B(\rho_1)}$ оказалось удовлетворительным. Таким образом, экспериментальная проверка показала справедливость формулы (13) и теоретической зависимости чувствительности практически оптимальных дисков (при $\frac{d}{l} = 30$) из различных материалов от плотности материала (т. е. справедливость графика).

Согласно кривой $B(\rho_1)$ при переходе от стекла или алюминия к платине достижимо увеличение чувствительности диска более чем в 10 раз. Однако для других металлов выигрыш в чувствительности не так велик: например, при переходе от латуни к платине чувствительность увеличится примерно в 2 раза, от свинца к платине — в 1,3 раза.

В заключение остановимся на вопросе о теоретически возможной величине выигрыша в чувствительности дисков для воды, достижимой за счет их рационального конструирования.

Можно показать на основании предложенного расчета, что чувствительность диска при соблюдении условий оптимальности определяется плотностью его материала, периодом колебаний диска в воде и крутильной постоянной нити подвеса.

В табл. 4 приведены результаты расчетов выигрыша в чувствительности, соответствующего изменению каждого из этих факторов в указанных пределах при постоянстве остальных.

Таблица 4

Параметры	Пределы изменения		Изменение чувствительности
	от	до	
Плотность диска	21 г/см ³	2,1 г/см ³	5 раз
Период колебаний в воде	21 г/см ³	8 г/см ³	1,4 раза
	10 сек	1 сек	4 "
Крутильная постоянная нити	0,5 · 10 ⁻⁴ дин · см/рад	30 · 10 ⁻⁴ дин · см/рад	2,5 "
Общее изменение чувствительности диска	—	—	50 раз

Наиболее сильным фактором, влияющим на чувствительность диска, является период колебаний; крутильная постоянная нити позволяет изменить чувствительность всего в 2—2,5 раза. Влияние плотности диска ρ_1 начинает заметно сказываться в случае применения материалов легче меди.

Расчеты показывают, что, несмотря на небольшое влияние отдельных факторов, возможно достижение значительного увеличения чувствительности диска

ЛИТЕРАТУРА

1. Колужинова И. А. и Русаков И. Г. К вопросу о звуковых измерениях в воде, Труды ВНИИМ, вып. 13, М.—Л., ГЭИ, 1953.
2. Ламб Г. Гидродинамика, Гостехиздат, 1947.
3. King L. V. On the Theory of the Inertia and Diffraction Corrections for the Rayleigh Disc, Proc. Roy. Soc. 153, 17—40, 1935.
4. Kösters A. Über Schallschnellmessungen in Flüssigkeiten mit der Rayleighschen Scheibe Akust. Beih. 1952, № 3, 171—174.
5. Wood A. B. A Correction to the Theory of the Rayleigh Disc as Applied to the Measurement of Sound-Intensity in Water, Proc. Phys. Soc. 47, 779—793, 1935.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	В каком месте	Напечатано	Должно быть
14	Рис. 13	-12	12
14	Там же	-8	8
16	12 строка снизу	δ -октавные	$\delta^{-1/2}$ -октавные
17	11 строка сверху	$N_{гр}$	$N_{гр}$
20	3 строка снизу	отклонений	отклонений Δ
27	11 строка сверху	+12 кгц	8+12 кгц
31	2 строка снизу	$K=5 \cdot 10^{-7}$ 1/атм	$K=5 \cdot 10^{-6}$ 1/атм
40	1 строка снизу	если >0	если $\beta_0 > 0$
41	Рис. 5 (подпись)	интерферометра	интерферометра
44	В числителе формулы 53	$V_2^2 - V^2$	$V_2^2 - V_1^2$
49	В заголовке таблицы	$\sqrt{\left[\int_0^{z_1} v(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2} \dots$	$\sqrt{\left[\int_0^{z_1} v(z) \cos \varphi(z) dz \right]^2} \dots$

Стр.
3
ня
5
ы
23
в
28
ий
51
ля
63

Труды ВНИИФТРИ, вып. 45 (105) Стандартгиз, Москва, 1960

Редактор А. Л. Шевченко

Техн. редактор А. Е. Матвеева

Корректоры: В. М. Панова, Н. М. Павлова, А. Б. Райкина

Т-00954 Подл. к печ. 18/II 1960 г. 4,5 ф. л. 6,16 усл. л. Тир. 2000

Тип. «Московский печатник». Москва, Дзлин пер., 6. Зак. 3290

ЛИТЕРАТУРА

1. Калужникова Н. А. и Русаков И. Г. К вопросу о звуковых измерениях в воде. Труды ВНИИМ, вып. 13, М.—Л. ГЭИ, 1953.
2. Ламб Г. Гидродинамика, Гостехиздат, 1947.
3. King L. V. On the Theory of the Inertia and Diffraction Corrections for the Rayleigh Disc, Proc. Roy. Soc. 153, 17—40, 1935.

4
leighs
ε
to the

Author	Title	Year
King L. V.	On the Theory of the Inertia and Diffraction Corrections for the Rayleigh Disc	1935
Lamb H.	Hydrodynamics	1947
Kaluzhnikova N. A. and Rusakov I. G.	On the question of sound measurements in water	1953

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Лопашев Д. З. Об использовании шумомера для измерения уровня громкости шумов	5
Ривин А. Н. Систематические погрешности воспроизведения единицы звукового давления в трубе-резонаторе с диском Рэлея	23
Власов В. Л. Исследование ультразвуковых полей высоких частот в жидкости методом оптической микрофазометрии	28
Русаков И. Г. Расчеты конструкции трубы для звуковых измерений в воде	51
Голенков А. Н. и Русаков И. Г. Оптимальные диски Рэлея для измерения интенсивности звука в воде	63

Редактор А. Л. Шевченко

Техн. редактор А. Е. Митусова

Корректоры: В. М. Панова, Н. М. Павлова, А. Б. Ракина

Т-00954 Подл. к печ. 18/II 1960 г. 4,5 ф. л. 6,16 усл. п. л. Тир. 2000

Тип. «Московский печатник». Москва, Лялин пер., 6. Зак. 3290

Цена 4 руб. 30 коп.

