

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

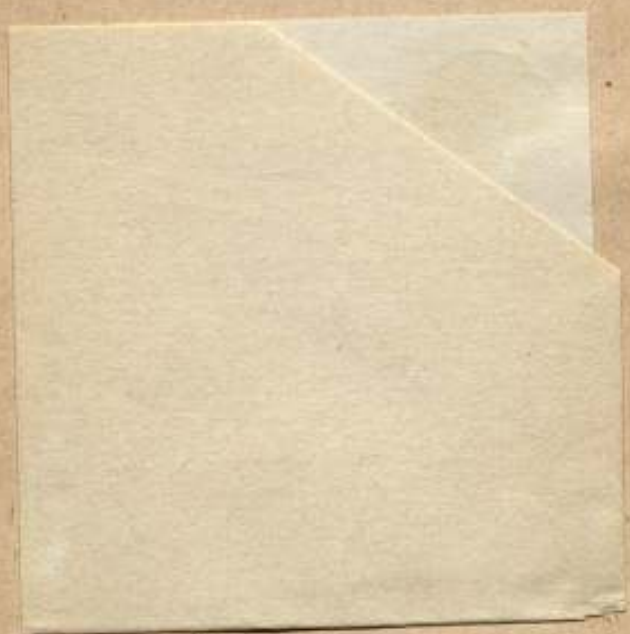
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ  
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
АКУСТИЧЕСКИХ  
И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ  
ИЗМЕРЕНИЙ**

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

*ВЫПУСК 61 (121)*

СТАНДАРТГИЗ  
МОСКВА — 1962



КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ  
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ  
АКУСТИЧЕСКИХ  
И ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ  
ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 61 (121)



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ  
МОСКВА — 1962

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

81221  
2

Редакционная коллегия:

Г. Д. Бурдун, А. Л. Дуклер, В. И. Ермаков, М. К. Жоховский, Л. М. Закс,  
А. И. Константинов, М. П. Орлова, Л. М. Пятигорский, И. Г. Русаков,  
Н. А. Сорокин, В. Н. Титов

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборник вошли статьи, посвященные работам по акустическим и гидроакустическим измерениям, проведенным во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений и Всесоюзном научно-исследовательском институте метрологии им. Д. И. Менделеева.

В разделе акустических измерений статья А. Н. Ривина, Л. З. Проценко и В. А. Черпака содержит описание основного оборудования акустических лабораторий, в частности большой звукомерной камеры ВНИИФТРИ, и установки для градуировки образцовых измерительных микрофонов (по давлению) с предельной погрешностью не более 2%. Описан также метод определения дифракционных поправок для конденсаторных микрофонов с погрешностью не более 1,5%.

Статьи Н. А. Калужиневой и А. Н. Кришталевиц (ВНИИМ) посвящены традиционному исходному (эталонному) методу воспроизведения единицы звукового давления и методу градуировки микрофонов с помощью диска Рэлея. В первой статье даны сведения о стабильности исходного метода. Во второй описывается опыт расширения диапазона частот, при которых создаются плоские бегущие волны, в сторону низких частот. Расширение диапазона до 20 гц достигнуто путем использования трубы с заглушенным концом.

Две другие статьи (ВНИИМ) — статья Н. А. Калужиневой и статья А. Н. Шишмолина и В. И. Соловьева — посвящены опыту разработки специального пьезоэлектрического измерительного микрофона и вопросу подавления флуктуационных помех.

Гидроакустические измерения представлены в сборнике статьями, посвященными работам, выполненным во ВНИИФТРИ. Статья А. Н. Голенкова по градуировке инфразвуковых гидрофонов отражает опыт работы ВНИИФТРИ по расширению диапазона на частоты от 5 до 0,5—0,1 гц. В статье А. Н. Голенкова и И. Г. Русакова рассмотрен один из возможных способов сличения миниатюрных гидрофонов в диапазоне средних звуковых частот. Статьи А. Е. Резникова и В. Л. Власова посвящены оптическим методам измерения ультразвуковых давлений в воде. В статье А. Е. Резникова теоретически исследуется возможность применения методики дифракции света на ультразвуке в реальном случае, когда ультразвуковой пучок не может считаться однородным, а амплитуда и фаза звукового давления вдоль светового луча — постоянными. В статье В. Л. Власова рассмотрен метод градуировки ультразвуковых шупов в реальных неоднородных пучках, основанный на учете распределения амплитуды и фазы ультразвука.



## АКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

— ПРАВИЛА РАБОТЫ —



## ОБОРУДОВАНИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ БАЗЫ В ОБЛАСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ВО ВНИИФТРИ

Чтобы повысить качество радиовещания к электроакустической аппаратуре предъявляют весьма высокие требования. Неравномерность частотной характеристики чувствительности высококачественных микрофонов в широком диапазоне частот от 20—50 гц до 15—20 кгц не превышает нескольких децибел; неравномерность частотной характеристики чувствительности измерительных микрофонов составляет  $\pm 1$  дб. В связи с этим возникает необходимость создания лабораторий для измерения шумов и для абсолютной градуировки измерительных микрофонов с высокой точностью. Такие лаборатории оборудуются в настоящее время на предприятиях, выпускающих электроакустические приборы, на электромашиностроительных заводах и в метрологических учреждениях.

Создание в системе Комитета стандартов, мер и измерительных приборов метрологической базы, отвечающей современным требованиям, было необходимо для повышения уровня метрологических работ в области акустических измерений как по точности измерений, так и по диапазону охватываемых частот.

Основные работы по оборудованию метрологической базы в области акустики во ВНИИФТРИ\* были закончены в 1959 г.

Для проведения измерений в условиях свободного поля бегущих волн во ВНИИФТРИ сооружена большая звукомерная камера, оборудованная комплектом современной электронизмерительной аппаратуры для точных измерений и автоматической регистрации характеристик электроакустических приборов и анализа шумов. Абсолютная градуировка измерительных микрофонов проводится на специально разработанных установках, позволяющих производить непосредственный отсчет чувствительности микрофона по магазину затуханий с высокой точностью.

### Заглушенная звукомерная камера

Помещение звукомерной камеры сооружено на отдельном фундаменте внутри здания акустической лаборатории; между внутренними и наружными стенами оставлен проход шириной в 1 м, который дает необходимую вибро- и звукоизоляцию. Размер камеры позволяет проводить точные акустические измерения в свободном поле бегущих волн в широком диапазоне частот, начиная с 60—70 гц. Камера имеет четырехугольную форму, углы ее слегка скошены; ширина камеры изменяется от 6,4 до 6,9 м, а длина от 12,4 до 12,9 м; высота камеры равна 10,1 м.

\* Техническое задание на разработку метрологической базы и технологический проект звукомерной камеры были выполнены И. Г. Русаковым.

Уровень пола в камере ниже уровня пола прилегающих лабораторных помещений на 1,5 м. На этой высоте над слоем звукопоглощающей отделки натянута сетка (подвесной пол) из капроновых канатиков, по которой можно свободно ходить внутри камеры. Сетка закреплена на железобетонной раме, заложенной в коридоре вокруг камеры; рама воспринимает усилия натяжения подвесного пола. Камера соединена с аппаратной комнатой дверью, смонтированной на тележке.

При выборе звукопоглощающих покрытий для звукомерной камеры предполагалось, что коэффициент поглощения звука и неравномерность звукового поля в камере можно с достаточной полнотой характеризовать результатами измерений коэффициента отражения звука при нор-

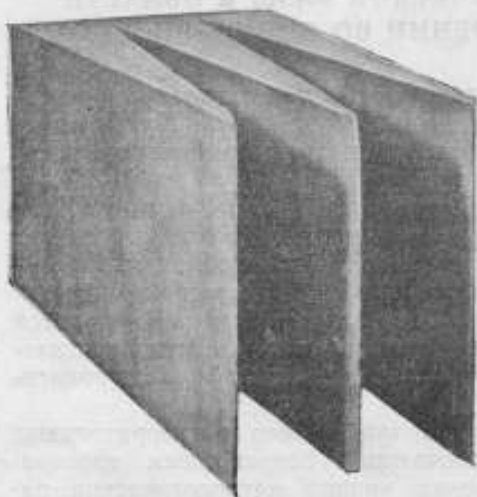


Рис. 1. Общий вид клиньев

мальном падении, полученными при испытании образцов покрытий в трубе акустического интерферометра. Для снижения неравномерности звукового поля в рабочей зоне камеры до 0,5—1,0 дБ коэффициент отражения звука при нормальном падении не должен превышать 10% в рабочем диапазоне, что соответствует требованию поглощения более 99% падающей звуковой энергии. Это условие было положено в основу выбора конструкции звукопоглощающих покрытий и контроля качества изготовленных покрытий перед установкой их в камеру. При этом качество покрытия определялось значением «нижней граничной частоты», после которой коэффициент отражения звука не превышает 10%. Измерения

коэффициента отражения проводились на низкочастотном интерферометре в наиболее важном диапазоне частот от 40 до 400 гц, где толщина покрытий становится соизмеримой с длиной волны звука. Труба интерферометра выполнена в виде бетонного желоба длиной 8,5 м и поперечными размерами 40×40 см, плотно закрытого сверху массивными крышками. Образцы покрытий при испытаниях закрепляются на одном конце трубы вблизи от жесткой стенки, которая может смещаться и устанавливаться на заданном расстоянии от образца. Звуковые колебания в трубе возбуждаются с помощью громкоговорителя, установленного вблизи от другого конца и снабженного заглушкой, ослабляющей резонансы и антирезонансы колебаний воздуха в трубе. Величина и местоположение максимумов и минимумов звукового давления определяется с помощью небольшого, укрепленного на хорошо амортизированной тележке, микрофона. Перемещение его вдоль трубы и отсчет расстояний производятся с помощью петли из мерной ленты, закрепленной на тележке и проходящей через систему блоков. Абсолютная среднеквадратичная погрешность определения коэффициента отражения звука на установке не превышает 2%.

Для изготовления звукопоглощающих покрытий были применены клинья длиной 1 м и шириной 40 см, вырезанные из плит жестко проклеенного стекловолокна с удельным весом 150 кгс/м<sup>3</sup> и сопротивлением на продувание 40 рэл/см. Общий вид клиньев показан на рис. 1. Проведенные исследования показали, что при применении клиньев из такого

сравнительно плотного материала необходимое на низких частотах поглощение можно обеспечить только при условии использования резонирующей полости между основаниями клиньев и стеной.

При правильном выборе размеров резонирующей полости и зазоров между клиньями можно заметно уменьшить отражение звука и получить требующуюся нижнюю граничную частоту, при сравнительно небольшой толщине покрытий. Приведенные на рис. 2 результаты измерений коэффициента отражения звука показывают, что снижение нижней граничной частоты до 70 гц достигается при глубине полости, равной 10 см и при зазоре между основаниями клиньев 0,3—0,5 см (кривая 2). Если изменить глубину полости и увеличить зазоры между клиньями, нижняя

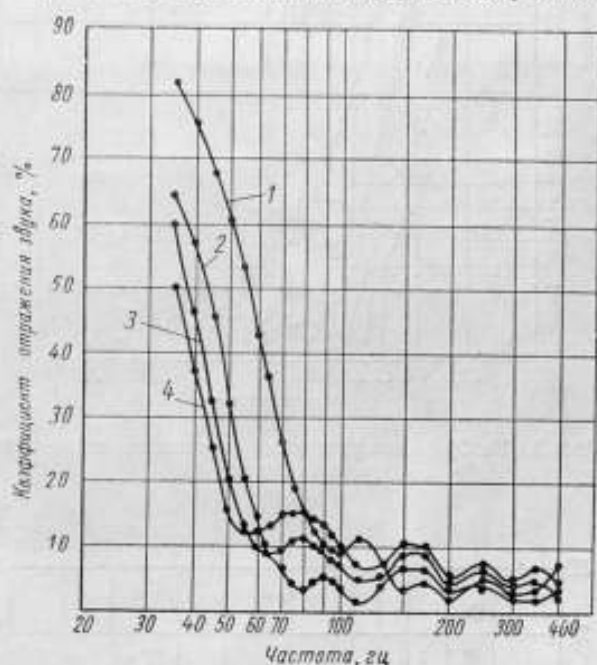


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения звука от частоты

граничная частота возрастет до 100—150 гц (кривые 1, 3 и 4), при этом покрытие не пригодно для оборудования большой звукомерной камеры. Таким образом, применение резонирующей полости за клиньями позволяет достичь требуемого снижения нижней граничной частоты только при условии тщательного контроля за соблюдением расстояния между клиньями и стеной, а также зазоров между соседними клиньями при изготовлении и монтаже звукопоглощающих покрытий.

Использованные для монтажа звукопоглощающих покрытий клинья были изготовлены на фабрике недостаточно аккуратно. Толщина оснований этих клиньев изменялась в значительных пределах, что при монтаже звукопоглощающих покрытий приводило к изменениям зазоров между ними от 3 до 10—20 мм. Как видно из кривых, приведенных на рис. 3, коэффициент отражения звука и нижней граничной частоты оказался заметно увеличенным более чем у 50% испытанных покрытий. Для устранения этого недостатка необходимо вклеивать пластинки из стекловолкна в большие зазоры между клиньями и тщательно контролировать правильность изготовления покрытий путем измерения коэффициента отражения звука в трубе интерферометра. Как видно из приведенных на рис. 4 результатов выборочной проверки коэффициента

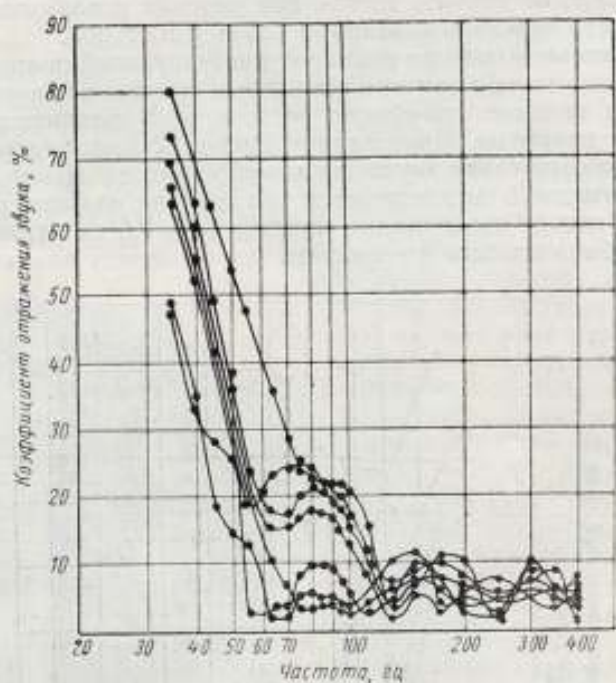


Рис. 3. Разброс коэффициента отражения звука для партии клиньев

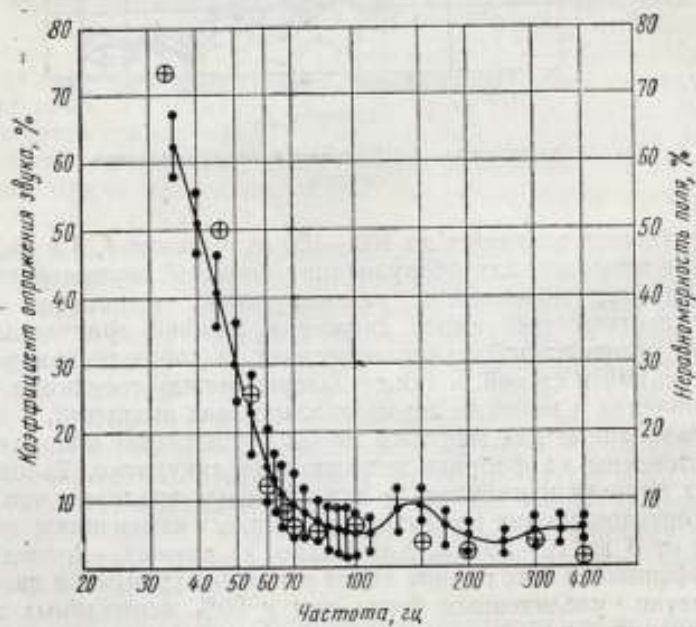


Рис. 4. Разброс коэффициента отражения звука после контроля

отражения звука, это позволило обеспечить для большинства покрытий требуемую нижнюю граничную частоту  $70 \pm 10$  гц. Среднеквадратичные отклонения результатов измерений коэффициента отражения, рассчитанные для серии из 100 измерений, показаны на рис. 4 вертикальными отрезками. Следует отметить, что клинья из менее плотного стекловолокнистого материала\* могут обеспечить требуемое поглощение звука на низких частотах без резонирующей полости с возможным снижением требований к точности размеров клиньев.

Для удобства монтажа в камере клинья связывались в блоки (по три клина в каждом блоке) с помощью двух дюралевых пластин, вклеиваемых в предварительно сделанные в широкой части клиньев поперечные пропилы. Этим достигалось симметричное расположение клиньев



Рис. 5. Монтаж блоков в камере на каркасе

в блоке с требуемыми небольшими зазорами. Пластины были снабжены выступами из уголкового материала, либо штырями для закрепления блоков в камере. Монтаж блоков в камере производился на металлическом каркасе, закрепленном на деревянных брусках (рис. 5).

Приклепанные к пластинам выступы или вставленные в просверленные отверстия штыри подводились под верхнюю уголковую рейку каркаса и блок устанавливался так, что край торца упирался на полку находящейся под ним уголковой рейки. Блоки на стенах монтировались снизу вверх; последние ряды над сеткой монтировались по окончании монтажа подвесного пола. Блоки клиньев, предназначенные для облицовки потолка, снабжены выступами (либо штырями) с обеих сторон. При установке блока выступающие концы поочередно заводились за укрепленные на потолке на деревянных брусках стальные полосы. На полу блоки клиньев устанавливались на деревянные бруски без дополнительных креплений. Всего в камере было смонтировано около 2700 звукопоглощающих блоков.

Для монтажа сетки подвесного пола был использован фал капроновый 6 мм, обычно применяемый для оснастки рыболовных сетей и выдерживающий усилия, превышающие 400 кгс. Для получения нужного натяжения, заготовки фала укорачивались на 20% с таким расчетом, чтобы при установке их на место требовалось растягивающее усилие

\* А. И. Ривин, Л. З. Проненко. Исследования звукопоглощающих покрытий для звукомерной камеры. Измерительная техника, № 9, 1960.

300—350 кгс. Концы натянутых тросиков укреплялись на раме из двух швеллеров, связанной пропущенными через стены камеры стальными тросами с железобетонной рамой. Тросик с помощью блоков натягивался настолько, чтобы укрепленный на его свободном конце коуш можно было просунуть в зазор между швеллерами и закрепить штифтом, пропущенным через предварительно просверленные в швеллерах отверстия (через каждые 5 см). Чтобы получить единую, хорошо натянутую сетку, продольные канатики переплетались с предварительно закрепленными поперечными. Сильное трение в местах перелома не позволило осуществить переплетение канатиков в каждой ячейке: канатик при натягивании рвался в начале, в то время как его противоположный конец оставался свободным. В связи с этим пришлось переплести канатик

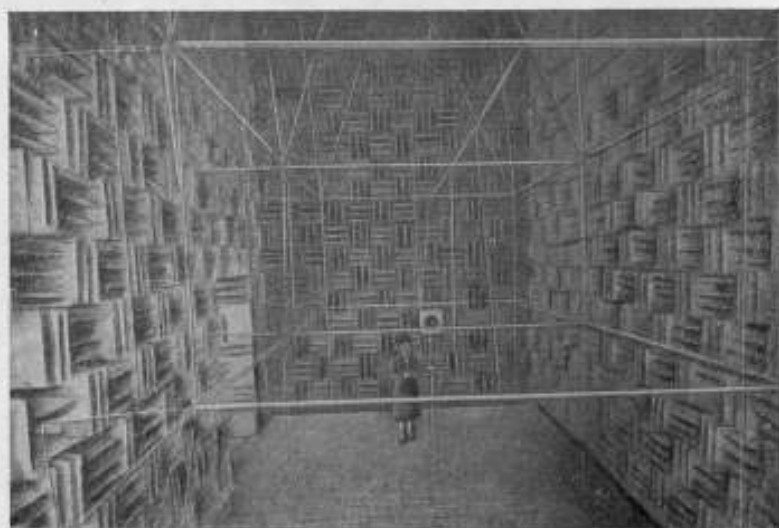


Рис. 6. Общий вид звукомерной камеры

через несколько ячеек для уменьшения трения в местах перелома. Равномерно натянутая сетка прогибается под тяжестью одного человека не более чем на 2—3 см.

Общий вид оборудованной звукомерной камеры показан на рис. 6. На передней стене камеры установлен комбинированный широкополосный излучатель звука. Низкочастотный электродинамический громкоговоритель, работающий в диапазоне от 50 до 3000 гц, смонтирован в заглушенном ящике и установлен взамен одного из звукопоглощающих блоков. Выходные отверстия громкоговорителя находились в плоскости вершин клиньев звукопоглощающей отделки.

На расстоянии двух метров перед излучателем в специально сделанном углублении под слоем расположенных на полу клиньев, смонтирован привод поворотного устройства с редуктором и сельсином, позволяющий производить измерения характеристик направленности приемников и излучателей звука. Столик поворотного устройства сделан съемным, так что смонтированная в камере часть поворотного устройства полностью закрыта звукопоглощающими покрытиями и не создает отраженных волн. С помощью сельсинов поворотное устройство связано с расположенным в аппаратной приспособлением для записи характеристик направленности. Соединение находящихся в камере измерительных микрофонов и других приборов с аппаратурой, расположенной в аппаратной, осуществляется через разъемы, установленные на двух

смонтированных в дверном проеме коммутационных панелях. При закрытой двери эти панели полностью закрываются укрепленными на двери звукопоглощающими покрытиями и не искажают звуковое поле в камере.

Измерительные микрофоны и излучатели, а также испытываемые приборы закрепляются в камере с помощью системы тросиков, натянутых на стальных болтах длиной 1 м, установленных на стенах, на полу и потолке. Для этой же цели могут использоваться съемные рамки из дюралевых планок таврового сечения  $20 \times 20$  мм, устанавливаемые вдоль стен камеры на уровне 1,5 и 3 м над сеткой (рис. 6).

Исследования неравномерности звукового поля в камере проводились путем непосредственной автоматической записи отклонений от нормального для сферической волны закона убывания звукового давления. Микрофон, закрепленный на небольшой каретке, перемещался по тонкому тросику, натянутому в выбранном направлении. Для фиксации пройденного расстояния на тросик было намотано проволочное сопротивление, которое включалось по схеме потенциометра на выходе микрофонного усилителя. При этом напряжение, снимаемое укрепленным на каретке движком, было пропорционально произведению действующего на микрофон давления на пройденное им расстояние. Величина этого напряжения записывалась автоматически регистратором уровня в логарифмическом масштабе. Путем смены входных потенциометров можно было устанавливать масштаб записи 1 и 2,5 дБ. Тщательная намотка потенциометра и применение регистратора уровня с большой разрешающей способностью позволили фиксировать отклонения от нормального закона спада звуковых давлений, превышающие 0,1 дБ. Протяжка бумаги самописца и перемещение каретки, несущей микрофон, осуществлялись от одного и того же привода, так что перемещению бумаги на 1 м соответствовало передвижение микрофона в камере на 6,7 см.

Для упрощения определения акустического центра излучения, последовательно с сопротивлением, намотанным на тросике, включалось переменное сопротивление, и его величина выбиралась в процессе измерений так, чтобы при удалении микрофона на расстояние до 1 м записанные кривые не имели тенденции к заметному нарастанию или убыванию. Это позволило свести определение акустического центра преобразователя к прямому отсчету по указателю, связанному с движком магазина сопротивлений, и устранить отклонения от нормального закона убывания, связанные с неправильным выбором начала отсчета расстояний.

Для получения более равномерного излучения во всех направлениях использовались два громкоговорителя. В диапазоне частот до 1000 гц использовался электродинамический излучатель диаметром 40 см, установленный в закрытый и заглушенный внутри цилиндрический кожух высотой 100 см. В диапазоне частот от 1000 гц до 20 000 гц использовался высокочастотный электродинамический излучатель типа ИГ-3 с рупором диаметром 6 см. Смещения акустического центра для этих громкоговорителей в указанном выше диапазоне частот достигали 5 см. Регистрация звуковых давлений осуществлялась с помощью измерительного микрофона типа 4111.

Результаты измерений, полученные при перемещении микрофона в средней части камеры в продольном направлении на высоте 3 м над сеткой, показаны на рис. 7 а, б. Неравномерность звукового поля в рабочей зоне камеры на расстоянии до 3—4 м от излучателя в широком диапазоне частот, начиная с 70 гц, не превышает  $\pm 0,5$  дБ. На более низких частотах отклонения от закона обратной пропорциональности для убывания звукового давления с расстоянием значительно увеличиваются, что снижает точность акустических измерений.

Следует отметить, что полученные данные о неравномерности звукового поля в рабочей зоне камеры хорошо согласуются со значениями коэффициента отражения звука при нормальном падении, измеренными в трубе интерферометра для большого числа образцов в процессе оборудования камеры. Нижняя граничная частота, соответствующая уменьшению коэффициента отражения звука при нормальном падении до 10%, и частота, при которой неравномерность звукового поля в камере не превышает 12% (1 дБ), различаются не более чем на несколько герц.

Неравномерность звукового поля в рабочей зоне камеры на расстоянии 3 м от излучателя, рассчитанная в процентах по осциллограммам рис. 7а, б, показана знаками ⊕ на графике рис. 4.

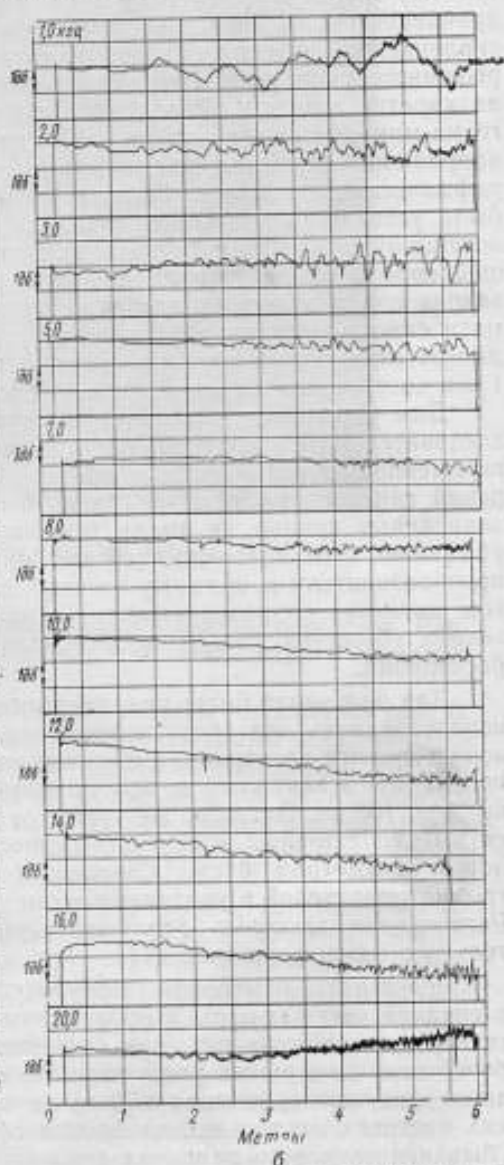
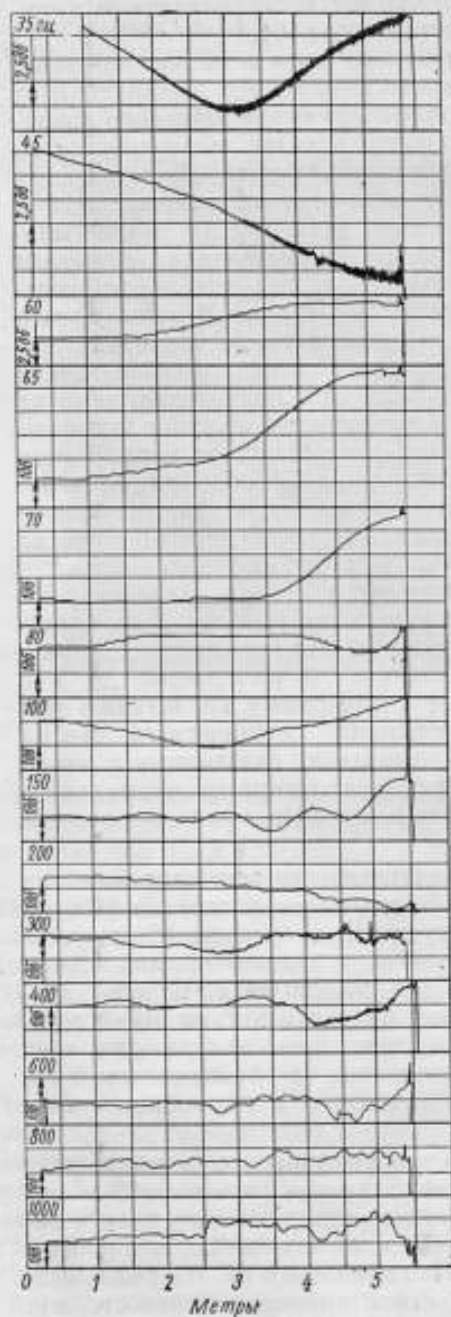


Рис. 7 Записи спада уровня звукового давления при перемещении микрофона по оси камеры



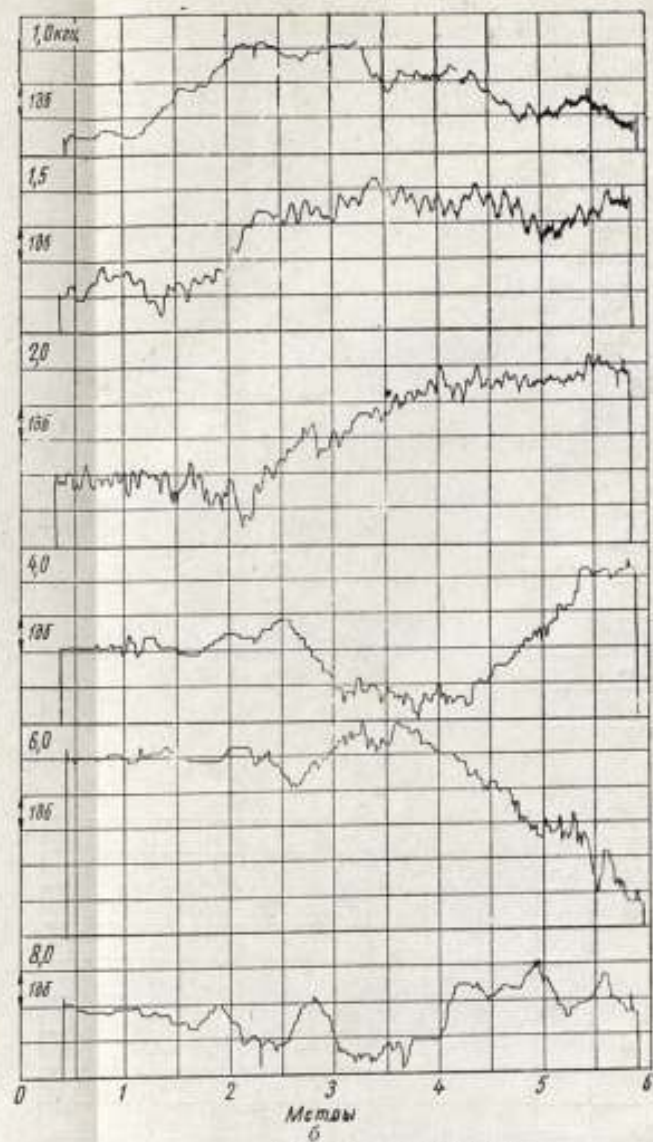
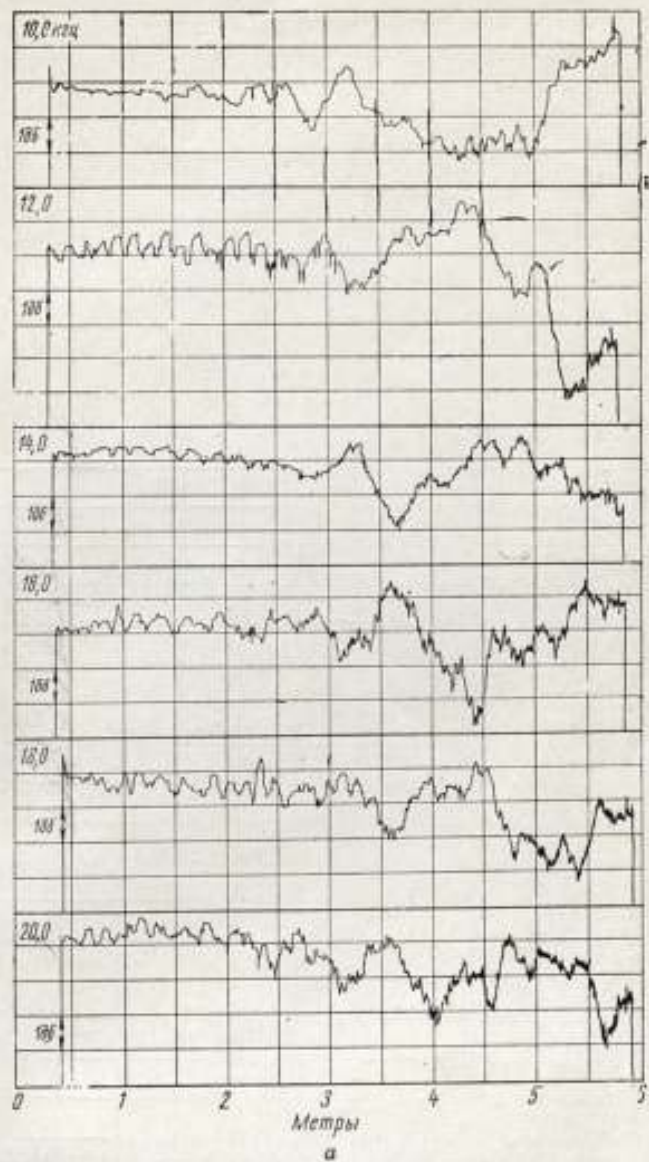


Рис. 8. Записи спада уровня звукового давления при перемещении микрофона параллельно стене

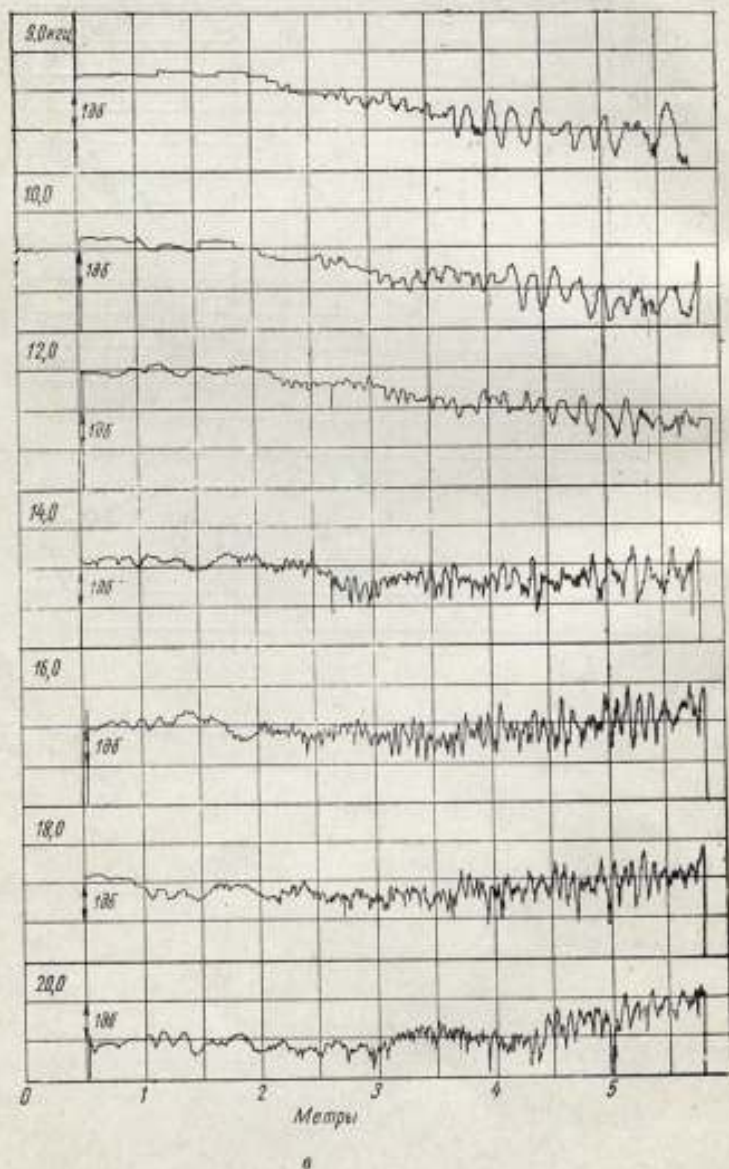
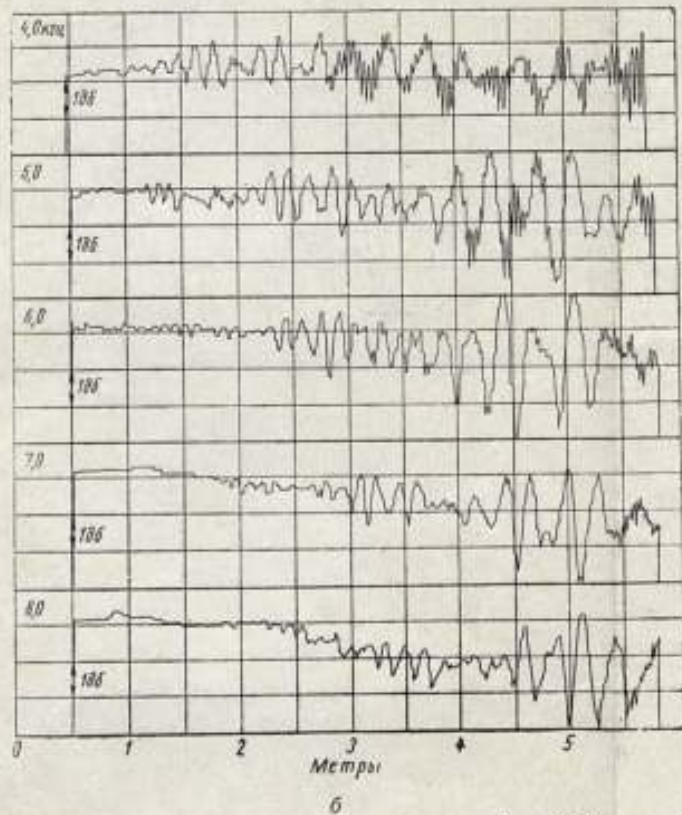
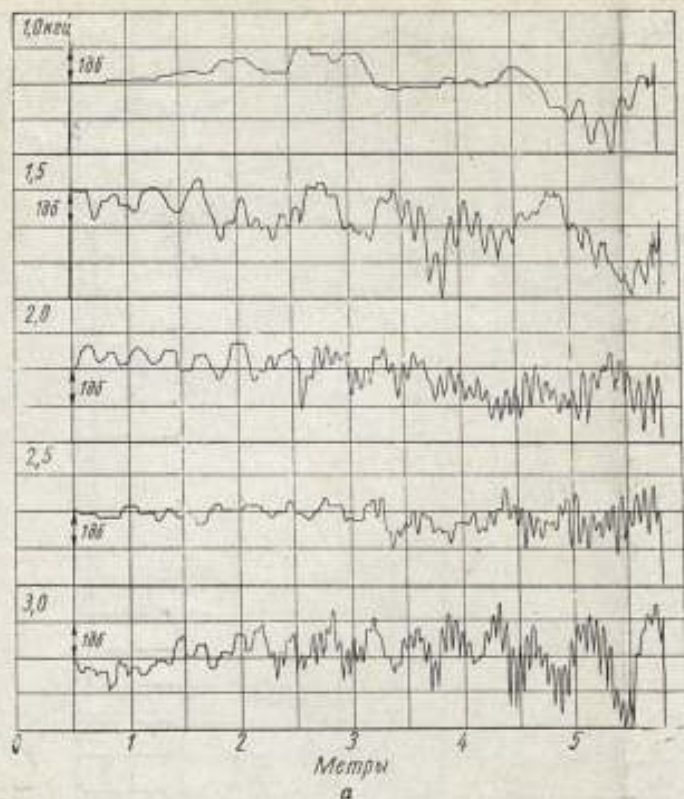
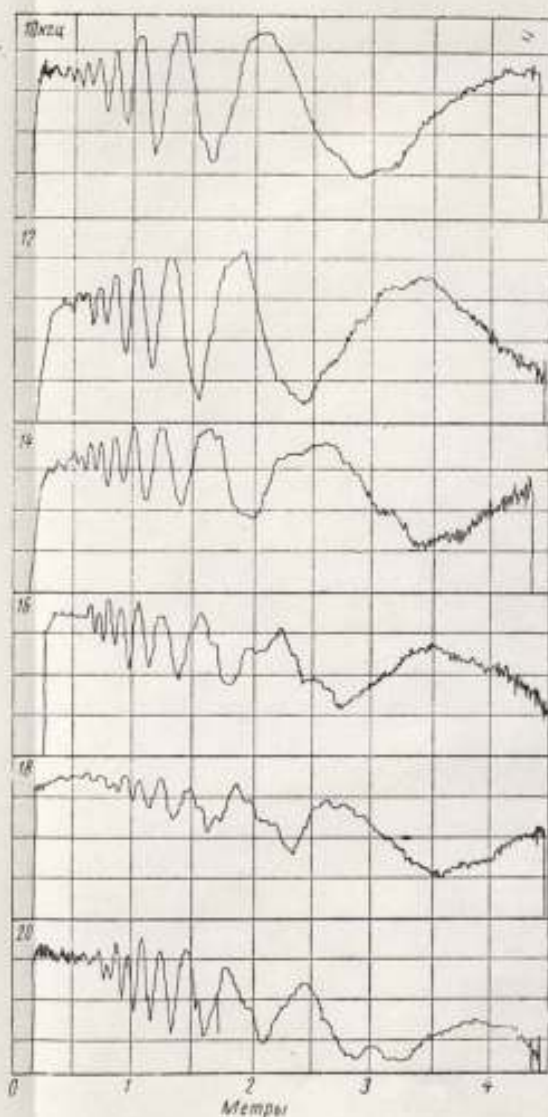
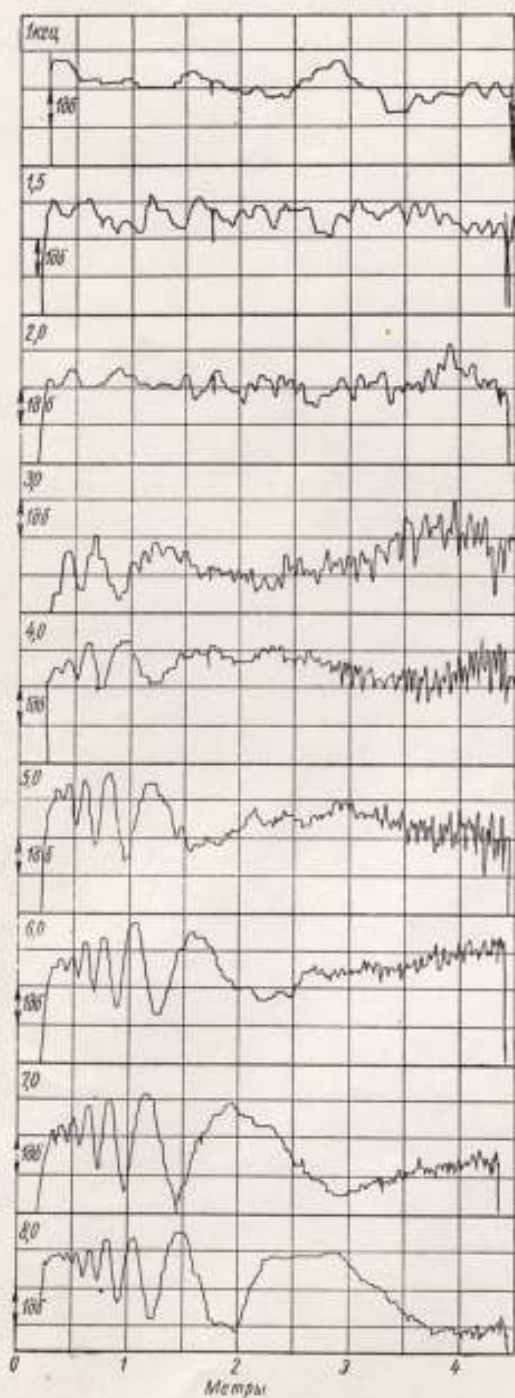


Рис. 9. Влияние рамок на равномерность звукового поля

Хорошее согласие между значением коэффициента отражения звука для установленных в камере покрытий и результирующей неравномерности звукового поля



а б  
Рис. 10. Влияние креплений на равномерность звукового поля

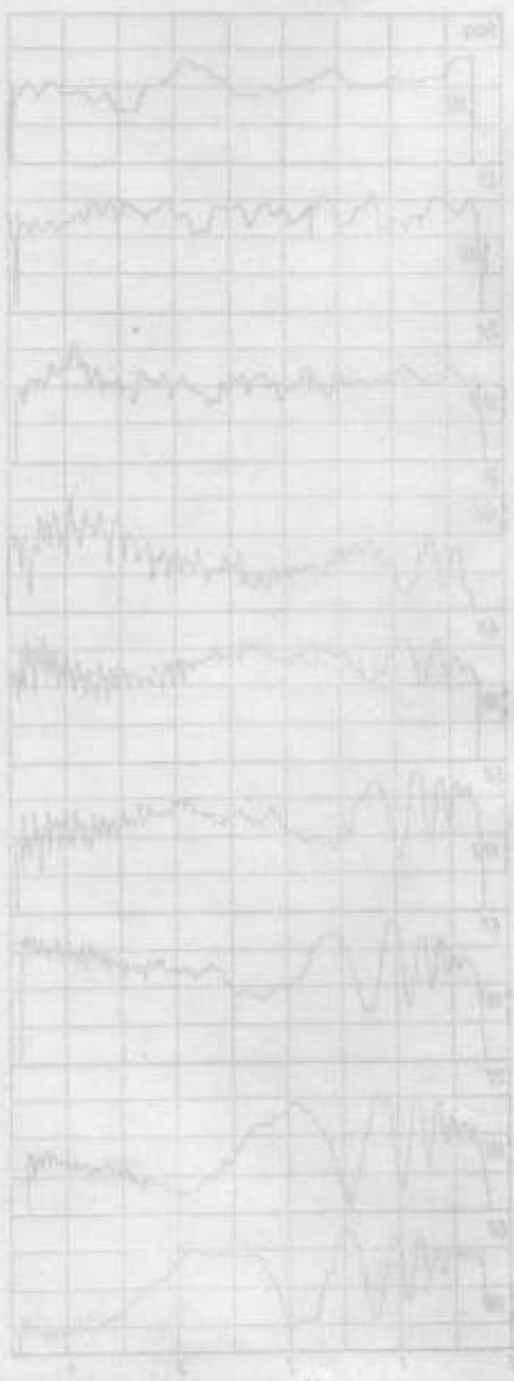
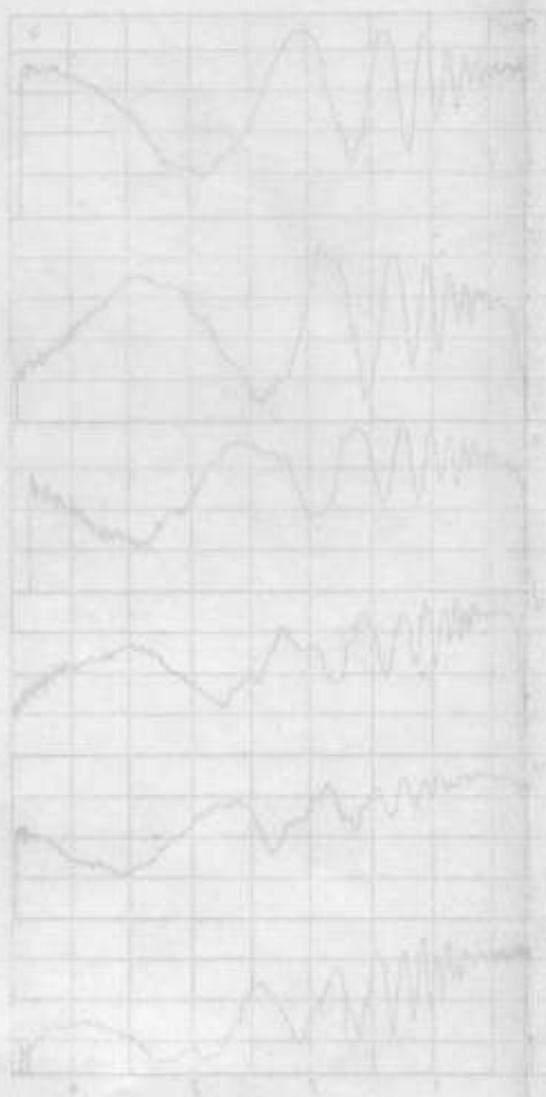


FIG. 10. Examples of waveforms as recorded on a KOBOT oscilloscope.

Хорошее согласие между значением коэффициента отражения звука для установленных в камере покрытий и результирующей неравномерности звукового поля подтверждает возможность использования результатов измерений коэффициента отражения звука при нормальном падении для выбора и правильной оценки качества звукопоглощающих покрытий.

При записи приведенных на рис. 7 *а, б* кривых микрофон перемещался по линии, перпендикулярной к передней стене камеры так, что отражения от расположенной вблизи от излучателя стены не могли создавать неравномерностей звукового поля в выбранном направлении. Влияние этих отражений исследовалось при перемещении микрофона по диагонали камеры под углом к поверхности стен. В этом случае волны, отраженные от расположенных вблизи от излучателя (на расстоянии 0,5 и 1 м) стен, приводили к небольшому увеличению неравномерности поля и к увеличению нижней рабочей частоты до 80—90 гц.

Для более детального исследования отраженных волн излучатель устанавливался на небольшом расстоянии от стены (0,6 м) и микрофон перемещался параллельно ее поверхности. Возникающие в этом случае значительные отклонения от нормального закона спада показаны на кривых рис. 8 *а, б*. Неравномерности, возникающие вследствие отражений, не имеют регулярного характера и наблюдаются практически на всех частотах. Заметных увеличений неравномерностей в случаях, когда длина волны звука становится соизмеримой с периодом решетки, образованной расположенными на стене блоками клиньев, либо входящими в блок клиньями, не наблюдается.

Рамки и другие приспособления для крепления микрофонов и излучателей влияют на увеличение неравномерности звукового поля. На рис. 9 *а, б* и *в* приведены записи отклонений от нормального закона спада звукового давления при установке на расстоянии 30 см от стен двух рамок, показанных на рис. 6. Волны, рассеиваемые расположенными на расстоянии двух метров от микрофона продольными сторонами рамки, заметно увеличивают неравномерность звукового поля и приводят к характерным регулярным изменениям звукового давления с периодом, превышающим длину волны звука и возрастающим по мере удаления микрофона от излучателя. При больших расстояниях на волны, рассеянные продольными сторонами рамки, накладываются отражения от поперечной стороны, создающие пульсации звукового давления с периодом, равным половине длины звуковой волны. Влияние отражений от креплений, расположенных на небольшом расстоянии от излучателя, показано на рис. 10 *а, б*. Кривые записаны при перемещении микрофона по диагонали на высоте 3 м над сеткой, когда излучатель расположен в непосредственной близости (25 см) от продольной стороны рамки. Нарастание периода пульсаций звукового давления в этом случае происходит значительно быстрее, что легко объяснить, рассмотрев для этого случая соотношение фаз колебаний прямой и отраженной волн.

Влияние сетки подвешенного пола можно проследить, сравнивая приведенные на рис. 11 записи неравномерностей звукового поля на высоте 1 м над сеткой с записями, выполненными на большей высоте и приведенными на рис. 7 *а, б*. Волны, рассеиваемые сеткой, становятся особенно заметными на высоких частотах, где неравномерности звукового поля превышают  $\pm 1$  дб.

Наилучшие условия измерений в камере достигаются при расположении излучателя и приемника по оси симметрии камеры на высоте 2,5—3 м над сеткой. При таком расположении преобразователей и при удалении из камеры крепежных рамок и других рассеивающих звуковые волны препятствий, размеры рабочей зоны могут быть увеличены до 3—5 м. Это обеспечивает проведение градуировок измерительных

микрофонов и выполнение других видов акустических измерений в свободном поле, практически не отличающемся от поля плоской бегущей волны.

Для проведения испытаний электроакустической аппаратуры и для измерения шумов звукомерная камера снабжена комплектом современной электроизмерительной аппаратуры. Эта аппаратура позволяет:

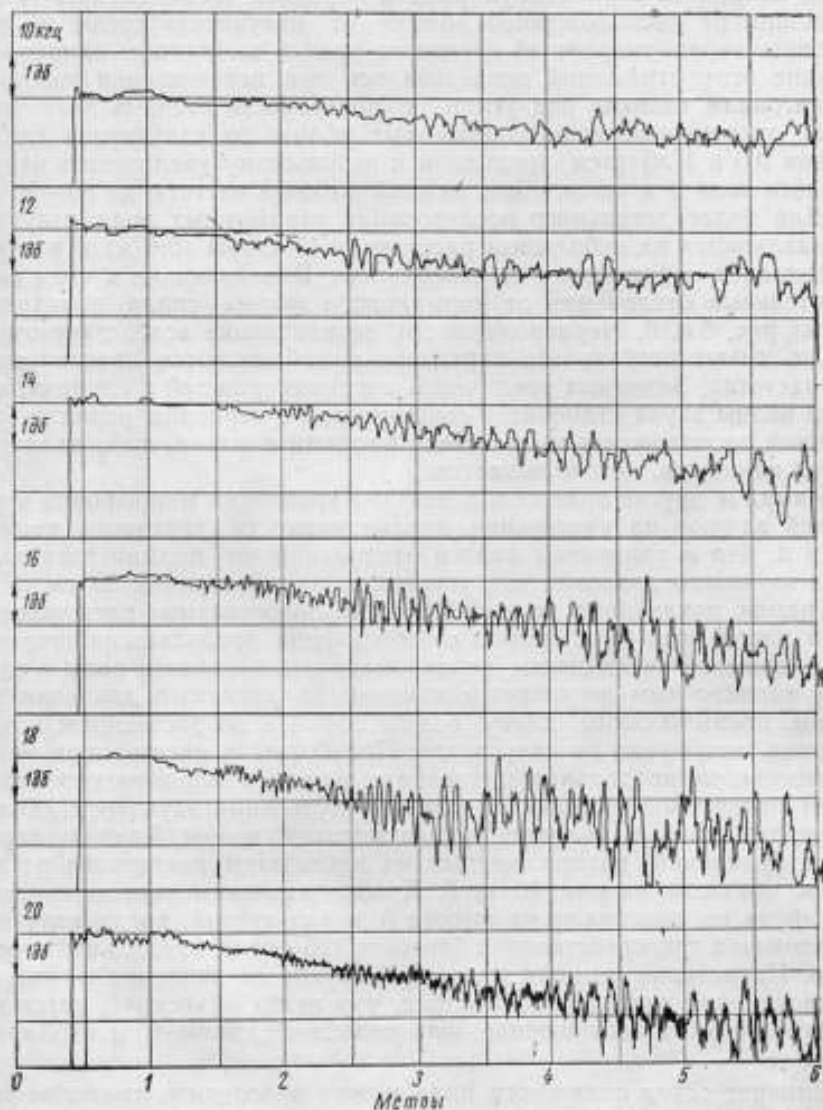


Рис. 11. Влияние пола на равномерность звукового поля

а) автоматически, с помощью контрольного микрофона, поддерживать постоянство звукового давления при проведении испытаний приемников звука;

б) проводить визуальное наблюдение на экране характеристографа и автоматическую запись частотных характеристик чувствительности приемников звука;

в) проводить визуальное наблюдение и автоматическую запись частотных характеристик чувствительности излучателей звука;

г) проводить автоматическую запись характеристик направленности излучателей и приемников звука;

д) проводить измерение уровня интенсивности и уровня звука, а также измерения и автоматическую запись спектрограмм шума различных механизмов и машин.

В комплект установки входит также набор образцовых измерительных микрофонов, обладающих равномерной частотной характеристикой в широком диапазоне частот. С помощью этих микрофонов можно выполнять все указанные выше измерения с высокой точностью.

### Установка для абсолютной градуировки измерительных микрофонов

Абсолютная градуировка измерительных микрофонов по давлению производится во ВНИИФТРИ на специально разработанной установке, с помощью которой определяется чувствительность с предельной погрешностью, меньшей 2%. Чувствительность в свободном поле определяется путем внесения поправки на дифракцию, изученной для ряда типов микрофонов с погрешностью менее 1,5%. При разработке установок для этих градуировок мы отказались от метода воспроизведения единицы звукового давления по диску Рэлея, основанного на раздельном измерении действующего на микрофон звукового давления и возникающего на его выходе напряжения. Был разработан новый метод, основанный на использовании принципа взаимности и позволяющий проводить непосредственный отсчет чувствительности микрофона по магазину затуханий.

Градуировка микрофонов по этому методу производится путем прямого отсчета по магазину затуханий отношения напряжения ( $E$ ), поданного на обратимый преобразователь в режиме излучения, к напряжению холостого хода ( $e_0$ ), возникающему на его выходе в режиме приема под действием звукового давления, равного создаваемому этим же преобразователем в режиме излучения.

При этом для расчета чувствительности пользуются только соотношением, вытекающим из теоремы взаимности, и определениями чувствительностей микрофона в режиме приема и в режиме излучения колебаний.

Чувствительность обратимого преобразователя по давлению, измеренная в режиме холостого хода, выражается формулой:

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{e_0 \cdot z_e}{E \cdot z_{ак}}}, \quad (1)$$

где  $\frac{e_0}{E}$  — отношение напряжений, действующих в цепи преобразователя при приеме и при излучении колебаний;

$z_e$  — внутреннее электрическое сопротивление преобразователя;

$z_{ак}$  — акустическое сопротивление камеры малого объема (камеры связи).

В том случае, когда камера связи имеет размеры значительно меньше, чем длина волны звука, ее акустическое сопротивление определяется упругостью заключенного в камере газа. Это сопротивление можно рассчитать, пользуясь соотношением:

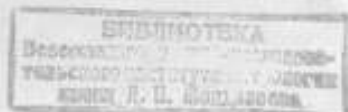
$$z_{ак} = \frac{\gamma p_0}{\omega V}, \quad (2)$$

где  $p_0$  — атмосферное давление;

$V$  — объем камеры связи;

$\omega$  — угловая частота;

$\gamma = 1,41$ .



Принцип действия установки основан на том, что напряжение, возникающее на выходе обратимого преобразователя в режиме приема, можно заменить напряжением, возникающим на выходе микрофона-свидетеля, имеющего такую же, как и обратимый преобразователь, чувствительность и установленное вместе с ним в камеру связи. Это позволяет при измерении методом замещения э.д.с. в цепи обратимого преобразователя переключить прибор, фиксирующий величину напряжения на выходе обратимого преобразователя, на выход микрофона-свидетеля и устранить тем самым затруднения, связанные с тем, что один и тот же преобразователь нельзя одновременно использовать в качестве излучателя и приемника.

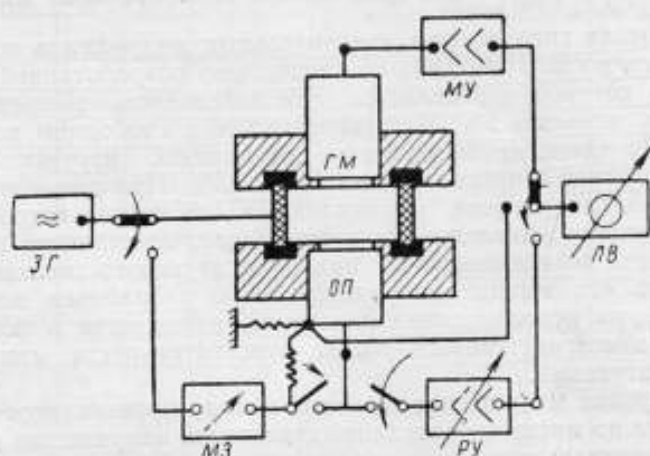


Рис. 12. Блок-схема установки для абсолютной градуировки измерительных микрофонов;

ЗГ — звуковой генератор; ГМ — градулируемый микрофон; ОП — обратимый преобразователь; МУ — микрофонный усилитель; ЛВ — ламповый вольтметр; МЗ — магазин затуханий; РУ — регулируемый усилитель.

Основной частью установки является камера связи, стенки которой изготовлены из пьезокерамики и являются вспомогательным излучателем, позволяющим воздействовать на обратимый преобразователь и микрофон-свидетель одним и тем же звуковым давлением. При этом их чувствительность можно отрегулировать так, чтобы напряжение на выходе микрофона-свидетеля точно соответствовало напряжению на выходе обратимого преобразователя. Блок-схема установки показана на рис. 12.

Измерения чувствительности обратимого преобразователя и микрофона-свидетеля, в качестве которого обычно служит градулируемый микрофон, проводятся в следующем порядке.

Напряжение с генератора подают на вспомогательный излучатель и регулируют усиление включенного в цепь обратимого преобразователя усилителя так, чтобы чувствительности обратимого преобразователя (вместе с регулируемым усилителем) и микрофона-свидетеля и возникающие на их выходе при работе вспомогательного излучателя напряжения были одинаковыми.

После выполнения этой вспомогательной операции определяют отношение  $\frac{e_0}{E}$ . Для этого напряжение с генератора через магазин затуханий подают на обратимый преобразователь и замечают показания лампового вольтметра, включенного на выход замещающего обратимый преобразователь микрофона-свидетеля. Затем напряжение с выхода ма-



газина затуханий, через включенный последовательно с обратимым преобразователем низкоомный делитель, подают на вход регулируемого усилителя. Переключив одновременно ламповый вольтметр на выход этого усилителя, устанавливают затухание так, чтобы снимаемое с делителя напряжение полностью замещало э.д.с., возникающую в цепи обратимого преобразователя при предыдущем измерении, а показания лампового вольтметра оставались такими же, как и ранее отмеченные.

Установленное таким образом затухание равно отношению  $\left(\frac{E}{e_0}\right)$ . Магазин затухания градуирован непосредственно в децибелах, так что и результат определения  $\left(\frac{E}{e_0}\right)$  будет также выражен в децибелах ( $k_1$ ).

Чувствительность обратимого преобразователя по давлению в децибелах относительно  $1 \frac{e \cdot \text{м}^2}{\text{н}}$  выразится соотношением, вытекающим из (1) и (2):

$$\rho_0 = -\frac{1}{2} k_1 + C. \quad (3)$$

Постоянная:

$$c = 10 \lg \frac{V}{\gamma \rho_0 C_e}, \quad (4)$$

где  $C_e$  — емкость обратимого преобразователя;

$V$  — эквивалентный объем камеры, определенный с учетом податливостей мембран преобразователей.

Отношение чувствительности обратимого преобразователя равно установленному при выполнении первой операции коэффициенту усиления регулируемого усилителя и может быть измерено с помощью магазина затуханий. Для определения этого отношения путем одного переключения выход регулируемого усилителя подается на ламповый вольтметр через делитель напряжений; с помощью этого магазина затуханий вновь устанавливают такое же показание измерительного прибора, как и при предыдущем измерении. Разница между новым и предыдущими отсчетами в децибелах затухания ( $k_2 - k_1$ ) определяет также в децибелах отношение чувствительностей обратимого преобразователя и градуируемого микрофона ( $\rho_x$ ):

$$\frac{\rho_0}{\rho_x} = (k_2 - k_1). \quad (5)$$

Расчет чувствительности градуируемого микрофона в децибелах относительно  $C \frac{e \cdot \text{м}^2}{\text{н}}$  производится по формуле, вытекающей из (3) и (5):

$$\rho_x = \frac{1}{2} k_1 - k_2 + C. \quad (6)$$

Таким образом, применение камеры со встроенным вспомогательным излучателем позволяет определить не только чувствительность капсуля, используемого в качестве обратимого преобразователя, но и чувствительность градуируемого микрофона вместе с микрофонным усилителем. Весь процесс определения чувствительности сводится к повторным установкам стрелки прибора на одно и то же деление при различных положениях переключателя, производящего одновременное переключение всех приборов по указанной выше программе. Общий вид установки для градуировки микрофонов показан на рис. 13. Схема конструкции камеры связи показана на рис. 14.

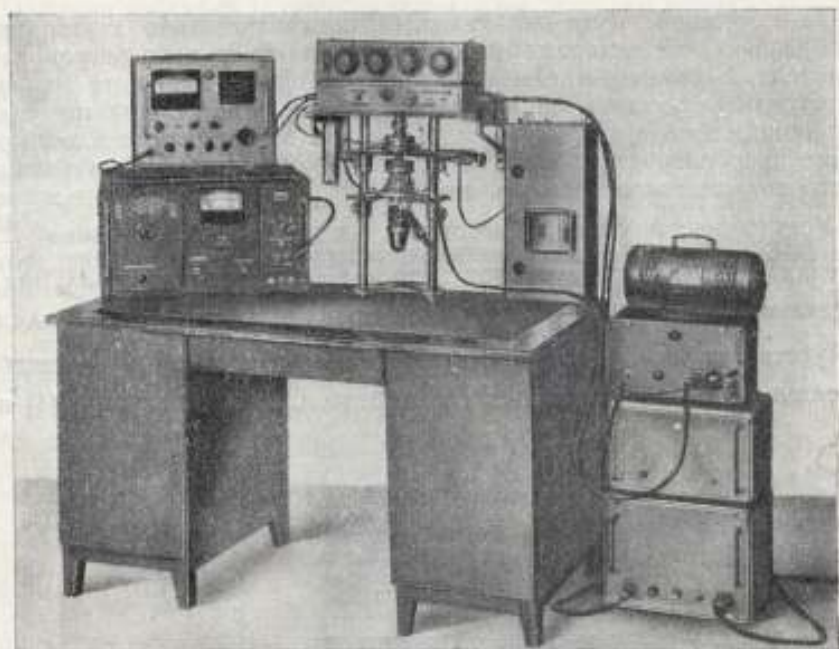


Рис. 13. Общий вид установки для абсолютной градуировки измерительных микрофонов

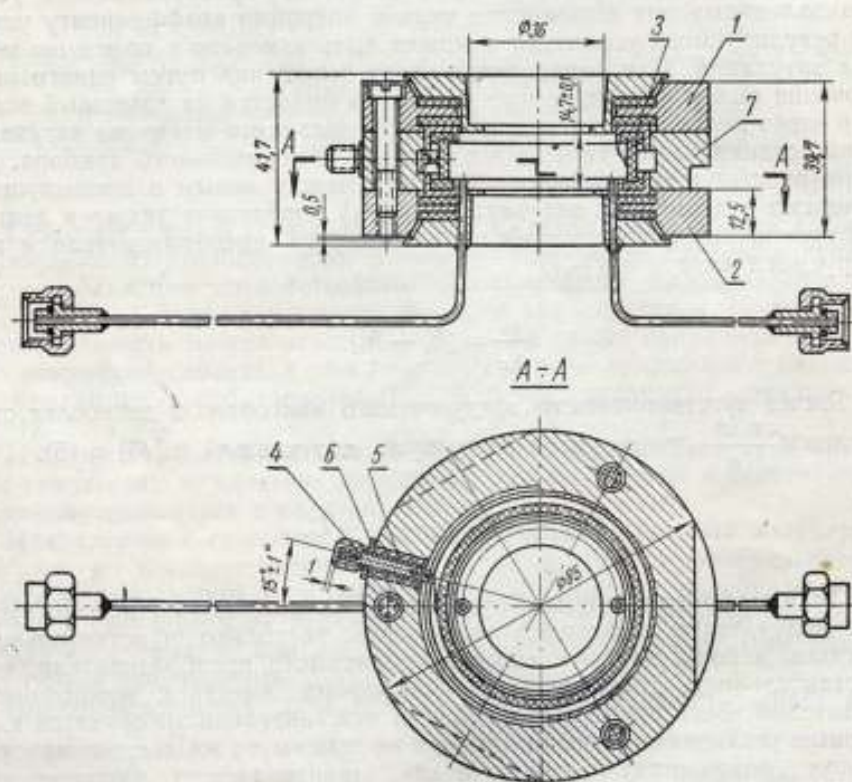


Рис. 14. Камера связи:

1, 2 — крышки; 3 — кольцо; 4 — гнездо; 5, 6 — втулки; 7 — пластина

Использование боковых стенок камеры в качестве вспомогательного излучателя позволило максимально сократить ее размеры и сохранить при этом симметричное расположение приемников относительно излучателя.

Нами было показано, что путем подбора виброизолирующих прокладок можно практически полностью исключить передачу вибрации от колеблющихся стенок камеры к корпусу и мембране градуируемого микрофона. Проверка отсутствия передачи вибрации производилась путем плотного перекрытия специальной заглушкой горловины, связывающей мембрану микрофона с внутренней полостью. Тем самым исключалась возможность воздействия на мембрану микрофона звуковых давлений. В случае применения виброизоляционных прокладок из мягкой губчатой и вакуумной резины между торцами излучающего цилиндра и боковыми платами и применения прокладок из вакуумной резины между этими платами и горловинами напряжение на выходе микрофона при установке заглушки уменьшается более чем на 46 дБ на всех частотах. Виброизоляционные прокладки практически полностью исключают воздействие вибрации на микрофон; возникающие из-за вибрации погрешности градуировки микрофонов не превышают 0,05 дБ. Предельные погрешности градуировки микрофонов по давлению на этой установке не превышают 0,2 дБ.

#### Метод определения чувствительности микрофонов в свободном поле

С целью использования результата градуировки микрофонов по давлению при определении их чувствительности в свободном поле был разработан и исследован новый метод определения дифракционных поправок для измерительных микрофонов.

Этот метод позволяет определить дифракционные поправки для микрофона, не прибегая к отдельным измерениям его чувствительности по полю и по давлению. Метод заключается в следующем. Два однотипных микрофона устанавливаются в начале в свободном поле, а затем в заполненной водородом замкнутой камере малого объема. Поддерживая постоянным ток в цепи одного из них, являющегося излучателем, определяют изменение напряжения в цепи другого, являющегося приемником.

Обозначим:

- $M_1$  и  $\rho_1$  — чувствительности приемника по полю и по давлению;  
 $S_0$  и  $s_0$  — чувствительности излучателя в свободном поле и в малой камере;  
 $i_n$  и  $i_k$  — токи излучателя для двух опытов;  
 $\frac{E_n}{E_k}$  — отношение напряжений, измеренное при первом и втором опытах.  
 Эти величины связаны соотношением:

$$\frac{E_n}{E_k} = \frac{M_1 S_0 i_n}{\rho_1 s_0 i_k} \quad (7)$$

Используя соотношения взаимности для преобразователей, работающих в свободном поле и в замкнутой камере, размеры которой малы по сравнению с длиной волны  $\frac{M_0}{S_0} = \frac{4\pi d}{\rho \omega}$ ;  $\frac{\rho_0}{s_0} = \frac{\omega V}{\rho c^2}$ , можно записать выражение (7) в таком виде:

$$\frac{E_n}{E_k} = \frac{\pi V f^2 i_n}{d c^2 i_k} D_1 D_0 \quad (8)$$

где  $D_1$  и  $D_0$  — коэффициенты дифракции\* первого и второго микрофонов;  
 $c$  — скорость звука;  
 $f$  — частота.

\* Под коэффициентом дифракции ( $D$ ) здесь понимается отношение чувствительности микрофона в свободном поле ( $M$ ) к его чувствительности по давлению ( $\rho$ ).

Выражение (8) упрощается в случае, когда приемник и излучатель имеют одинаковую форму и размеры, а следовательно, и равные коэффициенты дифракции:  $D_1 = D_0 = D$ .

Кроме того, при изменениях в свободном поле и в замкнутой камере связи в цепи излучателя можно поддерживать один и тот же ток, т. е.  $i_n = i_k = i$ . На практике вместо непосредственного значения коэффициента дифракции удобно пользоваться значением, выраженным в децибелах, которое мы также обозначим через  $D$  и назовем дифракционной поправкой. Соотношение для дифракционной поправки будет иметь вид:

$$D = \frac{1}{2} k_D + C_D,$$

где  $k_D$  — выраженное в децибелах отношение напряжений  $\frac{E_n}{E_k}$ ,

$$C_D = 20 \lg \frac{c}{f} + 10 \lg \frac{d}{\pi V}. \quad (9)$$

Это сравнительно простое соотношение позволяет свести определение дифракционной поправки к непосредственному измерению отношения двух напряжений, которое может быть выполнено с высокой точностью.

Следует отметить, что повышение точности достигается в этом случае не только за счет замены абсолютных измерений чувствительностей по давлению и по полю измерением отношения напряжений, но и вследствие уменьшения погрешностей, возникающих из-за воздействия отраженных волн.

При определении дифракционной поправки описанным методом используются только измерительные микрофоны, имеющие значительно меньшие размеры, чем обычно применяемые при градуировках вспомогательные излучатели и обратимые преобразователи. Это позволяет значительно (пропорционально квадрату размеров преобразователей) уменьшить расстояние между излучателем и приемником и тем самым снизить погрешности, возникающие из-за влияния отраженных волн.

Проведенные исследования показали, что полная предельная погрешность градуировки образцовых измерительных микрофонов по давлению с учетом неисключенных систематических погрешностей составляет 0,2 дб.

Применение новых методов градуировки микрофонов и разработка установки, обеспечивающей возможность определения чувствительности измерительных микрофонов с весьма высокой точностью, а также наличие удовлетворяющей современным требованиям и снабженной полным комплектом измерительной и записывающей аппаратуры звукомерной камеры, позволяет считать работы по оборудованию метрологической базы в области акустических измерений в нашем институте в основном завершенными.

Авторы считают необходимым отметить активное участие в проведении работ инженера-конструктора А. Н. Крючкова, старшего техника Ю. В. Коконова, мастеров П. В. Голованова, В. С. Пантелеева.

Статья поступила в апреле 1961 года.

## ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ И ХРАНЕНИЕ ЕДИНИЦЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Акустические измерения в большинстве случаев опираются на измерения избыточного звукового давления в среде при наличии звуковых колебаний. В качестве основы для поддержания единства акустических измерений принята единица звукового давления. Эта единица определяется как действующее значение звукового давления, равное одному ньютону на квадратный метр. Частота слышимых звуковых колебаний лежит в области 20—16 000 гц, что соответствует длине волны от 17 м до 1,5 см.

Сравнимость длины звуковых волн с размерами измерительных приборов и помещений, где производятся измерения, усложняет измерения и требует особых методов для воспроизведения и хранения единицы звукового давления. Метод воспроизведения единицы измерений в данном случае должен обеспечить не только постоянство и метрологическую точность воспроизводимой величины, но и сохранность формы звукового поля.

Из погрешности рабочих приборов, равной 12% (чувствительность физиологических ощущений), если учесть взаимное расположение рабочего прибора и метода воспроизведения единицы звукового давления в поверочной схеме, следует, что вероятная погрешность метода должна быть не более 1,5% [1].

Для воспроизведения единицы звукового давления во ВНИИМе принят метод звукомерного диска в поле стоячих звуковых волн, как наиболее достоверный и хорошо изученный метод абсолютного измерения при охвате почти всего звукового частотного диапазона (20—12 800 гц). В этом случае [2] величина звукового давления выражается формулой:

$$p = \rho c v, \quad (1)$$

где  $p$  — величина звукового давления в узле стоячей волны;

$\rho$  — плотность среды;

$c$  — скорость звука в неограниченной среде;

$v$  — колебательная скорость в пучности стоячей волны.

Значение колебательной скорости определяется по звукомерному диску. Согласно теории [2] угол поворота диска

$$\Omega = \frac{4}{3} \frac{\rho a^2 v_0^2}{D} A \sin 2\theta, \quad (2)$$

где  $a$  — радиус диска;

$D$  — упругая постоянная нити подвеса диска;

$\theta$  — начальный угол между нормалью к плоскости диска и направлением звуковых колебаний (практически  $\theta = 45^\circ$  и  $\sin 2\theta = 1$ );

$A$  — поправочный множитель, мало отличающийся от единицы.

Отсчет угла поворота  $\Omega$  производится оптическим методом:

$$\Omega = \frac{n}{2R}, \quad (3)$$

где  $n$  — линейное отклонение по шкале;

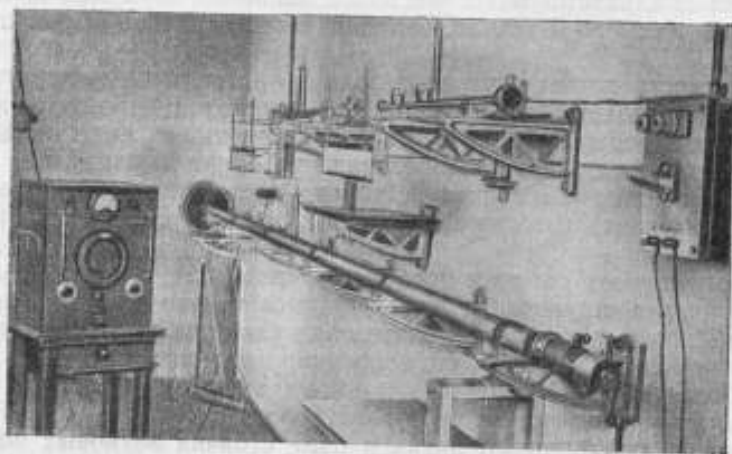
$R$  — расстояние от диска до шкалы.

Решение уравнений (1), (2) и (3) дает выражение для звукового давления в зависимости от постоянных среды и величины отклонения диска:

$$p = \sqrt{\frac{3}{8} \frac{\rho c^2 D n}{R a^2 A}}. \quad (4)$$

Это уравнение применяется для определения величины звукового давления в узле стоячей волны. В акустической лаборатории ВНИИМ проведен подробный анализ возможной погрешности формулы в зависимости от различных факторов и показано, что она лежит в пределах допустимого значения 1,5%.

Установка для воспроизведения поля стоячих волн, разработанная во ВНИИМ (см. рисунок и [3]), состоит из трех латунных труб, распо-



Установка для воспроизведения поля стоячих волн

ложенных горизонтально. На одном конце каждой трубы установлен излучатель, другой заканчивается твердой стенкой, часть которой составляет мембрана микрофона. Внутри трубы посередине размещен звукомерный диск; для нити его подвеса служит патрубок. Оптическое устройство для отсчета угла поворота диска расположено снаружи трубы. Диск с нитью соединяется через промежуточное звено с отсчетным зеркальцем, расположенным в патрубке плоскости диска.

Расстояние между дисками и шкалой в установке  $R=0,825$  м. Оно складывается из промежутков: от диска до первого зеркала, между зеркалами и от второго зеркала до шкалы.

Измерения на установке во всех трех трубах производятся на нечетных резонансах, при соблюдении равенства

$$\lambda = \frac{2l}{(2N-1)}. \quad (5)$$

где  $\lambda$  — длина звуковой волны;

$l$  — длина трубы;

$N$  — последовательный ряд чисел (1, 2, 3 и т. д.).

В этом случае пучность стоячей волны ( $p=0$ ) находится строго в середине трубы, где и располагается звукомерный диск. На конце трубы, у микрофона имеет место узел стоячей волны и, следовательно, наибольшее значение звукового давления.

Наличие резонанса определяется по наибольшему отклонению звукомерного диска или наибольшему показанию выходного прибора микрофона, установленного на конце трубы, при изменении частоты звука. Резонансные частоты трубы I чередуются через 80 гц между 40 и 3000 гц. Для расширения частотной области в трубе I также производятся измерения с открытым со стороны излучателя концом трубы [4]. В трубе II резонансы чередуются через 400 гц в области частот 200—7800 гц. В трубе III измерения производятся в области частот 6600—12 000 гц при наличии резонансов через 400 гц.

Установка снабжена набором звукомерных стеклянных дисков и кварцевых нитей для их подвесов, характеристики которых приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Номер трубы	Индекс диска	Диаметр диска, см	Толщина, см	Масса, мг	Момент инерции диска с крючком $I \cdot 10^4$ , кг·м <sup>2</sup>
I	Ст <sub>4</sub> -6	0,5990	0,0055	4,18	0,969
II	Ст <sub>2</sub> -4	0,4132	0,0055	1,99	0,242
III	Ст -34	0,3975	0,0061	1,70	0,167

Таблица 2

Номер трубы	Номер нити	Длина нити, см	Упругая постоянная $D \times 10^7 \frac{кг \cdot м^2}{сек^2}$	Примечание
I	16	7,0	2,71	Данные 1951 г.
II	11	7,2	1,06	То же
III	10	9,0	1,64	"
II	1-57	7,0	0,473	Изготовлена в 1957 г.

Чувствительность системы диск—нить зависит от размеров диска и упругой постоянной нити подвеса диска  $D$ . Последняя определяется на основании уравнения

$$D = 4\pi^2 \frac{I}{T_0^2}, \quad (6)$$

где  $I = \frac{1}{4} \pi a^2$  — момент инерции диска;

$m$  — масса диска;

$a$  — его радиус;

$T_0 = \frac{T}{\sqrt{1 + (\delta/2\pi)^2}}$  — период собственных колебаний диска;

$T$  — измеренный период свободных колебаний;

$\delta$  — логарифмический декремент колебаний.

Момент инерции диска вычисляется на основании измеренных значений массы, радиуса диска и определения величины  $D$ , которое сводится к измерению периода и декремента свободных колебаний диска. Эти величины измеряются непосредственно в трубах путем задания начального поворота диска с помощью звука.

Для определения систематической погрешности метода была измерена постоянная поглощения звука в трубах ( $\alpha$ ) и определен поправочный множитель  $\frac{1}{Ch\alpha l}$ . Кроме этого, были вычислены также поправочный множитель из-за инерции и дифракции диска [5] и множитель  $B$ , учитывающий влияние близости стенок трубы на вращающий момент звукомерного диска [6]. Данные отдельных поправочных множителей и общего поправочного множителя  $K$  представлены в табл. 3.

Таблица 3

Номер трубы	Длина трубы, см	Диаметр трубы, см	Частота $f$ , Гц	$\frac{1}{Ch\alpha l}$	$B$	$\frac{1}{A^2}$	$K$
I	432	5,3	315	0,9985	1,007	1,006	1,01 <sub>2</sub>
I	432	5,3	1040	0,9975	1,007	1,006	1,01 <sub>2</sub>
II	86,5	2,5	1182	0,9982	1,013	1,007	1,02 <sub>2</sub>
III	86,5	1,6	1178	0,9895	1,025	1,007	1,02 <sub>2</sub>
III	86,5	1,6	12300	0,9765	1,025	0,984	0,98 <sub>2</sub>

Случайная погрешность воспроизводимого значения звукового давления определялась по закону накопления средних погрешностей [1], согласно формуле:

$$\sigma_p = \left[ \sum \left( \frac{\partial p}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где  $\sigma_p$  — среднеквадратичная погрешность ряда измерений при воспроизведении звукового давления.

При определении погрешности величины звукового давления погрешность плотности среды  $\rho$  не принималась во внимание, так как она могла быть определена с достаточной степенью точности по табличным данным.

Предельная погрешность  $n$  есть погрешность отсчета по шкале. Среднеквадратичная погрешность ряда измерений составляла  $\sigma_n = 6 \cdot 10^{-4}$  м. Погрешность определения диаметра диска  $\sigma_d = 2 \cdot 10^{-6}$  м, а погрешность определения расстояния до шкалы  $\sigma_R = 1 \cdot 10^{-3}$  м.

Значение скорости распространения звука находилось из формулы  $c = f_1 \lambda = 2f_1 l$  по данным измерения среднего значения частоты первого резонанса  $f_1$  и длины трубы  $l$ . Средняя квадратичная погрешность полученного значения 344 м/сек составляла 0,82 м/сек (0,25%).

Величина  $D$  — упругая постоянная нити подвеса диска получена в результате косвенного измерения и ее погрешность, определенная по формуле (7), составила 1,5% для всех нитей.

Наибольшую относительную погрешность имеет определение величины  $D$ , следовательно, погрешность воспроизведения единицы звукового давления в основном зависит от погрешности определения упругой постоянной нити подвеса диска.

При вычислении звукового давления  $p$  принимается во внимание среднее значение величины  $D$  и поэтому в качестве ее погрешности следует брать среднеквадратичную погрешность результата измерений ( $S$ ).

На основании полученных данных относительная погрешность воспроизведения величины звукового давления во всех случаях измерений не превосходит допустимого значения 1,5%.

Сводка воспроизводимых на установке значений звуковых давлений и среднеквадратичных погрешностей результата измерений — абсолют-



ных  $S_p$  и относительных  $S_{p_0}$  (в %), а также относительных среднеквадратичных погрешностей ряда измерений  $\sigma_p$  (в %) представлена в табл. 4.

Таблица 4

Номер трубы	$p$ , $\text{н/м}^2$	$S_p$ , $\text{н/м}^2$	$S_{p_0}$ , %	$\sigma_{p_0}$ , %
I — закрытая	2,55	0,02	0,9	1,7
I — открытая	3,60	0,03	0,9	1,7
II	1,86	0,02	1,2	1,8
III	3,70	0,05	1,3	1,9

Для надежного хранения воспроизводимой величины звукового давления, а тем самым и единицы звукового давления, вполне достаточно следить за постоянством значения периода и декремента свободных колебаний системы диск—нить, так как согласно уравнению (6) изменения параметров диска, упругой постоянной нити его подвеса, или условий колебания диска проявляются в изменении периода и декремента колебаний.

Исследования и разработка трубы III проводились в 1949—1950 гг. Окончательное закрепление дисков и нитей за каждой отдельной трубой было завершено в 1951 г. После этого ведется тщательное наблюдение за постоянством воспроизводимой единицы звукового давления путем периодического измерения периодов свободных колебаний звукомерных дисков и логарифмического декремента колебаний с последующим вычислением значений звукового давления. Измеренные и вычисленные данные для трех труб представлены в табл. 5, 6 и 7.

Таблица 5

Труба I, диск Ст.-В, нить № 16

Дата измерения	Температура, °C	Атмосферное давление, мм рт. ст.	$T$ , сек.	$\delta$	$T_0$ , сек.	$S_{T_0}$ , %
6/XI 1951	22,0	780 *	4,95	1,59	4,80	0,60
19/V 1952	13,0	762	5,03	1,60	4,87	0,44
17/XI 1952	20,0	758	4,97	1,56	4,82	0,44
31/XII 1953	20,0	773	4,95	1,54	4,81	0,30
25/VII 1954	20,0	760	5,03	1,21	4,93	0,30
25/VII 1955	18,5	758	5,04	1,56	4,87	0,15
10—15/XI 1956	19,0	774	5,02	1,57	4,86	0,44
30/IX 1957	16,0	760	4,94	1,56	4,80	0,30

Следует отметить, что период свободных колебаний  $T$  не имеет систематического изменения со временем. То же можно сказать и о логарифмическом декремента колебаний. Но следует отметить наибольшее изменение обеих величин, полученное в 1954 г. Если исключить данные за этот год, то отклонения от среднего значения периодов за 7 лет не выходят за пределы 1%, т. е. лежат в пределах погрешности  $p$  при его воспроизведении на установке. В таких же пределах изменялось и значение звукового давления.

Таблица 6

Труба II, диск Ст-4, нить № 11 и нить № 1-57						
Дата измерения	Температура, °С	Атмосферное давление, мм рт. ст.	$T$ , сек.	$\delta$	$T_0$ , сек.	$S_{T_0}$ , %
6/XI 1951	22,0	780	3,81	1,77	3,66	0,89
17/V 1952	14,0	762	3,78	1,81	3,62	0,44
17/XI 1952	20,0	758	3,77	1,75	3,62	0,30
29/XII 1953	19,5	759	3,76	1,88	3,60	0,44
25/VII 1954	20,0	760	3,81	1,84	3,66	0,30
25/VII 1955	18,5	758	3,77	1,82	3,64	0,15
19/XI 1956	19,0	774	3,74	1,85	3,58	0,15
30/IX 1957	16,0	760	4,52	2,08	4,28	0,15

В трубе II наибольшее изменение периода  $T$  за 7 лет также не превосходит 1%. К сожалению, в 1957 г. нить № 11 была случайно оборвана и заменена нитью № 1—57. Звуковое давление в этой трубе до обрыва нити составляло  $2,78 \text{ н/м}^2$ , в настоящее время  $1,86 \text{ н/м}^2$ .

Таблица 7

Труба III, диск Ст-34, нить № 10						
Дата измерения	Температура, °С	Атмосферное давление, мм рт. ст.	$T$ , сек.	$\delta$	$T_0$ , сек.	$S_{T_0}$ , %
6/XI 1951	22,0	780	3,24	1,42	3,16	0,89
16/V 1952	16,0	762	3,29	1,38	3,19	0,44
18/XII 1952	22,0	771	3,29	1,35	3,22	0,30
31/XII 1953	20,0	773	3,26	1,39	3,18	0,60
25/VII 1954	20,0	760	3,34	1,41	3,27	0,30
25/VII 1955	18,5	758	3,24	1,43	3,17	0,15
10—15/XI 1956	19,0	774	3,21	1,34	3,14	0,44
30/IX 1957	16,0	760	3,16	1,42	3,08	0,30

Изменение периода  $T$  для трубы III также носит случайный характер, но его отклонение от среднего значения больше, и составляет 3%. Здесь диск находится в наиболее неблагоприятных условиях, так как его размеры (0,4 см) соизмеримы с диаметром трубы (1,6 см).

Согласно данным, представленным в табл. 5, 6 и 7, атмосферные условия не оказывают влияния на период колебаний диска.

Следует отметить, что установка применялась не только для воспроизведения единицы звукового давления, но служила и рабочим эталоном.

Измерения на установке проводились почти ежедневно при градуировке разнообразных микрофонов. Но и при таком использовании установка за много лет осталась неизменной; погрешности воспроизведения единицы звукового давления не превосходили 1,2% в области частот 20—7800 гц и 3% — в области частот 7—12,8 кгц.

Полученная высокая точность при неизменности установки подтверждает целесообразность применения метода звукомерного диска в поле стоячих звуковых волн в качестве эталонного метода воспроизведения единицы звукового давления в области частот 20—12 800 гц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Ф. Маликов. Основы Метрологии, М., 1949.
2. А. И. Белов. Акустические измерения, Л., 1941.
3. Н. А. Калужина. Кандидатская диссертация, ВНИИМ, 1950.
4. Н. А. Калужина. Акустический сборник, АН СССР, № 7, 1953.
5. L. King. Proc. Roy. Soc., v. 153, 1935.
6. В. Д. Зернов. Абсолютное измерение силы звука, М., 1909.

Статья поступила в июле 1959 года

## ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ГРАДУИРОВКИ МИКРОФОНОВ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Градуировка микрофонов в свободном звуковом поле может проводиться абсолютными методами и методами сличения.

К первым относятся метод звукомерного диска и метод взаимности, ко вторым — метод сравнения с образцовым микрофоном, отградуированным по давлению абсолютным методом, и метод градуированного громкоговорителя.

В случае применения метода звукомерного диска измерения в области низких частот осложняются трудностью создания звукового поля плоской бегущей волны достаточной интенсивности, а также неустойчивостью показаний диска из-за влияния конвекционных потоков в большом помещении. Применение метода взаимности в области низких частот также затруднено отсутствием преобразователей малых размеров, которые были бы достаточно чувствительны при использовании их в качестве вспомогательных как в режиме приема, так и в режиме излучения. Иногда прибегают к градуировке микрофонов по полю методом взаимности в области частот ниже 200 гц. Но погрешность измерений в этом случае обычно составляет  $\pm 2-3$  дб.

Методы сличения могут быть применены, если имеется проградуированный абсолютным методом образцовый измерительный микрофон. В этом случае к погрешности градуировки микрофона абсолютным методом добавляются погрешности из-за нестабильности микрофона и погрешность воспроизведения единицы звукового давления в измерительном помещении.

Для упрощения и ускорения процесса градуировок часто применяют проградуированный громкоговоритель. Однако в этом случае могут быть также большие погрешности измерений из-за неустойчивой работы громкоговорителя, особенно в области низких частот, где приходится работать на склоне его частотной характеристики.

Кроме того, при градуировке микрофонов-приемников скорости и комбинированных микрофонов по звуковому давлению, действующему в свободном поле, практически всегда возникают систематические погрешности из-за стоячих волн и разности фаз между звуковым давлением и колебательной скоростью.

В этом случае требуется определение поправок для исключения указанных погрешностей, что представляет собой сложную задачу, требующую создания вспомогательных средств измерения.

Перечисленные выше трудности осложняют градуировку микрофонов «по полю» на частотах ниже 400 гц и получение погрешности меньшей чем  $\pm 1$  дб.

Проблема повышения точности измерений в области низких частот была разрешена во ВНИИМ путем создания установки, известной под названием «бесконечная труба». Описание принципа установки «бесконечная труба» приводится в ряде литературных источников [1, 2, 3, 4].

Преимуществом такой установки является сравнительно простой способ получения в ней звукового поля плоской бегущей волны. Кроме того, в сравнительно небольшом замкнутом объеме такой трубы меньше действие конвекционных потоков, что позволяет применить для абсолютных измерений звукомерные диски.

### Установка «бесконечная труба» ВНИИМ

Установка «бесконечная труба» предназначена для градуировки микрофонов в области частот 40—400 *гц*. Она представляет собой деревянную трубу прямоугольного сечения, длиной 10 м. Площадь внутреннего сечения трубы составляет  $41 \times 51$  *см*<sup>2</sup>. Толщина стенок 3 *см*.

На одном конце трубы расположен низкочастотный излучатель звука — электродинамический громкоговоритель типа 2А-9, другой конец трубы закрыт твердой стенкой с круглым отверстием. Отверстие в задней стенке трубы в совокупности со свободным от заглушки концом трубы и помещением, в котором находится труба, играет роль резонатора для поглощения звука на частотах ниже 40 *гц*.

С целью снижения собственных колебаний стенок трубы вся труба разбита на 10 секций, соединенных между собой через резиновые прокладки, служащие для создания герметичности соединения и изоляции от передачи вибраций стенок от одной секции к другой. В трубе имеется заглушка, состоящая из полос хлопчатобумажной ваты, навешанных с переменной плотностью, под углом 15—20° к направлению распространения звука. Длина заглушки составляет 5,5 м. Длина рабочей части трубы 4 м. Для увеличения общего коэффициента поглощения стенки в этой части трубы покрыты тонкими (1,5 *см*) ватными щитами. Три секции заглушенной части трубы имеют съемные, герметично закрывающиеся крышки.

Существенным отличием установки ВНИИМ от установок, описанных в [1, 2, 3, 4], является применение контрольного звукомерного диска-свидетеля. Этот диск подвешивается на тонкой кварцевой нити и помещается на оси звукоизлучателя на расстоянии 1,5 м от него. Постоянство звукового давления в трубе контролируется по углу поворота диска под действием звука. Применение такого диска дало возможность снизить случайные погрешности измерений до  $\pm 2,5\%$ .

### Метод измерения

Для определения величины звукового давления в свободном поле в рабочую точку трубы, находящуюся на расстоянии 2 м от излучателя, вместо испытуемого микрофона подвешивается второй измерительный звукомерный диск. После градуировки звукового поля этот диск убирается, а на его место устанавливаются испытуемые микрофоны. Для того, чтобы присутствие микрофона не влияло на показания диска-свидетеля, расстояние между рабочей точкой и этим диском взято равным 50 *см*.

Размеры применяемых звукомерных дисков очень малы по сравнению с длиной волны в рабочем диапазоне частот, поэтому можно утверждать, что они своим присутствием не искажают звукового поля, и градуировка с большой степенью точности может считаться градуировкой по полю. Звукомерные диски приклеиваются непосредственно к тонким (4—5 *мк*) кварцевым нитям, которые в свою очередь приклеиваются к стальным поводкам. Поводки при помощи цапг присоединяются к поворотному механизму, позволяющему регулировать угол  $\theta$  между плоскостью диска и направлением распространения звука, а также изменять положение дисков в трубе по высоте. Для отсчета углов поворота дисков под действием звука имеется оптическая система. Отсчет

угла поворота диска  $\Omega$  производится по отклонению  $n$  светового указателя на шкале, расположенной вне трубы. Как известно, путь  $n$  луча света на шкале связан с углом поворота диска соотношением  $n=2\Omega R$ , где  $R$  — расстояние от диска до шкалы.

Рабочая секция установки показана на рис. 1.

Сущность метода измерения в трубе состоит в определении величины колебательной скорости  $v$  по вращающему моменту, действующему на звукомерный диск, помещенный в центре трубы и расположенный под углом  $\theta = 45^\circ$  к направлению распространения звука. Звуковое давление  $p$ , действующее в точке, где помещается диск, находится из соотношения  $p = \rho c v$  и вычисляется по формуле, приведенной в [5, 6, 7].

$$p = \sqrt{\frac{3 \rho c^2 D n}{8 a^3 R \sin 2\theta}}, \quad (1)$$

где  $n$  — длина пути светового указателя на шкале;  
 $\rho$  — плотность среды;  
 $c$  — скорость распространения звука;  
 $a$  — радиус диска;  
 $R$  — расстояние от диска до шкалы;  
 $D$  — упругая постоянная нити.

Упругая постоянная нити  $D$  находится по формуле:

$$D = \frac{4\pi^2 I}{T_0},$$

где  $I$  — момент инерции диска, равный  $\frac{1}{4} m a^2$  ( $m$  — масса диска);

$T_0$  — период колебаний системы нить — диск, связанный с измеренным периодом колебания  $T$  этой системы соотношением:

$$T_0 = \frac{T}{\sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2}}, \quad (\delta — \text{логарифмический декремент}).$$

По данным измерения периодов контрольного и измерительного дисков и определения их размеров, а также расстояния  $R$ , вычисляются величины звуковых давлений, действующих в месте расположения дисков.

#### Анализ погрешности измерений в трубе

Погрешность измерений в трубе в основном определяется погрешностью воспроизведения единицы звукового давления, действующего в трубе. Формула (1) справедлива, если в бесконечной трубе действительно

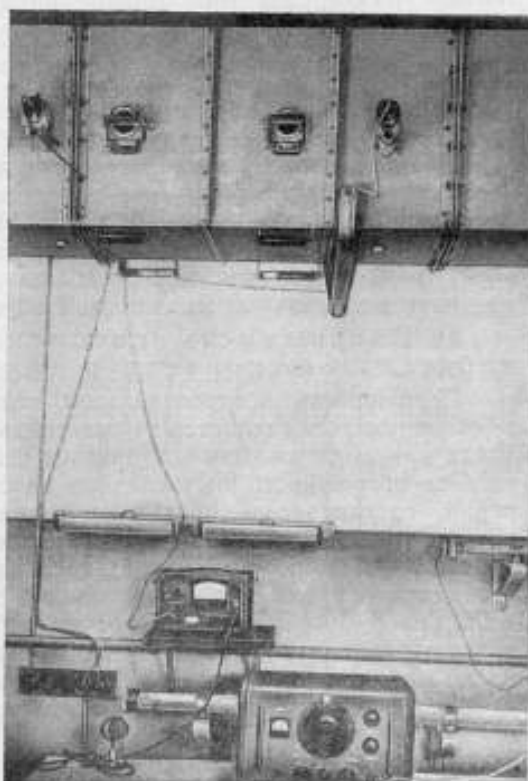


Рис. 1. Рабочая часть установки «бесконечная труба»

имеет место звуковое поле плоской бегущей волны, т. е. если в любой точке звукового поля справедливо соотношение

$$p = \rho cv. \quad (2)$$

Без поправок на стоячие волны и разность фаз в трубе возможна только градуировка микрофонов-приемников градиента давления или приемников скорости. Чувствительность этих микрофонов, выраженная в  $\frac{мв}{м/сек}$ , не будет зависеть от формы звукового поля. Погрешность градуировки микрофонов этого типа будет определяться только погрешностью воспроизведения величины колебательной скорости.

При градуировке микрофонов-приемников давления к этой погрешности добавятся погрешности, обусловленные наличием стоячих волн в трубе и разностью фаз между колебательной скоростью и звуковым давлением, если эти явления имеют место. Эти погрешности могут быть определены путем изучения формы звукового поля и исключены путем введения поправочных множителей в формулу (1).

а) Погрешность воспроизведения величины колебательной скорости в трубе

Погрешность воспроизведения величины колебательной скорости в основном определяется изменением отклонения  $n$  контрольного диска при поддержании постоянным отклонения  $n$  измерительного диска. Эта погрешность, вычисленная на основании ряда повторных измерений, составляет в среднем по диапазону  $\sim 1,5-1,7\%$ . Погрешность, обуславливаемая неточностью определения других величин, входящих в формулу (1), по [5, 6, 7 и 8], составляет менее 1% при условии, что диаметр диска мал по сравнению с длиной волны; толщина диска мала; рассеянием звука можно пренебречь; силами обусловленными вязкостью, теплопередачей и завихрениями звукового потока у края диска можно пренебречь. Так как диск в бесконечной трубе применяется в области частот ниже 400  $гц$ , то при использовании диска с диаметром 0,5 см и толщиной 0,007 см поправки на дифракцию и инерцию диска пренебрежимо малы. Также ничтожна поправка на толщину диска независимо от того, пользоваться ли для ее вычисления формулой Зернова [6] или формулой Кинга [7]. Так как измерения производятся в области низких частот, то вязкостью среды также можно пренебречь. Для учета влияния совместного действия теплопроводности и завихрений следует пользоваться эмпирической поправочной кривой Скотта [9]. Согласно данным Скотта эта поправка величины звукового давления для очень низких частот составляет 3-4%. Если считать, что эта погрешность определена с достаточной точностью и может быть исключена, то погрешность воспроизведения величины колебательной скорости  $\sigma_v$  определится из формулы  $\sigma_v = \sqrt{(1,7)^2 + (1)^2}$  и составит 2%.

б) Погрешность, обусловленная разностью фаз между колебательной скоростью и звуковым давлением.

Определение фронта звуковой волны производилось при помощи электродинамического микрофона. Измерялись показания этого микрофона при передвижении его по трем взаимно перпендикулярным осям трубы: по оси  $x$  — вдоль трубы, по оси  $y$  — поперек трубы и по оси  $z$  — по вертикали. Оси  $y$  и  $z$  проходят в плоскости, содержащей рабочую точку. За начало координат принята рабочая точка трубы. При измерениях постоянство величины звукового давления в трубе контролировалось постоянством угла поворота контрольного диска. На рис. 2 для различных частот отложены по оси абсцисс расстояния  $d$  от микрофона

до источника звука, а по осям ординат — процентное отношение величины звукового давления, измеренного на расстоянии  $x$  от рабочей точки, к величине звукового давления, измеренного в рабочей точке.

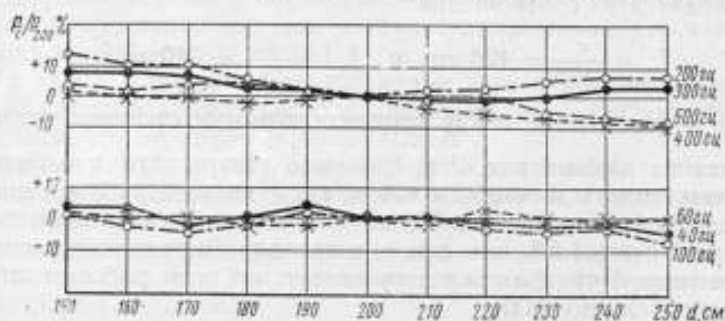


Рис. 2. Распределение звукового давления по оси излучателя вдоль трубы

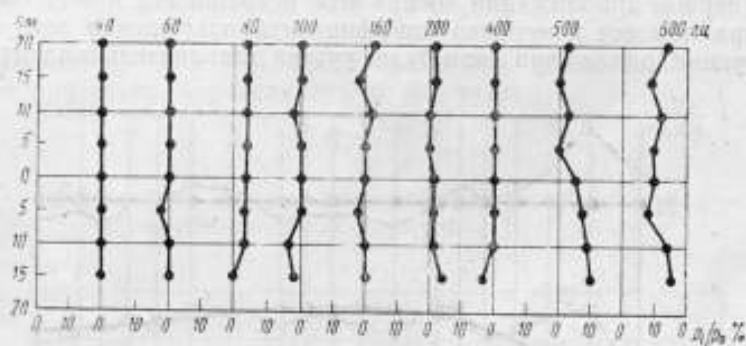


Рис. 3. Распределение звукового давления по горизонтальной прямой, проходящей через рабочую точку трубы

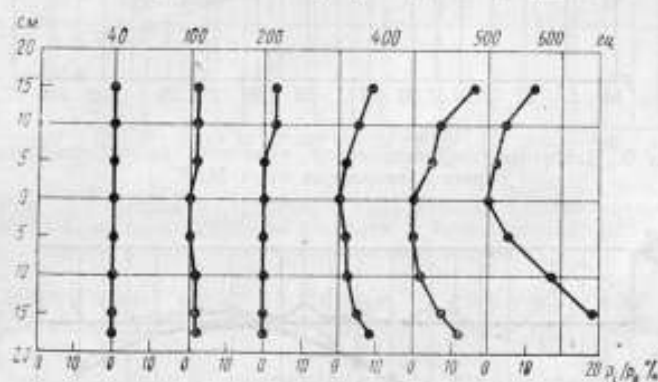


Рис. 4. Распределение звукового давления по вертикальной прямой, проходящей через рабочую точку трубы

На рис. 3 и 4 для разных частот показано в процентах изменение звукового давления в функции расстояния от рабочей точки вдоль осей  $y$  и  $z$ . По оси ординат отложены расстояния рассматриваемой точки от рабочей точки, которая служит началом координат, а по оси абсцисс отношение в процентах звукового давления  $p$  на оси к звуковому давлению  $p_0$  в рабочей точке. Как видно из этих рисунков, искрив-

ление фронта звуковой волны вдоль оси  $y$  начинается с частоты 400 гц, а по оси  $z$  с 500 гц. Эти частоты лежат близко к критическим, при которых возникают стоячие волны между стенками трубы. Критические частоты находятся из соотношения:

$$f_y = \frac{c}{2y_0} = 420 \text{ гц} \quad \text{и} \quad f_z = \frac{c}{2z_0} = 340 \text{ гц},$$

где  $y_0$  и  $z_0$  — расстояния между противоположными стенками трубы.

Исходя из данных рис. 3 и 4, можно утверждать, что фронт звуковой волны, вплоть до частоты 400 гц (т. е. во всем рабочем диапазоне частот) плоский. При частоте 400 гц отклонение от звукового давления  $p_0$  составляет всего 1,5%, что лежит в пределах погрешности измерения. Отсюда вытекает, что фазовая погрешность во всем рабочем диапазоне частот пренебрежимо мала.

в) Систематические погрешности из-за стоячих волн в трубе при градуировке микрофонов-приемников давления

В первом приближении оценка этой погрешности может быть получена при помощи измерения коэффициента поглощения заглушающей конструкции; однако при этом будет учтена дополнительная погрешность

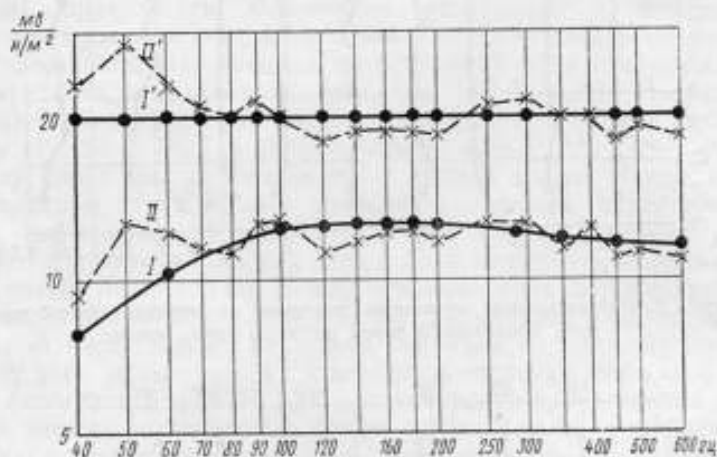


Рис. 5. Частотные характеристики чувствительности конденсаторного микрофона типа МИК

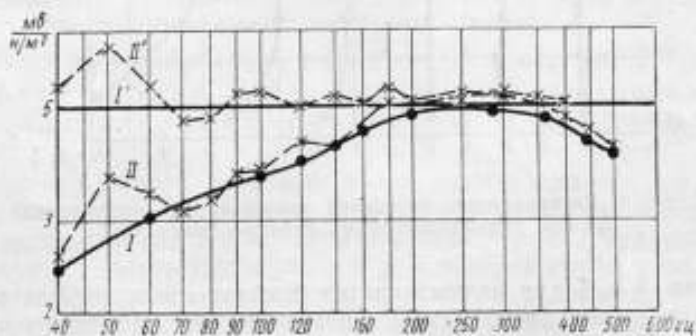


Рис. 6. Частотные характеристики чувствительности электродинамического микрофона типа МД-35



определения коэффициента звукопоглощения. Поэтому лучше исключить систематическую погрешность из-за стоячих волн способом сравнения характеристик чувствительности микрофонов-приемников звукового давления, полученных в бесконечной трубе, с характеристиками, полученными абсолютным методом в трубах-резонаторах, где влияние стоячих волн пренебрежимо мало [8].

На рис. 5 и 6 приведены частотные характеристики чувствительности  $E(f)$  электродинамического и конденсаторного микрофонов, полученные в бесконечной трубе (кривые II и II').

Кривые I и I' на рис. 5 и 6 представляют собой частотные характеристики чувствительности  $E_0(f)$  этих микрофонов, полученные методом резонансных стоячих волн в трубах. Расхождение этих характеристик может служить мерой величины искажений из-за стоячих волн. Для удобства на рис. 5 и 6 нанесены отношения чувствительностей, полученных двумя методами.

Для исключения погрешности из-за стоячих волн вводились поправочные множители

$$k_c = \frac{E_0}{E}.$$

Чувствительность микрофона-приемника давления, измеренная в бесконечной трубе, определялась по формуле:

$$E_a = \frac{U}{p} k_c,$$

где  $U$  — напряжение, измеренное на выходе микрофона, а  $p$  — звуковое давление, вычисленное согласно формуле (1).

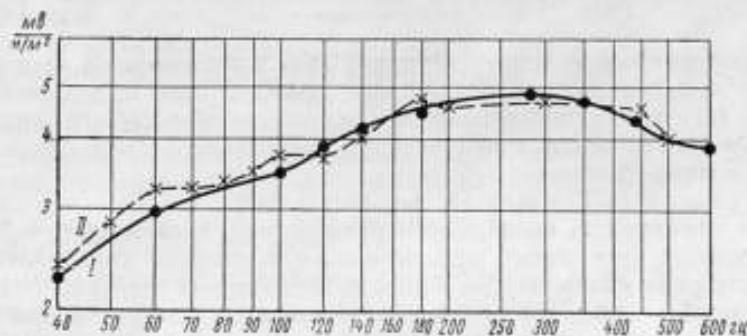


Рис. 7. Результаты сравнения градуировки электродинамического микрофона типа МД-35 по давлению в трубах-резонаторах и по полю в «бесконечной трубе»

Сравнение результатов градуировок микрофонов в бесконечной трубе и градуировок другими методами

На рис. 7 кривая II представляет частотную характеристику чувствительности электродинамического микрофона, снятую в бесконечной трубе. Для области частот 40—80 гц данные приводятся с учетом поправочного множителя  $k_c$ , вычисленного на основании анализа кривых рис. 5 и 6. Кривая I (рис. 7) представляет частотную характеристику чувствительности этого же микрофона, определенную также абсолютным методом в трубах-резонаторах. Как видно из рисунка, данные измерения двумя методами согласуются в пределах погрешности измерений обоих методов  $\pm 0,25$  дб, за исключением точки, соответствующей частоте 60 гц, где расхождение достигает 0,4 дб. Исключить полностью влия-

ние стоячих волн на результаты измерения в трубе при градуировке микрофонов-приемников давления можно путем дополнительной градуировки звукового поля в трубе при помощи образцового измерительного микрофона-приемника давления, предварительно отградуированного абсолютным методом по давлению.

В этом случае к погрешности воспроизведения единицы звукового давления в трубе ( $\pm 2\%$ ) добавится погрешность градуировки микрофона ( $\pm 1,5\%$ ).

Преимущество бесконечной трубы, поле в которой приближается к плоскому, особенно заметно при градуировке микрофонов-приемников градиента давления, например, типа МЛ-10Б. На рис. 8 сравнены

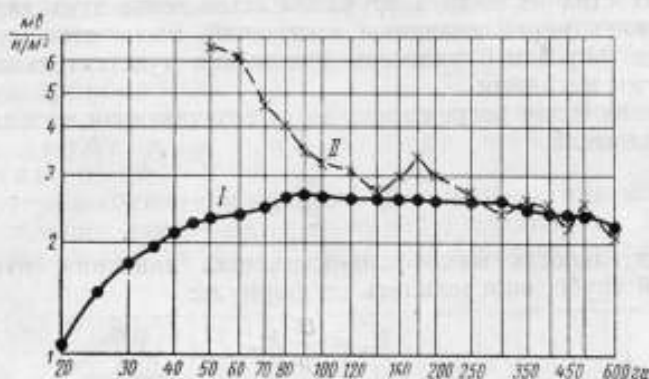


Рис. 8. Результаты сравнения градуировок ленточного микрофона типа МЛ 10Б в «бесконечной трубе» и заглушенной камере

показания микрофона в трубе (кривая I) и в звукомерной камере (кривая II) при постоянстве отклонения диска Рэлея в рабочей точке. Кривая II имеет значительные искажения из-за разности фаз между звуковым давлением и колебательной скоростью и из-за стоячих волн в звукомерной камере.

#### Воспроизводимость измерений

Как упоминалось выше, многократные градуировки «рабочей точки» по измерительному диску показывают, что средняя квадратичная погрешность ряда измерений величины  $n_1$ , отклонения контрольного диска, составляет 1,5—2%. Повторяемость результатов измерения при градуировке микрофонов, по данным многократных измерений, лежит в пределах  $\pm 1,5\%$ .

Опыт показал, что градуировка микрофонов-приемников градиента давления в бесконечной трубе может производиться со среднеквадратичной погрешностью ряда измерений, не превышающей 2,5% в более широкой области частот (20—500 гц), чем предполагалось при конструировании трубы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Олсон и Масса. Прикладная Акустика, 1938.
2. А. И. Белов. Акустические измерения. Издание ВКАС им. Буденного, 1941.
3. Dadson и Butcher. Acustica, № 4, 1954.
4. Bastin. Electronics, XI, p. 106, 1948.
5. König. Теория диска Рэлея. Ann. der Phys u Chem., 1891.
6. В. Д. Зернов. Ж. Р. Ф.—Х. О. 40, 70—84, 1908.
7. King. О поправках на инерцию и дифракцию звука в теории диска Рэлея. Proc. Roy. Soc., A, 153, 17, 1935.
8. Н. А. Калужнинова. Диссертация, ВНИИМ, 1950.
9. Scott. Исследование характеристики диска Рэлея. Proc. Roy. Soc., A, 183, 296, 1945.

Статья поступила в сентябре 1959 года

### ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МИКРОФОН С ЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ИЗ СУЛЬФАТА ЛИТИЯ

При акустических измерениях в качестве измерительного прибора широко применяется микрофон, от свойств которого в большинстве случаев и зависит погрешность измерений. Источниками погрешностей при этом являются: искажение измеряемого звукового поля при внесении в него микрофона, недостаточная стабильность микрофона во времени и значительная зависимость его чувствительности от частоты.

Указанные недостатки можно уменьшить путем применения пьезоэлектрического преобразователя в качестве чувствительного элемента микрофона. Такой преобразователь обладает достаточной стабильностью пьезоэлектрической постоянной, плоской частотной характеристикой в широком диапазоне частот, высоким акустическим сопротивлением. Кроме этого, микрофон может быть изготовлен малых размеров, что уменьшит искажение измеряемого поля.

Одним из удобных пьезоэлектрических материалов является кристалл сульфата лития ( $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ ) моноклинной системы. Он характеризуется следующими величинами [2, 3, 4]:

- плотность  $\rho = 2,06 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ;
- диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 10,3$ ;
- максимально допустимая температура  $75^\circ \text{C}$ ;
- максимально допустимая влажность  $35\%$ .

Пьезоэлектрические параметры по данным различных авторов [2, 3] имеют несколько отличающиеся величины. В настоящей работе приняты значения, указанные в книге Мэсона [2]:

$$d_{21} = 3,88 \cdot 10^{-12} \text{ к/н};$$

$$d_{22} = -15,0 \cdot 10^{-12} \text{ к/н};$$

$$d_{23} = -1,83 \cdot 10^{-12} \text{ к/н}.$$

Сульфат лития имеет большой коэффициент электромеханической связи и может работать на всестороннее сжатие. Последнее обстоятельство в значительной мере облегчает конструктивное оформление микрофона. Поэтому в качестве чувствительного элемента для микрофона и был выбран сульфат лития.

К недостаткам микрофона из сульфата лития следует отнести его чувствительность к посторонним вибрациям. На это было обращено особое внимание при конструировании микрофона.

Схема соединения пьезопластины и усилителя показана на рис. 1.

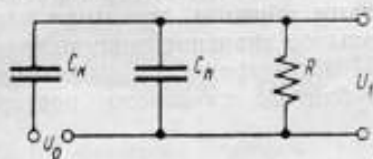


Рис. 1. Схема соединения пьезопластины и усилителя

Отношение э.д.с. пластинки  $U_0$  к напряжению на входе усилителя  $U_1$  имеет вид

$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{C_k}{\sqrt{\frac{1}{\omega^2 R^2} + (C_n + C_k)^2}}, \quad (1)$$

где  $C_n$  — паразитная емкость монтажа и емкость лампы;  
 $C_k$  — емкость кристалла;  
 $R$  — сопротивление утечки участка сетка-нить лампы;  
 $\omega$  — угловая частота.

Как видно из выражения (1), при малых значениях  $R$  отношение  $\frac{U_1}{U_0}$  зависит от частоты. При больших  $R$ , когда  $\frac{1}{\omega R} \ll C_n + C_k$ , уравнение (1) принимает вид

$$U_1 = \frac{U_0}{\sqrt{1 + \frac{C_n}{C_k}}}, \quad (2)$$

т. е. при больших  $R$  частотная зависимость отсутствует и величина  $U_1$  зависит от отношения паразитной емкости  $C_n$  к емкости кристалла  $C_k$ . Таким образом, приемная часть микрофона должна иметь возможно большое значение емкости.

Микрофон (рис. 2) состоит из приемного пакета, соединительной трубки и катодного повторителя. Предел измерения микрофона

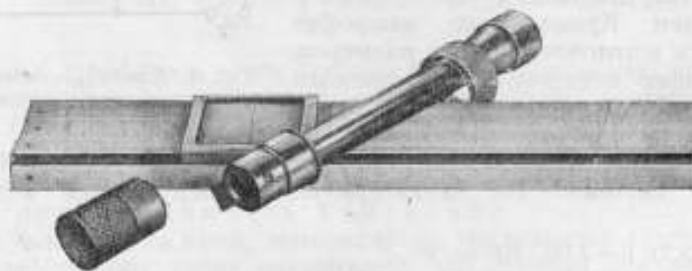


Рис. 2. Внешний вид приемного пакета

20—15 000 гц, что соответствует наименьшей длине звуковой волны в воздухе  $2,3 \cdot 10^{-2}$  м.

С целью соблюдения условий малости линейных размеров микрофона по сравнению с длиной волны и получения наибольшего значения емкости чувствительный элемент микрофона изготовлен из пяти квадратных пластин размерами  $0,8 \times 0,8 \times 0,12 \cdot 10^{-6}$  м. Электрические пластины соединены параллельно. Пакет подвешен на двух проволочках так, что вся поверхность пакета открыта для звукового воздействия. Эти проволочки одновременно служат и для его электрического включения.

Основанием пакета служит небольшой цилиндр, соединенный через резиновую подкладку с трубкой, второй конец которой соединен с катодным повторителем. Длина трубки 0,10 м. Такой размер позволяет получить малую емкость подводящих проводов и удобен для монтажа токоподводящих проводов.

Для уменьшения емкости подводящих проводов одним из проводов пакета служит сама трубка.

Экранирующий колпачок к приемному пакету изготовлен из железной сетки с размером ячейки в 0,01 м. В качестве изолирующего материала применен парафин и полистирол с объемным сопротивлением в  $10^{17}$  ом/см.

Расчетное значение емкости приемного пакета из пяти пластин равно 21,8 пф, измеренное значение вместе с соединительной трубкой — 21 пф. Чувствительность пакета  $E = 3 \cdot 10^9 \cdot 4\pi \frac{d}{8} h = 172 \frac{\text{мкв}}{\text{н/м}^2}$ .

Для эффективной отдачи приемный пакет должен работать в режиме холостого хода, поэтому его нагрузка (входное сопротивление катодного повторителя) составляет  $R = 10^{10}$  ом. Чтобы уменьшить размеры катодного повторителя в нем использована лампа 6Ж1-Б, с изоляцией первой сетки в 100 Мом, малой входной и проходной емкостями 4,8 пф и 0,03 пф соответственно.

Коэффициент усиления катодного повторителя  $K = 0,9$ .

Измеренная входная емкость  $C_{\text{в}} = 8$  пф.

Общий вид микрофона с катодным повторителем представлен на рис. 3. Микрофон снабжен усилителем на сопротивлениях с трансформаторным выходом. Коэффициент усиления этого усилителя  $K_1 = 163$ .

Частотная характеристика усилителя — прямая линия в области частот 35—20 000 гц. На частоте 20 гц имеется завал в 16%. Питание катодного повторителя и усилителя осуществляется от источников постоянного тока ( $U_{\text{к}} = 240$  в,  $U_{\text{н}} = 6$  в). Напряжение начального шума на выходе усилителя составляет  $U_{\text{ш}} = 1,2—1,4$  мв. Измеренная чувствительность микрофона с усилителем равна  $E = 19 \frac{\text{мв}}{\text{н/м}^2}$ ; таким образом граничная

величина измеряемого звукового давления должна быть не менее  $\frac{1,4 \times 3}{19} = 0,22$  н/м<sup>2</sup>. На основании полученных значений  $C_{\text{в}}$  и  $C_{\text{к}}$ , согласно

уравнению (1), снижение чувствительности пакета должно составить 74%; сравнение расчетного и измеряемого значений чувствительности микрофона дает для этой величины 76%, т. е. имеет место удовлетворительное совпадение расчетных и измеренных данных.

Исследование микрофона проводилось в обычных лабораторных условиях и состояло в определении его нестабильности во времени и в определении частотной характеристики в области частот 20—20 000 гц.

Нестабильность микрофона определялась в трубе установки, воспроизводящей поле стоячих звуковых волн, где величина звукового давления устанавливалась с наименьшей погрешностью с помощью звукомерного диска.

Для уменьшения влияния возможных вибраций стенок трубы микрофон присоединялся к трубе через свинцовую шайбу.

Нестабильность микрофона характеризуется относительности в области частот 40—2000 гц при десятикратном измерении в течение полугодя.



Рис. 3. Измерительный микрофон

Полученное значение вариации ( $\sigma\%$ ) во всем диапазоне не превосходит погрешности градуировки (2—5%).

Градуировка микрофона в области частот 1000—20 000 гц «по полю» производилась в заглушенной камере методом взаимности. Микрофон подвешивался в вертикальном положении на шпагате. Вспомогательным и обратным преобразователем служили громкоговорители типа ВЧ.

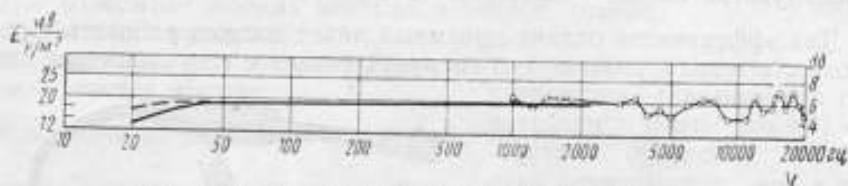


Рис. 4. Общая частотная характеристика микрофона в области частот 20—20 000 гц

Общая частотная характеристика микрофона в области частот 20—20 000 гц представлена на рис. 4.

Сплошная кривая на участке 20—2000 гц представляет собой чувствительность микрофона, определенную в поле стоячих звуковых волн в трубах; кривая с точками в области частот от 1000 до 20 000 гц — чувствительность микрофона, определенная с помощью метода взаимности в заглушенной камере. Пунктирная кривая на частотах 20—40 гц построена с учетом неравномерности частотной характеристики усилителя.

Как видно из представленной на рис. 4 кривой, неравномерность частотной характеристики микрофона в области частот до 3500 гц не превосходит 0,5 дб, а в области 20—20 000 гц не превосходит 3 дб. Значительную часть неравномерности в области высоких частот, по-видимому, следует отнести за счет погрешности измерений ( $\sigma = 12\%$ ) при градуировке микрофона «по полю» методом взаимности.

Разработанный микрофон применялся и для градуировки рабочей точки в заглушенной камере с дальнейшей градуировкой по этим данным рабочих измерительных микрофонов.

Микрофон подвешивался в камере с помощью antivибрационного устройства. Снижение амплитуды вибраций составляет 0,01.

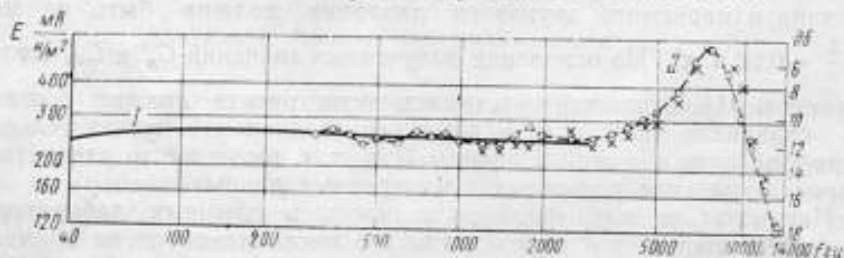


Рис. 5. Частотная характеристика конденсаторного микрофона

На рис. 5 представлена характеристика конденсаторного микрофона типа МИК-5, измеренная по значению звукового давления, установленного с помощью микрофона из сульфата лития, и для сравнения приведены кривые, полученные другими методами.

Кривая I представляет собой характеристику микрофона, определенную по измерениям в поле стоячих волн, кривая II — характеристика микрофона при сличении с сульфатолитиевым микрофоном в заглушен-

ной камере. Крестиками представлены данные градуировки МИК-5 «по полю» методом взаимности.

На участке 40—300 гц данные чувствительности МИК-5, полученные при сличении с разработанным микрофоном, и данные, измеренные в поле стоячих волн, совпадают. В остальном диапазоне частот, за исключением двух точек  $f=1800$  гц,  $f=10\ 000$  гц, имеется расхождение не более 0,5 дб, что лежит в пределах погрешности измерений обоих методов.

Аналогичные данные получены и при градуировке других типов микрофонов.

Совпадение данных градуировки других микрофонов абсолютными методами и путем сличения с микрофоном из сульфата лития говорит о малом влиянии посторонних вибраций на микрофон.

Малая нестабильность и малая неравномерность частотной характеристики микрофона указывают на целесообразность его применения в качестве измерительного микрофона.

#### ЛИТЕРАТУРА

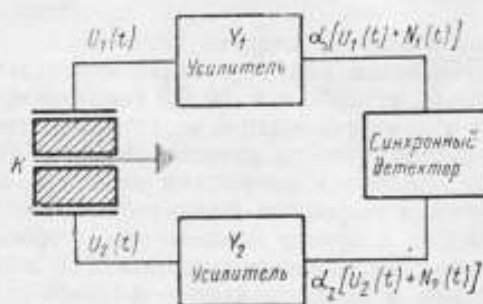
1. П. В. Ананьев. Труды комиссии по акустике, сб. № 7, 1953.
2. У. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке, М., 1952.
3. R. Вештманн. Proc. Phys. Soc., «B», 65, 375, 1952.
4. И. Г. Русаков. Ж. Т. Ф., 13, № 9—10, 1943.

Статья поступила в июле 1959 г.

### КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОДАВЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ПОМЕХ В ИЗМЕРИТЕЛЬНОМ ПЬЕЗОМИКРОФОНЕ

Качество многих применяемых в настоящее время измерительных микрофонов не отвечает требованиям акустических измерений. Наиболее существенными недостатками измерительных микрофонов (конденсаторных, электродинамических, ленточных и др.) являются: нестабильность чувствительности во времени, относительно большие размеры и, как следствие этого, значительные дифракционные искажения в области высоких частот, сложность конструкции.

При использовании высокостабильных пьезоэлементов, изготовленных из кварца или турмалина, можно создать измерительный микрофон,



Блок-схема синхрона

свободный от вышеуказанных недостатков. Было показано, что стабильность турмалинового пьезомикрофона намного превосходит стабильность самых лучших измерительных микрофонов других типов [1]. Кроме того, размеры пьезомикрофона могут быть уменьшены и, следовательно, микрофон может использоваться для работы в диапазоне высоких частот.

Недостатком пьезомикрофона является сравнительно низкая чувствительность преобразователя. Обычно при звуковых давлениях порядка единиц ньютонов на м<sup>2</sup> полезный сигнал на выходе пьезомикрофона оказывается сравнимым с электрическими флуктуациями в усилительных трактах. Для создания измерительного пьезомикрофона необходимо найти простой метод исключения влияния флуктуационной помехи на результат измерения.

Это можно достигнуть путем сведения к минимуму собственных шумов усилительных трактов, или путем применения методов селекции полезного сигнала на фоне помех.

Первый путь не дает удовлетворительных результатов, так как уровень собственных шумов усилителей определяется в основном параметрами стандартных элементов радиосхемы. Второй путь более реален, так как, применяя корреляционные методы, можно существенно улучшить отношение сигнал/помеха на выходе приемников и, следовательно, получить желательное подавление флуктуационной помехи. Наилучший результат достигается при использовании метода взаимокорреляции между измеряемым сигналом и некоторым, синхронным с ним, опорным напряжением. Необходимость получения опорного напряжения, синхронного с сигналом, обычно приводит к значительному усложнению аппаратуры, и это затрудняет применение метода взаимокорреляции.



С целью применения взаимокорреляционного метода для подавления флуктуационной помехи на выходе измерительного пьезомикрофона нами был предложен новый метод получения опорного напряжения, который не приводит к значительным усложнениям в конструкции прибора. Прибор, построенный на использовании этого метода, назван «Синхрофон» [2].

Блок-схема синхрофона представлена на рисунке.

Чувствительный элемент прибора  $K$  состоит из двух симметричных пьезокристаллов, разделенных между собой заземленной обкладкой.

Внешние плоскости пьезокристаллов являются сигнальными клеммами. Если размеры сдвоенного чувствительного элемента достаточно малы по сравнению с длинами звуковых волн во всем рабочем диапазоне частот прибора, то можно, не учитывая дифракционных явлений, полагать, что сигналы, снимаемые с обеих обкладок элемента, строго синхронны. В этом случае всегда выполняется следующее условие:

$$\beta U_1 \cos \omega t = U_2 \cos \omega t, \quad (1)$$

здесь  $U_1$  и  $U_2$  — амплитуды напряжения сигналов на соответственных половинах пьезоэлемента;

$\omega$  — круговая частота сигнала;

$\beta$  — коэффициент пропорциональности.

Наличие двух строго синхронизированных электрических колебаний и позволяет в дальнейшем применить метод взаимокорреляции. Двухканальный усилитель с независимыми каналами  $y_1$  и  $y_2$  обеспечивает необходимое условие сигналов, но создает при этом нежелательные шумовые компоненты  $N_1(t)$  и  $N_2(t)$ . На выходе усилителей имеем следующую пару сложных сигналов

$$\begin{aligned} [U_1(t) + N_1(t)] \alpha_1 &= M_1(t), \\ [U_2(t) + N_2(t)] \alpha_2 &= M_2(t). \end{aligned} \quad (2)$$

Функция взаимокорреляции для указанной пары сигналов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  при времени усреднения  $T \gg 0$  будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \varphi_{M, M}(\tau) &= \overline{M_1(t) M_2(t + \tau)} = \overline{[\alpha_1 U_1(t) + \alpha_1 N_1(t)] [\alpha_2 U_2(t + \tau) + \alpha_2 N_2(t + \tau)]} = \\ &= \overline{\alpha_1 \alpha_2 U_1(t) U_2(t + \tau) + \alpha_1 \alpha_2 U_1(t) N_2(t + \tau) + \alpha_1 \alpha_2 N_1(t) U_2(t + \tau) +} \\ &+ \overline{\alpha_1 \alpha_2 N_1(t) N_2(t + \tau)} = \alpha_1 \alpha_2 [\varphi_{U, U}(\tau) + \varphi_{U, N_1}(\tau) + \varphi_{U, N_2}(\tau) + \\ &+ \varphi_{N, N_1}(\tau)] \approx \alpha_1 \alpha_2 \varphi_{U, U}(\tau), \end{aligned} \quad (3)$$

здесь  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — коэффициенты усиления усилителей;

$\varphi_{U, U}(\tau)$  — функция взаимокорреляции сигналов;

$\varphi_{U, N_1}(\tau)$  и  $\varphi_{U, N_2}(\tau)$  — функции взаимокорреляции между сигналом и помехой;

$\varphi_{N, N_1}(\tau)$  — функция взаимокорреляции флуктуационных помех от двух независимых источников.

В равенстве (3), при достаточном усреднении по времени  $T$ , все члены стремятся к нулю за исключением первого, представляющего собой функцию взаимокорреляции сигналов. Время корреляции  $\tau$  было всюду положено равным нулю, так как фазовые сдвиги, вносимые идентичными усилителями, можно считать практически равными. Если операция нахождения функции взаимокорреляции осуществлялась в балансовом детекторе, то, пренебрегая составляющими высших порядков, можно записать для постоянной составляющей на выходе прибора [3]

$$U_0 \approx \frac{2\alpha_1 \alpha_2 U_1 U_2 \cos \tau}{\sqrt{\alpha_1^2 U_1^2 + \alpha_2^2 U_2^2}} = \frac{2\alpha_1 \alpha_2^3}{\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2 3^2}}, \quad (4)$$

здесь  $\varphi$  — фазовый угол между  $U_1$  и  $U_2$ , равный нулю по условию.

Анализ равенства (4) показывает, что принцип синхрофона не выдвигает каких-либо жестких требований к идентичности пьезоэлементов и усилителей за исключением единственного требования — линейности преобразования.

Эффективность подавления помехи синхрофоном зависит от усреднения по времени, т. е. определяется постоянной времени выходного устройства. В зависимости от того, требуется ли при данном измерении большая скорость получения отсчетов или допускается более медленное установление прибора со значительным подавлением помехи, постоянная времени легко может изменяться в нужном направлении. Это свойство позволяет применять синхрофон для самых разнообразных измерительных работ. Конструкция прибора чрезвычайно проста, а применение в усилителях полупроводниковых триодов позволяет свести вес и габариты прибора к минимальным.

Расчет показывает, что, используя описанный прибор, можно добиться снижения уровня флуктуационной помехи на выходе корреляционного приемника на 30—35 дб. При этом отношение сигнал/помеха на выходе синхрофона с пьезодатчиком при определенном звуковом давлении становится величиной одного порядка с этим же отношением для микрофонов обычно применяемых типов (конденсаторный, электродинамический и др.).

Рассмотренный в статье способ, позволяющий применить метод взаимокорреляции при измерении слабого сигнала с измерительного микрофона, может быть применен во всех случаях, когда имеется возможность создать двоякий датчик и обеспечить синхронность воздействия измеряемой величины на обе части датчика.

### Выводы

1. Рекомендуется в качестве измерительных микрофонов использовать пьезомикрофоны, изготовленные из высокостабильных пьезоматериалов (турмалин, кварц).

2. Для установления флуктуационной помехи, связанной с неизбежной низкой чувствительностью таких пьезомикрофонов, и повышения точности измерений рекомендуется использовать взаимокорреляционный метод селекции полезного сигнала.

3. Предложен простой способ получения синхронного с сигналом опорного напряжения (принцип синхрофона). Этот способ позволяет применить высокостабильные пьезоэлементы в качестве датчиков измерительных микрофонов при малых звуковых давлениях, обычных в воздушной акустике. Этим исключаются технические трудности при использовании взаимокорреляционных методов подавления помехи.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Калужникова. Отчет ВНИИМ им. Д. И. Менделеева по теме Р-42. 1957.

2. В. И. Соловьев. Пьезоэлектрический измерительный приемник звука «Синхрофон», авт. свид. 117087.

3. Е. И. Манесса. Об одновременном детектировании сигнала и помехи фазовым детектором. «Радиотехника», т. 9, № 3, 1954.

Статья поступила в сентябре 1959 г.

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or introductory paragraph.

Second block of faint, illegible text, appearing to be a paragraph.

Third block of faint, illegible text, possibly containing a section heading or sub-paragraph.

Fourth block of faint, illegible text, continuing the main body of the document.

Fifth block of faint, illegible text, possibly a transition or a new section.

Sixth block of faint, illegible text, continuing the main body of the document.

Seventh block of faint, illegible text, possibly a concluding paragraph or a list.

Eighth block of faint, illegible text, possibly a final note or signature area.

Ninth block of faint, illegible text at the bottom of the page.

## ГРАДУИРОВКА ИНФРАЗВУКОВЫХ ГИДРОФОНОВ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМ КОМПЕНСАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

В настоящее время в практике гидроакустических измерений все чаще приходится решать задачи точного измерения инфразвукового давления в воде. Для таких измерений применяются специальные приемники звукового давления — гидрофоны, по принципу работы аналогичные приборам на звуковые частоты.

Обычно инфразвуковые гидрофоны работают и в диапазоне низких звуковых частот. В связи с этим в практике измерений к инфразвуковому диапазону частот относят не только колебания, частоты которых ниже порога слухового восприятия (до 16—30 гц), но и акустические колебания, лежащие в диапазоне частот слышимых звуков (до 80—100 гц). Кроме того, такое значительное расширение инфразвукового диапазона в сторону более высоких частот связано с пределами допустимости градуировки гидрофонов методами малых замкнутых объемов.

Акустический импеданс таких систем, состоящих из малой замкнутой камеры, наполняемой водой, и гидроакустических преобразователей, установленных в ней, может рассматриваться как чисто гибкий до указанных звуковых частот (значительно ниже первого резонанса всей системы). В известных методах абсолютной градуировки инфразвуковых гидрофонов для расчета звукового давления необходимо достаточно точное определение акустического импеданса системы. Это весьма усложняет процесс градуировки гидрофонов в воде, так как определение импедансов представляет собой тонкий физический эксперимент [1, 2, 3].

В инфразвуковом диапазоне частот возникают также специфические трудности, обусловленные вибрационными помехами, имеющими сравнимые с сигналом частоты и амплитуды. При разработке специальных измерительных схем возникают трудности исключения вибропомех, трудности точного измерения малых электрических напряжений, связанные с дрейфом нуля усилителей (на частотах порядка долей герца) и с недостаточной эффективностью возбудителей инфразвука.

Выпускаемые промышленностью инфразвуковые приборы имеют, как правило, малую для целей градуировки чувствительность, недостаточную мощность и плохо работают на комплексную нагрузку.

В статье описана разработанная во Всесоюзном научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) макетная установка для градуировки инфразвуковых гидрофонов электродинамическим компенсационным методом. Этот метод был предложен в [4]. Звуковое давление, действующее в камере, определяется по этому методу после компенсации его внешней электродинамической силой; необходимость определения акустического импеданса системы отпадает, что позволяет значительно упростить процедуру градуировки\*.

\* Этот метод для целей градуировки гидроакустических излучателей использован в работе [9].

Тщательная проработка вопросов согласования и коммутации позволила применить в установке комплект инфразвуковых приборов ограниченной точности, выпускаемых нашей промышленностью.

#### Теоретические предпосылки метода

Метод подробно описан в [4]. Компенсация звукового давления осуществляется на мембране электродинамического преобразователя, имеющей достаточно чувствительный индикатор ее смещения. По этому индикатору можно установить неподвижность мембраны, находящейся под одновременным действием звукового давления, действующего из камеры, и известной электродинамической силой, направленной внутрь ее. При такой компенсации импеданс мембраны близок к бесконечности.

Для достижения компенсации фаза и амплитуда тока в катушке электродинамического преобразователя подбираются так, чтобы смещение мембраны равнялось нулю; тогда звуковое давление ( $p$ ) в камере можно приравнять давлению, обусловленному на мембране электродинамической силой (см. [4]):

$$p = (0,1BL/S)i_k = Mi_k, \quad (1)$$

где  $(0,1BL/S)i_k$  — давление, обусловленное электродинамической силой на мембране площади  $S$ .

Соотношение (1), связывающее звуковое давление  $p$  с током компенсации  $i_k$ , не зависит от частоты и, следовательно, коэффициент пропорциональности  $M$  может быть определен в статическом режиме и зависит только от конструкции электродинамического преобразователя:

$$M = \frac{p_{cm}}{i_0}, \quad (2)$$

где  $p_{cm}$  — давление, задаваемое при статической градуировке компенсационного преобразователя, а  $i_0$  — постоянный ток в катушке, необходимый для компенсации этого давления.

Таким образом, процедура градуировки на описываемой установке сводится к измерению в момент компенсации выходного напряжения с гидрофона и тока компенсации.

Метод удобен для расширения диапазона градуировки в область самых низких частот.

Чувствительность градуируемого гидрофона ( $E$ ) рассчитывается по формуле:

$$E = \frac{U}{i_k M} = \frac{U}{i_k} \frac{i_0}{p_{cm}}, \quad (3)$$

где  $U$  — выходное напряжение с градуируемого гидрофона.

#### Описание установки

В установке был использован типовой комплект инфразвуковой аппаратуры. В связи с тем, что при градуировке пьезокерамических гидрофонов на низких частотах диапазона требуется измерять э. д. с. порядка нескольких милливольт при выходном сопротивлении преобразователей порядка десятков мегом, потребовались специальные усилительные устройства и катодные повторители, обеспечивающие необходимое согласование при коммутации блоков установки.

Развернутая блок-схема установки электродинамического компенсационного метода представлена на рис. 1.

Измерительная камера представляет собой толстостенный цилиндрический стакан с полусферическим дном, отлитый из бронзы марки

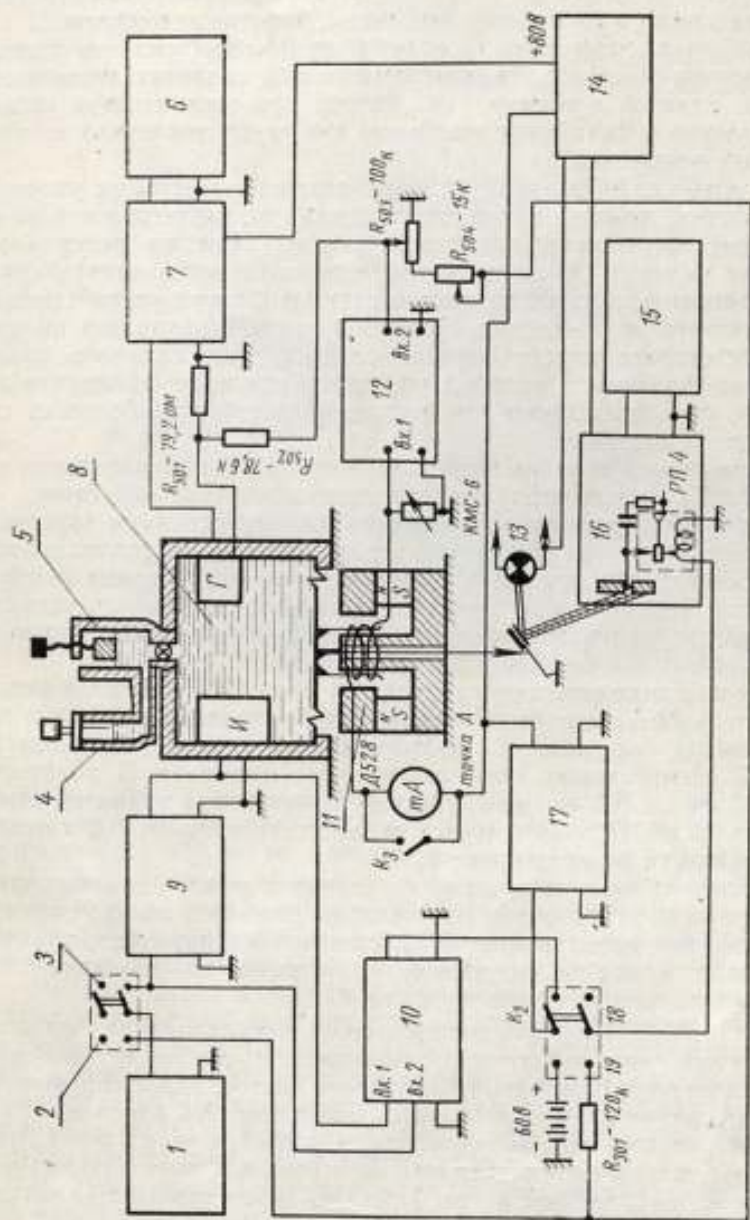


Рис. 1. Развернутая блок-схема установки электродинамического компенсационного метода:

1 — генератор ИГТК-2; 2 — режим «вылучения» переключателя  $K_1$ ; 3 — режим «вылучения» «заборника» переключателя  $K_1$ ; 4 — микроамперметр; 5 — устройство для измерения статического дилемма; 6 — осциллограф ЭНО-1 № 1; 7 — продуватель; 8 — лабораторная камера; 9 — катодный потенциометр; 10 — фотоумножитель; 11 — электродинамический преобразователь; 12 — ДПВ-2; 13 — осветитель; 14 — схема контроля напряжений и тока катодной поворотной КТ № 2; 15 — осциллограф ЭНО-1 № 2; 16 — катодный поворотной КТ № 2; 17 — режим «компенсация» переключателя  $K_1$ ; 18 — режим «заборника» переключателя  $K_1$ ; 19 — градуированный тахопотенциометр; 20 — градуированный тахопотенциометр.

БРАЖ. Наименьшая толщина боковой стенки стакана составляет 30 мм, а дна (в центре) 40 мм. Линейные размеры внутренней полости камеры не превышают 400 мм.

Пьезокерамический излучатель *И* с цилиндрическим элементом (диаметр 60 мм, высота 90 мм), изготовлен из керамики титаната бария по технологии Акустического института АН СССР. Излучатель устанавливается с жестким уплотнением на свинцовую прокладку. Для этого в центре дна камеры имеется сквозное отверстие диаметром 20 мм.

В камере было применено (в отличие от [4]) возбуждение инфразвука посредством жесткого пьезокерамического излучателя с малой акустической отдачей в расчете на работу при сравнительно малых звуковых давлениях. Колебания мембраны при таких давлениях не имеют нелинейных искажений.

Градуируемые гидрофоны *Г* устанавливаются с жесткими уплотнениями в массивной крышке измерительной камеры, закрепляемой на ее открытом торце при помощи накладных болтов. Нижняя поверхность крышки имеет уклон  $\sim 15^\circ$  с тем, чтобы в верхней точке камеры было возможно установить сливной вентиль и открытый сосуд устройства для изменения статического давления. Наливной вентиль находится на противоположной стороне и установлен несколько ниже сливного крана. Такой монтаж указанных вентилях упрощает удаление пузырьков изнутри камеры. Это необходимо для получения достаточно больших амплитуд звукового давления.

Для уменьшения влияния паразитных вибраций измерительная камера установлена на консолях, закрепленных в капитальной стене.

Электродинамический преобразователь для компенсации звукового давления устанавливается так, чтобы его мембрана составляла часть внутренней поверхности камеры. С целью исключения влияния мембраны на импеданс гидрофона компенсационный преобразователь установлен на внешнем торце цилиндрического прилива на боковой поверхности камеры (рис. 4).

Излучатель подсоединяется к генератору типа НГПК-2 через катодный повторитель № 1 (и переключатель  $K_1$ ), разделяющий емкостную нагрузку и выход генератора. Катодный повторитель выполнен на лампе 6П14П с емкостными связями на входе и выходе. В диапазоне частот от 0,15 гц до 100 гц неравномерность частотной характеристики не превышает 0,5 дб. При амплитудах входного сигнала до 100 в отклонение от линейности не превышает 2,5%.

Для задания тока компенсации по величине и фазе напряжение с выхода генератора и катодного повторителя подается на фазовращатель. Во избежание дополнительных сдвигов компенсирующего тока относительно напряжения на излучателе, напряжение на фазовращатель подается с выхода катодного повторителя.

В диапазоне 0,1—1 гц, как показал опыт, регулирование фазы не требуется — здесь компенсирующее напряжение подается непосредственно от генератора. В остальном диапазоне частот, вплоть до частоты 100 гц, регулирование фазы производится с помощью RC-цепочек.

Выходное напряжение фазовращателя подается через переключатель  $K_2$  (в положении «компенсация») на катодный повторитель № 2, преобразующий напряжение в ток. Постоянная составляющая выходного напряжения катодного повторителя равна нулю.

Установка на нуль этого напряжения контролируется по микроамперметру, смонтированному на передней панели установки (рис. 2).

Нагрузка, присоединенная между точкой *A* и землей, состоит из последовательно соединенных: образцового миллиамперметра Д-528, предназначенного для калибровки вольтметра ДПВ-2 на частоте 50 гц, катушки электродинамического преобразователя и переменного безреак-



тивного сопротивления (КМС-6). Напряжение с последнего подается на вход 1 вольтметра типа ДПВ-2. Величина переменного сопротивления подбирается (на частоте 50 гц) так, чтобы эффективному значению тока в катушке, отсчитываемому по образцовому миллиамперметру 50 (или 25) ма, соответствовало полное отклонение стрелки индикатора ДПВ-2 на пределе 1 в. При этом цена деления шкалы вольтметра соответствует 0,5 (или 0,25) ма.

Для предохранения прибора Д-528 от порчи из-за колебаний подвижной системы при частоте 2—3 гц в установке предусмотрено его отключение с помощью тумблера Кз. Амплитудная характеристика катод-

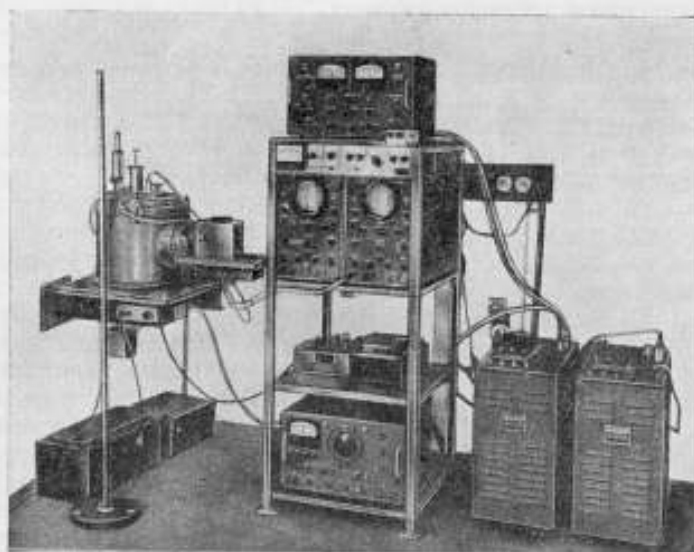


Рис. 2. Внешний вид установки

ного повторителя № 2 линейна в рабочем диапазоне токов, а частотная характеристика постоянна во всем частотном диапазоне. Дрейф нуля не превышает 0,16 ма за 2 часа работы.

Схема контроля напряжений и нуля КП № 2 имеет переключатель и прибор (микроамперметр М-265), установленные на передней панели стойки (см. рис. 2). По этому прибору проверяются напряжения анодного питания и накала усилителей.

Предусилитель в цепи гидрофона является усилителем переменного тока с расширенной полосой пропускания в области низких частот. Входное сопротивление его  $\sim 11$  Мом. Коэффициент усиления на частоте 50 гц равен 15, амплитудная характеристика линейна во всем динамическом диапазоне. Неравномерность частотной характеристики в диапазоне частот 0,16—100 гц не превышает 0,5 дб. Внутренний уровень помех при короткозамкнутом входе составляет  $\sim 10$  мкв.

В связи с необходимостью применения метода замещения в минусовой вывод гидрофона включено малое сопротивление замещения  $R_{501}$ .

Напряжение замещения измеряется с помощью вольтметра типа ДПВ-2; для этого сопротивление замещения является выходным в делителе, составленном из сопротивлений  $R_{502}$  и  $R_{501}$  (рис. 1).

Коэффициент деления этого делителя  $K_{\theta} = \frac{1}{1000}$ . Входное напряжение делителя  $U$ , задаваемое сопротивлениями  $R_{503}$  и  $R_{504}$ , подбирается так, чтобы при отсутствии возбуждения звука, получить на экране ос-

циллографа (тип ЭНО-1, № 1), подключенного на выход предварительного усилителя гидрофона, наблюдаемый визуально сигнал, равный выходному сигналу с градуируемого гидрофона. Это напряжение подается на вход 2 вольтметра ДПВ-2, на котором оно может быть точно измерено. Следовательно, легко можно определить и напряжение заещения  $U_{зам}$ :

$$U_{зам} = \frac{U}{1000}.$$

При разработке отдельных блоков установки, чтобы уменьшить внешние помехи, были повышены требования к монтажу, экранировке и к стабилизации источников питания.

### Индикатор неподвижности мембраны компенсационного преобразователя

Стремясь упростить способ и схему индикации малых смещений мембраны, имеющих порядок сотых долей микрона, мы отказались от резонансного устройства, предложенного в [4] из-за его недостаточной стабильности. Улучшение стабильности приводило к значительному усложнению этого устройства. Нами было применено фотосилительное устройство, основанное на использовании фотосопротивлений (например, [5, 6, 7]). Фотоэлектрические системы обладают

весьма высокой чувствительностью, просты и стабильны в работе.

Сочетание электродинамической системы с фотосилительным устройством определяет конструкцию компенсационного преобразователя.

В этой конструкции была применена обычная электродинамическая система с кольцевым магнитом. Индукция в зазоре ~ 8000 гс. Катушка преобразователя, имеющая сопротивление 16 ом, за-

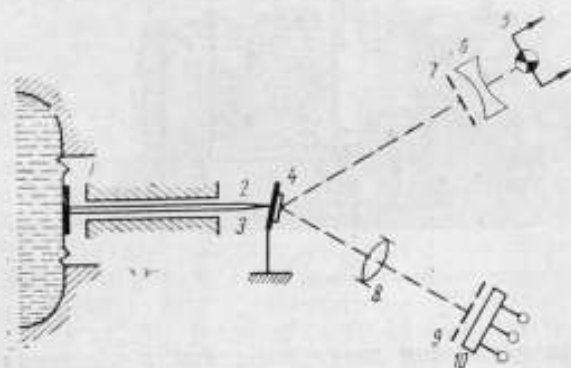


Рис. 3. Оптическая схема фотодиода

креплена в утолщенной средней части его мембраны, которая выполнена плоской в виде круглой проточки в корпусе преобразователя.

Мембрана имеет толщину 0,6 мм и диаметр ~ 130 мм. Толщина мембраны подбиралась экспериментально так, чтобы получить достаточную чувствительность к давлению и обеспечить градуировки гидрофонов при звуковом давлении порядка нескольких сотен дин на квадратный сантиметр, и, с другой стороны, чтобы собственный резонанс всей системы компенсационного преобразователя лежал значительно выше заданного диапазона частот.

С целью увеличения чувствительности фотосопротивления перед ним ставилась непрозрачная маска, имеющая несколько отверстий (по числу щелей в диафрагме) для прохождения света.

Оптическая схема фотодиода представлена на рис. 3. Перемещение мембраны 1 посредством легкого штока 2, жестко закрепленного в ее середине и проходящего через цилиндрический канал  $\varnothing 4$  мм в центральном керне кольцевого магнита, передается прижатому к штоку 2 свободному концу плоской консольной пружинки 3 из фосфористой бронзы. На конце пружинки закреплено легкое зеркальце 4 (размерами  $6 \times 4$  мм), поворачивающееся при движении мембраны. Свет от освети-

теля 5 через конденсатор 6 и диафрагму 7 с тремя щелями попадает на зеркальце 4; отраженный от зеркальца луч передается через объектив 8 на фотоспротивление 10, перед которым находится маска 9.

При повороте зеркальца происходит перераспределение света на фотоспротивлении. С помощью электрической схемы изменение этого сопротивления преобразуется в соответствующее изменение напряжения.

Гибкость пружинки 3 много больше гибкости мембраны; степень ее прижима, как показал опыт, не влияет на чувствительность фотондикатора. Резонанс механической системы имеет частоту  $\sim 1000$  гц, т. е. значительно выше заданного диапазона частот.

Лампочка осветителя типа СГ2 питается от аккумулятора. Для устранения внешней подсветки фотоспротивления весь фотоблок закрывается кожухом.

Для контроля зависимости тока компенсации от статического давления в процессе измерений в установке было предусмотрено специальное устройство для задания и измерения относительного изменения статического давления в камере, смонтированное на крышке камеры. Оно представляет собой открытый цилиндрический сосуд, сообщающийся посредством трубки с полостью измерительной камеры и, кроме того, со стаканом из плексигласа, взятого из переносного прибора для проверки дифманометров-расходомеров системы А. И. Петрова [8]. В металлическую крышку этого стакана ввертывается микрометрический винт с вертикальной иглой.

На рис. 4 представлен общий вид измерительной камеры. Справа к ней привинчен электродинамический преобразователь с фотоусилительным устройством (кожух снят), а слева от нее на штативе закреплен стакан прибора системы А. И. Петрова, соединенный посредством резинового шланга с устройством для изменения статического давления.

Высоту воды в стакане можно изменять путем погружения цилиндрического груза с помощью винтовой нарезки в крышке. Крышка имеет сквозные вырезы для сообщения с окружающим пространством.

Относительные изменения высоты столба в стакане измеряются по шкале микрометрического винта, задающего перемещение иглы.

Чтобы измерить ток компенсации при статической градуировке во входной цепи фотоусилителя включено реле типа РП-4, питаемое через переключатель  $K_2$  (в положение «калибровка»), сопротивление  $R_{301}$  и переключатель  $K_1$  (в положение «калибровка») от генератора НГПК-2.

Достижение компенсации на постоянном токе отмечается визуально на экране осциллографа № 2 по исчезновению пакета импульсов, амплитуда которых пропорциональна статическому смещению мембраны от начального положения.

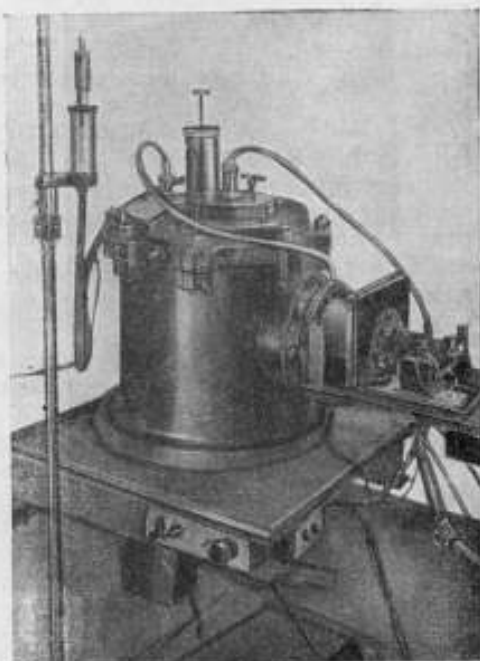


Рис. 4. Внешний вид измерительной камеры и фотоблока (кожух снят)

Постоянный ток компенсации получается от катодного повторителя № 2. Переключение этого катодного повторителя к батарее с напряжением 60 в осуществляется ключом  $K_2$ .

Описанным методом, т. е. задавая значения изменений статического давления в камере по показаниям микрометра и измеряя ток компенсации по схеме преобразования прибором ограниченной точности (ДПВ-2), можно определить коэффициент преобразования  $M$ . При этом среднеквадратичная погрешность ряда измерений составляла  $\sim 8\%$ \*. С такой погрешностью можно применить этот метод только для предварительной оценки указанной зависимости в процессе измерений, а точная величина постоянной  $M$  была получена на специальной установке (см. следующий раздел).

### Основные экспериментальные результаты

а) Статическая калибровка компенсационного преобразователя.

Зависимость тока компенсации от статического давления была изучена предварительно и оказалась линейной. Был экспериментально определен коэффициент пропорциональности  $M = p_{ст}/I_a$ .

Относительное изменение статического давления в измерительной камере измерялось по U-образному манометру на специальной установке.

Фотосопротивление включалось по мостовой схеме; в качестве двух других плеч моста были применены магазины сопротивлений типа КМС-6.

Мост балансировался при начальном гидростатическом давлении.

При изменении статического давления баланс моста нарушался; тогда, при помощи реостатов, включенных последовательно с обмоткой электродинамического преобразователя, подбиралось значение постоянного тока от аккумулятора, необходимое для восстановления баланса мостовой схемы. Этот ток измерялся по образцовому миллиамперметру класса 0,2, включенному в цепь обмотки возбуждения.

Чувствительность фотоиндикатора при этих измерениях составляла  $0,003 \frac{\text{мкА}}{\text{дин/см}^2}$ . Увеличение чувствительности оказалось затруднительной из-за дрейфа нуля гальванометра.

Зависимость  $p_{ст} = f(i_0)$  снималась в диапазоне давлений от 1 до 8 см вод. ст. (от 980 до 7600 дин/см<sup>2</sup>). Линейность полученной зависимости позволила считать коэффициент пропорциональности  $M$  постоянным во всем динамическом диапазоне звуковых давлений, возбуждаемых в камере. Несмотря на то, что измерения  $M$  при давлениях ниже 980 дин/см<sup>2</sup> не были проведены, зависимость тока  $i_0$  от давления можно надежно аппроксимировать в виде кривой, проходящей через нуль, так как положение начала координат  $p_{ст}$  и  $i_0$  определяется начальным статическим давлением в камере.

Средняя квадратичная погрешность ряда измерений  $M$  составила менее 2%, а значение  $M$  получилось равным  $32,8 \frac{\text{дин/см}^2}{\text{мА}}$ . Длительная эксплуатация установки показала, что в интервале комнатных температур  $M$  практически не меняется.

Звуковое давление в камере за счет компенсации движения мембраны возрастало на 2,5 дБ.

\* В последнем макете описываемой установки было применено другое устройство для задания известных статических давлений до 7000 дин/см<sup>2</sup>, и, кроме того, был улучшен тракт для измерения постоянного тока компенсации. Устройство позволило обеспечить погрешность статической калибровки  $\sim 2\%$ .

б) Определение чувствительности тракта компенсации.

Чувствительность тракта была определена не по смещению мембраны, а непосредственно по давлению. Для этой цели в камере задавалось постоянное звуковое давление. Это постоянство контролировалось либо по гидрофону, чувствительность которого в заданном диапазоне частот была постоянна и заранее известна, либо соответствующим подбором уровня возбуждения. В последнем случае задавался постоянный ток компенсации, а, следовательно, и постоянное звуковое давление в камере.

Пиковое значение выходного напряжения тракта измерялось по шкале осциллографа типа ЭНО-1 № 2, предварительно откалиброванного с погрешностью менее 10%.

Результаты этих измерений в виде частотной характеристики тракта компенсационного преобразователя представлены на рис. 5.



Рис. 5. Частотная характеристика тракта компенсации

Наибольшая чувствительность ( $\sim 32 \frac{\text{мВ}}{\text{дин/см}^2}$ ) имеет место на частоте 0,8 гц. Завал в сторону низких частот обусловлен недостаточностью постоянной времени входа усилителя фотондикатора. На частоте 0,1 гц чувствительность составляет  $\sim 11 \frac{\text{мВ}}{\text{дин/см}^2}$ . Как и следовало ожидать, частотная характеристика имеет ниспадающий ход и в сторону высоких частот, что обусловлено, в основном, ростом реактивного сопротивления мембраны преобразователя и, кроме того, спадом вольт-амперной характеристики фотоспротивлений типа ФСК.

Наименьшая чувствительность имеет место на верхней границе заданного диапазона (100 гц) и составляет  $4,1 \frac{\text{мВ}}{\text{дин/см}^2}$  по пиковому значению.

Применение фотоспротивлений типа ФСА, имеющих постоянную чувствительность, не изменило существенно хода частотной характеристики тракта, но значительно уменьшило его чувствительность.

Большая чувствительность компенсационного преобразователя по давлению и позволила работать при слабом возбуждении инфразвука посредством простейшего пьезокерамического излучателя.

С целью оценки динамического диапазона колебаний плоской мембраны звуковое давление в камере увеличивалось при помощи воздушно-водного резонатора [2] (на частоте 4 гц) до  $2000 \text{ дин/см}^2$ . Заметных искажений формы колебаний при этом не наблюдалось.

Не наблюдалось изменений тока компенсации при увеличении гидростатического давления на мембрану до  $\sim 50\,000 \text{ дин/см}^2$ . Большие давления не задавались. Обычно гидростатическое давление в камере при градуировках было порядка  $15\,000 \text{ дин/см}^2$ .

Для проверки равномерности распределения звукового давления в полости измерительной камеры гидрофоны градуировались при их

установке в различных местах камеры. Такая проверка необходима благодаря наличию в камере податливой мембраны: опыт показал, что при устранении свободных колебаний мембраны компенсацией неравномерность звукового давления в камере не обнаруживается. Однако, на частоте 100 гц было замечено, что при близкой установке гидрофона от мембраны (5—10 мм) несколько увеличивается ток компенсации (до 10%) и появляется разброс градуировочных данных. Это можно объяснить тем, что установка мембраны при компенсации, возможно, не идеальна. Специального исследования взаимного влияния мембраны компенсационного преобразователя и гидрофонов, устанавливаемых вблизи нее, в настоящей работе не проводилось; однако, было установлено, что при расстояниях от мембраны 3—4 см получается хорошая воспроизводимость результата градуировки.

в) Оценка точности градуировки гидрофонов

При градуировке гидрофонов на описываемой установке чувствительность ( $E$ ) вычисляется по формуле:

$$E = \frac{U_{\text{зам}}}{1,41 i_k M}$$

здесь  $U_{\text{зам}} = K_0 U$  — выходное напряжение гидрофона (пиковое значение);  
 $U$  — входное напряжение на делителе замещения  
 $R_{\text{дог}}$  и  $R_{\text{зот}}$  (см. выше), измеряемое непосредственно пиковым вольтметром типа ДПВ-2;

$i_k$  — ток компенсации (эффективное значение);  
 $M = 32,8 \frac{\text{дин/см}^2}{\text{ма}}$  — постоянная компенсационного преобразователя).

Величину  $\frac{K_0}{1,41 \cdot M}$  можно считать постоянным параметром установки и

внести в рабочую формулу, как постоянный коэффициент:  $\frac{K_0}{1,41 \cdot M} = 21,7$ .

Формула чувствительности принимает вид:

$$E = 21,7 \frac{U}{i_k} \frac{\text{мкв}}{\text{дин/см}^2}$$

Воспроизводимость величины  $U/i_k$  изучалась при различных условиях градуировки гидрофона. Среднеквадратичная погрешность ряда измерений (не менее 12 опытов) в худшем случае не превышала 2,3%.

На установке была выполнена градуировка нескольких пьезокерамических гидрофонов. На рис. 6 в качестве примера приведены резуль-

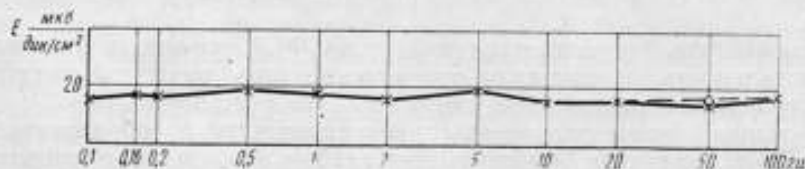


Рис. 6. Частотная характеристика чувствительности пьезокерамического гидрофона

таты для одного из них. Каждая точка взята, как среднее арифметическое из ряда измерений не менее 12; на частоте 50 гц точка, отмеченная кружком, получена при градуировке, когда выходное напряжение с гидрофона и ток компенсации измерялись по образцовым электродинамическим приборам класса 0,5.

С целью исключения систематических погрешностей в диапазоне частот 5—100 гц было проведено сличение результатов градуировки

электродинамическим компенсационным методом и методом взаимности в малой камере с водой [2].

Результаты сличения приведены в таблице.

Чувствительность гидрофона,  $\frac{мкв}{дин/см^2}$

Метод	Частота, кГц										
	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Взаимности	7,6	7,6	7,8	7,8	7,6	7,7	7,7	7,6	7,7	7,6	7,7
Электродинамический компенсационный	8,3	8,4	8,2	8,4	8,2	8,3	7,9	7,9	7,8	7,7	7,8

Расхождение средних значений чувствительностей, полученных обоими методами, составило менее 0,5 дБ, т. е. лежит в пределах погрешности каждого метода.

Анализ показал, что случайная погрешность градуировки в основном связана с ограниченной точностью вольтметров ДПВ-2, служащих для измерения выходного напряжения с гидрофона и тока компенсации электродинамического преобразователя.

С целью повышения точности градуировки в настоящее время нами прорабатывается вопрос о переходе к относительным измерениям, т. е. непосредственно к определению отношения  $U/I_R$ .

В экспериментальной части работы принимал участие инженер С. Г. Голубь.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Tamm, Absolute calibration of hydrophones by various methods in the frequency range 0,1...15 kHz Acustica, 1954, 4, 128—131.
2. А. Н. Голеников. Градуировка инфразвуковых гидрофонов методом взаимности в малой камере с водой. Измерительная техника, № 8, 1959.
3. С. В. Доброклюйский и В. В. Филиппов. Абсолютная калибровка гидрофонов большого объема в области инфразвуковых частот методом пистонфона. Труды Морского гидрофизического института АН СССР, 20, 3—19, 1960.
4. J. W. Trotter, E. W. Lide. Two-projector null method for calibration of hydrophones at low audio and infrasonic frequencies. J. Acoust. Soc. America, 27, 5, 1955.
5. Б. Т. Коломиец и А. О. Олеск. Электричество, 1956.
6. А. Н. Касперович. Измерительная техника, № 5, 1959.
7. Б. А. Селибер и С. Г. Рабинович. Автоматика и телемеханика, № 8, 1956.
8. Методические указания № 147 по поверке переносных приборов для поверки дифманометров-расходомеров системы А. И. Петрова. Комитет стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР, 1955.
9. В. П. Зайцев, Г. П. Мотулевич, И. Л. Фабелинский. Конструкция и абсолютная градуировка магнитоэлектрического акустического излучателя. Акуст. ж., т. IV, вып. 2, 137, 1958.

Статья поступила в марте 1961 года.

### ГРАДУИРОВКА ГИДРОФОНОВ СОКРАЩЕННЫМ МЕТОДОМ ВЗАИМНОСТИ В ТРУБЕ-РЕЗОНАТОРЕ

Для получения плоских стоячих волн в воде при средних звуковых частотах применяются трубы-резонаторы с жесткими стенками.

Особенности конструирования таких труб для воды рассмотрены в работе [1]. Методы градуировки образцовых гидрофонов по давлению в трубе-резонаторе с водой разработаны в [2].

Л. Б. Ланганс [2] предложил возбуждать трубу-резонатор с водой изнутри пьезокерамическим излучателем, устанавливаемым в средней части трубы.

С целью уточнения методики градуировки гидрофонов в трубе-резонаторе в настоящей статье произведен анализ работы резонатора



Рис. 1. Схема трубы-резонатора

с внутренним источником и приведены расчеты, объясняющие некоторые особенности в ходе частотной характеристики резонатора при таком возбуждении.

Кроме того, эти расчеты позволяют оценить, какое значение имеет расположение внутреннего источника по длине

трубы и выяснить влияние его импеданса на результаты градуировки гидрофонов.

Использование внутреннего возбудителя (обратимого) с известной приемной чувствительностью позволило провести опыт относительной градуировки гидрофонов с использованием принципа взаимности. Эта градуировка была проведена в диапазоне частот, где податливость внутреннего источника оказалась малой по сравнению с волновым сопротивлением столба воды в трубе. Результаты были использованы для исключения систематических погрешностей градуировки гидрофонов в трубе-резонаторе методом диска Рэлея [2].

Рассмотрим трубу, закрытую с одного конца и открытую с другого (рис. 1), и представим ее как систему двух четырехполюсников (вправо и влево от источника).

Сформулируем граничные условия в следующем виде:

- 1) зададим звуковое давление у открытого конца трубы:  $p_1=0$ ;
- 2) зададим объемную колебательную скорость у закрытого конца трубы:  $V_4=0$ ;
- 3) согласуем звуковые давления в месте расположения источника:  $p_2=p_3$ ;
- 4) согласуем объемные скорости в месте расположения источника:  $V_2+V_3=V$ , где  $V$  — объемная скорость источника.

Уравнения трубы, возбуждаемой внутренним источником, получаем в виде:

$$\left. \begin{aligned} (jR \sin kb) \cdot V_1 &= (\cos ka) \cdot p_4 \\ V &= (\cos kb) \cdot V_1 + \left( \frac{l}{R} \sin ka \right) \cdot p_4 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$



здесь  $R = \frac{\rho c}{S}$  — волновое акустическое сопротивление трубы с площадью сечения  $S$ ;

$b$  — длина части трубы между открытым концом и источником;

$a = (l - b)$  — длина части трубы между источником и закрытым концом.

Находим отношение давления у закрытого конца к объемной колебательной скорости у открытого конца трубы:

$$\frac{p_1}{V_1} = \frac{jR \sin kb}{\cos ka} \quad (2)$$

В случае, когда соблюдено условие  $\sin kl = \pm 1$ , т. е., когда на полной длине трубы  $l$  укладывается нечетное число четвертей длины звуковой волны, можно показать, что формула, связывающая звуковое давление у закрытого конца с колебательной скоростью у открытого, имеет вид

$$\frac{p_1}{V_1} = jR. \quad (3)$$

При этом, если  $\operatorname{tg} ka = \infty$ , т. е. когда на длине  $a$  уложится нечетное число четвертей длины волны, получается неопределенность формулы (2).

Кроме того, при  $\sin kb = 0$  звуковое давление у закрытого конца  $p_1$  должно обращаться в нуль.

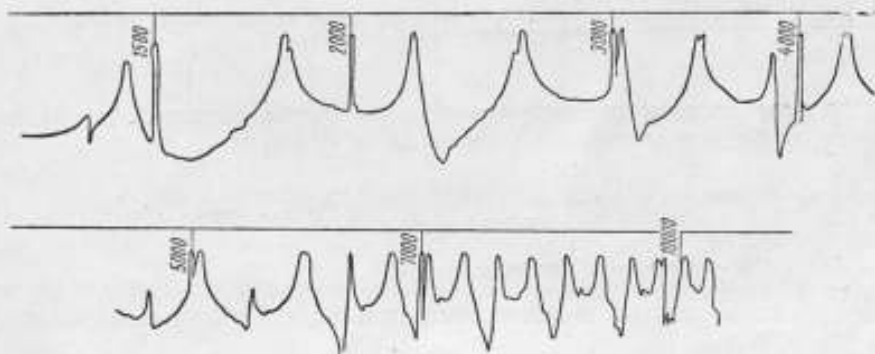


Рис. 2. Частотная характеристика резонатора при источнике, сдвинутом от середины ( $a \approx b$ )

Интересно отметить, что периодичность этих нулей при случайном положении источника в трубе не связана с периодичностью максимумов давления, определяемых условием  $\sin kl = \pm 1$ .

Экспериментальное исследование проводилось нами на установке с трубой-резонатором длиной 1900 мм и внутренним диаметром 50 мм. Изучалась зависимость от частоты звукового давления у закрытого конца трубы при подаче на источник напряжения с постоянной амплитудой.

Зависимость давления  $p_1$  от частоты была записана самописцем типа Нейман при расположении источника неточно в середине трубы (т. е. при условии  $a \approx b$ ).

Результат показан на рис. 2, где видно появление резких провалов звукового давления при частотах  $\sim 1500, 2300, 3100, 3900, 4700, 5300, 6000, \dots$ , гц.

Более регулярная зависимость  $p_1$  от частоты получалась после того, как положение источника было уточнено и практически было выполнено условие  $a = b = \frac{l}{2}$ .

Запись зависимости  $p_4$  от частоты для этого случая представлена на рис. 3. Провалы давления отмечаются регулярно в минимумах общего хода через один, как это и следует из приведенного выше расчета. При измерениях был использован преобразователь из керамики титаната бария диаметром 15 мм с толщиной стенки  $\sim 2$  мм.

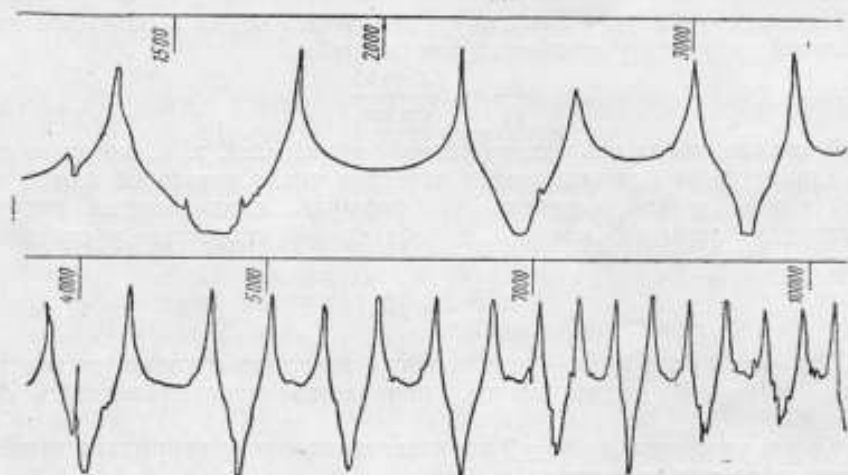


Рис. 3. Частотная характеристика резонатора при расположении источника в середине трубы ( $a=b$ )

Расчеты системы пьезокерамического преобразователя, нагруженного на трубу для случая  $b=a$ , приводят к формуле:

$$p_4 = \frac{U \omega \delta \sin(kl/2)}{y_n \sin kl - y_m \cos kl} \quad (4)$$

где  $\omega$  — круговая частота;

$\delta = \frac{V}{j\omega U} \Big|_{p=0}$  — полный пьезоэлектрический модуль излучателя;

$y_n = \frac{1}{2} \omega S_n C$  — акустическая податливость излучателя ( $S_n$  — площадь излучателя,  $C$  — гибкость в режиме короткого замыкания);

$y_m = \frac{1}{R}$  — акустическая податливость трубы.

Если  $y_n \ll y_m$ , то можно приближенно считать:

$$p_4 = \frac{U \omega \delta R \sin(kl/2)}{\sqrt{1 + (y_n/y_m)^2} \cos kl} \quad (5)$$

Звуковое давление при минимумах, соответствующих условию  $kl = (2n-1)\pi$ , выражается формулой:

$$p_{4s} = \frac{U \omega \delta R}{\sqrt{1 + (y_n/y_m)^2}} \quad (6)$$

На рис. 4 показаны результаты опытной проверки формулы (6). Линейная зависимость  $p_{4s}$  от частоты наблюдалась с хорошей точностью до  $\sim 5$  кгц, после чего было отмечено ослабление возрастания  $p_{4s}$  в пол-

ном соответствии с формулой (6). Так как  $(y_n/y_m) = R\omega S_n C$ , с возрастанием  $\omega$  частотная зависимость  $p_k$  должна пропадать.

Интересно отметить, что при возбуждении излучателя с поддержанием постоянства тока возбуждения  $i$ , а не напряжения,  $p_k$  не должно зависеть от номера антирезонанса, т. е. его частоты. При низких частотах справедливо выражение

$$p_k = RE_0^i, \quad (7)$$

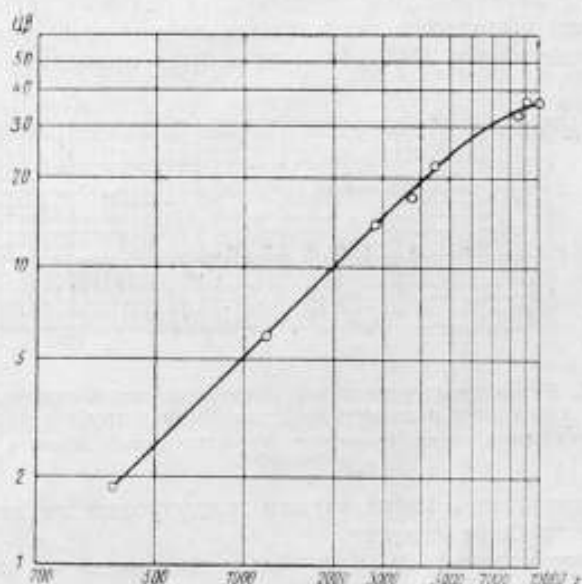


Рис. 4. Экспериментальная зависимость звукового давления при минимумах  $kl = (2n-1)\pi$  от частоты

где  $E_0$  — приемная чувствительность внутреннего излучателя в режиме холостого хода.

Пусть  $E_x = \frac{U_{k_0}}{p_{k_0}}$  — приемная чувствительность градуируемого гидрофона, установленного у закрытого конца трубы-резонатора. Используя (7), ее можно определить по формуле:

$$E_x = \frac{U_{k_0}}{RE_0^i} = \frac{S}{\rho c} \frac{U_{k_0}}{E_0^i}. \quad (8)$$

Это выражение находится в полном соответствии с принципом взаимности и содержит параметр взаимности для трубы при антирезонансе  $H = \frac{S}{\rho c}$ . Зная приемную чувствительность холостого хода внутреннего возбуждателя (обратимого преобразователя) или отношение чувствительностей  $E_x/E_0$ , можно определить чувствительность градуируемого гидрофона  $E_x$ . Для этого остается измерить выходное напряжение холостого хода  $U_{k_0}$ .

Если преобразователь-источник обратим и имеет в рабочем частотном диапазоне известную и постоянную чувствительность, то, пользуясь соотношением (8), можно проводить относительные градуировки гидрофонов в этом диапазоне. Можно назвать этот метод градуировки сокращенным методом взаимности.

Постоянную  $S/(\rho c E_0)$  нужно определить предварительно. При наших градуировках эта постоянная была равна  $1,1 \cdot 10^{-5}$ , причем чувствительность выражалась в  $\frac{\text{мкв}}{\text{дин/см}^2}$ , напряжение в вольтах, токи в амперах.

Сличение гидрофонов в трубе-резонаторе сокращенным методом взаимности целесообразно проводить в области средних звуковых частот. Осуществление компактной установки трубы-резонатора с расчетной системой стоячих волн не представляет больших затруднений.

Нами были выполнены градуировки гидрофонов описанным методом в диапазоне частот 1000—5400 гц и было проведено сравнение по-

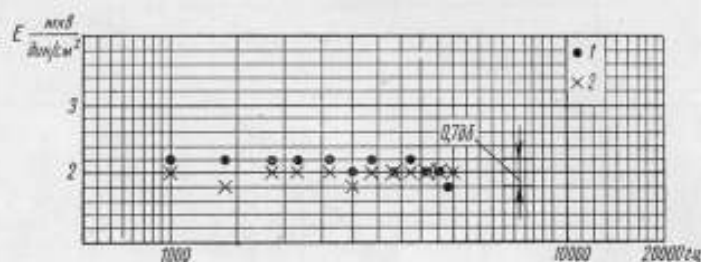


Рис. 5. Результаты группировки гидрофона сокращенным методом взаимности и по методу диска Рэлея в трубе с водой: 1 — сокращенный метод взаимности; 2 — метод диска Рэлея в трубе-резонаторе

лученных результатов с результатами градуировки методом диска Рэлея в этой же трубе-резонаторе.

Соблюдение условия  $Y_n \ll Y_m$  было проверено до частот  $\sim 5$  кгц, чем и определился диапазон градуировки.

При более высоких частотах податливость внутреннего излучателя уже нельзя считать малой, она становится сравнимой с волновым сопротивлением трубы, и необходим учет податливости этого преобразователя [3].

Предварительно на опыте было установлено, что приемную чувствительность источника можно считать постоянной во всем диапазоне градуировки, а преобразователь — линейным.

По данным градуировки методом диска Рэлея чувствительность  $E_0$  оказалась равной  $1,24 \frac{\text{мкв}}{\text{дин/см}^2}$ .

На частотах 1000, 3000 и 5000 гц была проверена пропорциональность звукового давления на закрытом конце трубы току внутреннего излучателя.

Градуировка гидрофона проводилась сначала по методу диска Рэлея в трубе-резонаторе с водой, а затем сокращенным методом взаимности и в этом случае рассчитывалась по уравнению (8). Приемная чувствительность излучателя  $E_0$  была постоянной с точностью  $\sim 0,5$  дб во всем диапазоне частот от 1000 до 5000 гц.

Результаты представлены на графиках рис. 5, где получено согласие в пределах 0,7 дб. Учитывая, что погрешность градуировки методом диска Рэлея составила  $\sim 1$  дб, такое согласие результатов можно считать хорошим. Среднее значение чувствительности по диску Рэлея составило

$24,8 \frac{\text{мкв}}{\text{дин/см}^2}$ , а при градуировке сокращенным методом взаимности

$25,5 \frac{\text{мкв}}{\text{дин/см}^2}$ . Частотная характеристика трубы-резонатора, представленная на рис. 3, показывает возможность увеличения числа реперных

частот градуировки гидрофонов по методу диска Рэлея в воде за счет «антирезонансов». Однако, попытка провести градуировку в «провалах» частотной характеристики трубы-резонатора не удалась из-за практических трудностей измерения малых напряжений на уровне помех.

Было также проведено изучение влияния неточного положения излучателя в середине трубы. Установлено, что при неточности положения в пределах  $\pm 3$  см значения чувствительности мало отличаются от значений, полученных при положении излучателя строго в середине трубы. Отклонение лежит в пределах погрешности измерений 8—10%.

Смещение положения излучателя влияет в основном на интенсивность возбуждения при резонансах трубы, а в случае положения излучателя в узле звукового давления труба практически не возбуждается. Это явление наблюдалось при смещениях излучателя от середины до 5—6 см на верхних реперных частотах диапазона (свыше 8200 гц).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Русаков. Расчеты конструкции трубы для звуковых измерений в воде. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 45 (105), Стандартгиз, 1960.
2. Л. Б. Ланганс. Установка для градуировки звукоприемников по давлению в области звуковых частот. Доклад на IV Всесоюзной акустической конференции, 1958.
3. М. В. Казанцева. Труды Комиссии по акустике, сб. № 5, 1950.

Статья поступила в апреле 1961 года.

## О ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА НЕОДНОРОДНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКАХ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ДАВЛЕНИЙ

Явление дифракции света на ультразвуке состоит в том, что пучок световых лучей дифрагирует на ультразвуковых волнах, как на объемной оптической решетке.

Для наблюдения дифракции света на ультразвуке обычно применяют установку (рис. 1), которая состоит из осветителя, оптической щели  $L$ , двух длиннофокусных объективов  $O_1$  и  $O_2$ , экрана  $\mathcal{E}$  или микроскопа  $M^*$ . Между объективами устанавливается ванна с прозрачными

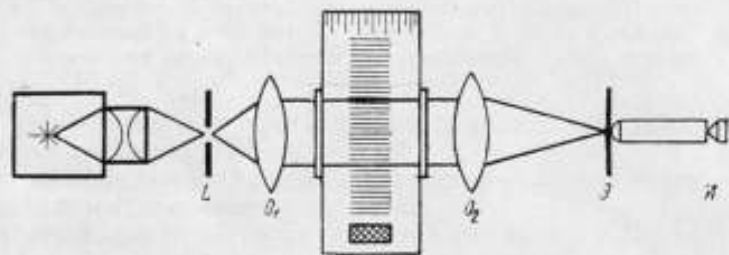


Рис. 1. Блок-схема установки для наблюдения дифракции света на ультразвуке

окнами, наполненная исследуемой жидкостью, в которой распространяются ультразвуковые волны.

Явление дифракции на бегущих ультразвуковых волнах проявляется следующим образом. Если на экране (или в микроскопе) сфокусировано изображение щели  $L$ , то при включении ультразвука по обе стороны изображения щели  $L$  возникает ряд расположенных на равных расстояниях друг от друга новых спектральных изображений щели  $L'$  различной интенсивности. При монотонном изменении ультразвукового давления отношение интенсивностей этих изображений меняется, причем при определенных давлениях центральное или отдельные симметричные пары изображений исчезают и затем появляются вновь.

Согласно элементарной теории Рамана и Неджендра Ната при нормальном падении плоских световых волн на ультразвуковой пучок плоских гармонических волн, интенсивность спектра  $k$ -го порядка изменяется пропорционально квадрату функции Бесселя  $J_k^2 \xi$  [4, 9, 10]. Индекс бesselевой функции  $k=0, \pm 1, \pm 2 \dots$  представляет собой порядковый номер спектра, отсчитываемый от спектра центрального (нулевого) порядка. Аргумент ее

$$\xi = \frac{2\pi \mu h}{\lambda}, \quad (1)$$

\* Объектив  $O_2$  и микроскоп можно заменить зрительной трубой.

где  $\mu$  — амплитуда изменения показателя преломления света  $n$ , линейно связанная с амплитудой давления ультразвука  $p$ ;

$\lambda$  — длина волны света в вакууме;

$h$  — длина пути, пройденного светом в ультразвуковом поле (глубина ультразвукового поля).

Один из наиболее известных способов использования явления дифракции света на ультразвуке с целью измерения ультразвукового давления или интенсивности основан на том, что исчезновения отдельных порядков спектра соответствуют определенным амплитудам ультразвуковых давлений. Исчезновение наступает, когда  $J_k^2(\xi) = 0$ . Это значит, что  $\xi$  становится равным корню бесселевой функции  $J_{k,m}$ , где  $m$  совпадает с числом исчезновений спектральной линии [4, 8].  $\xi$ , равное  $J_{k,m}$  является реперной точкой для определения ультразвукового давления. Значения  $J_{k,m}$  табулированы [3]. Подставив  $\xi = J_{k,m}$  в (1), получаем амплитуду ультразвукового давления, соответствующую  $m$ -му исчезновению  $k$ -го спектра:

$$p = \frac{1}{\left(\frac{dn}{dp}\right)} \cdot \frac{\lambda}{2\pi h} \cdot J_{k,m}. \quad (2)$$

Интенсивность вычисляется по известной формуле:

$$I = \frac{p^2}{2\rho c},$$

где  $\rho$  — плотность среды;

$c$  — скорость звука.

При малых интенсивностях ультразвука нули функции Бесселя не достигаются, и значение  $\mu$  можно определить, измеряя фотоумножителем отношение интенсивностей света в спектрах нулевого и первого

порядков, равное  $\frac{J_0^2(\xi)}{J_1^2(\xi)}$  [7].

Как в изложенном, так и в других способах измерения ультразвуковых давлений, основанных на дифракции света на ультразвуке (см. [3, 11]), считается, что ультразвуковые волны имеют плоские фронты и амплитуда ультразвукового давления не зависит от координат.

В настоящей работе рассматривается поле ультразвуковых квазигармонических волн, в котором допускается распределение амплитуды ультразвукового давления, как функции координат, и неплоская форма фронтов волн.

Проведенные нами на основе идей элементарной теории Рамана и Нага расчеты выявили некоторые физические закономерности, свойственные дифракции света на ультразвуковых пучках, неоднородных по амплитуде и фазе. В частности, показано, что при наличии неоднородностей в пучке отношения ультразвуковых давлений, соответствующих исчезновению отдельных спектральных изображений источника света, могут не быть равными отношениям корней бесселевых функций; иначе говоря, существует эффект «смещения» нулей (т. е. реперных точек).

В работе предлагается способ измерения ультразвуковых давлений по реперным точкам с введением поправок на смещение (или оценки максимальной величины смещения) по данным экспериментального исследования фазы фронта световой волны, вышедшей из ультразвукового пучка.

## Вывод формулы дифракции света на неоднородных ультразвуковых пучках

Рассмотрим сечение ультразвукового пучка плоскостью  $y=0$ , изображенное на рис. 2.

Будем считать, что ультразвуковой пучок, фронты волн которого могут быть не плоскими, распространяется в направлении, близком к параллельному по отношению к оси  $x$ , и амплитуда ультразвукового давления вдали от оси пучка постепенно спадает так, что в области  $z \geq 0$  и  $z \leq -h$  она равна нулю.

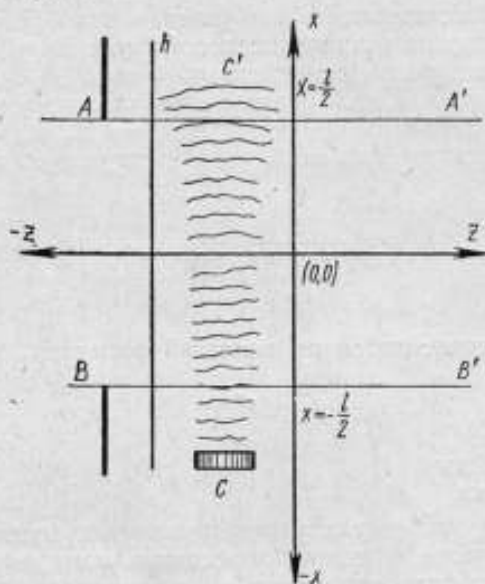


Рис. 2. Схема прохождения светового пучка через ультразвуковое поле:  
 AB — диафрагма; AA' и BB' — границы светового пучка, распространяющегося в направлении оси  $z$ ;  
 C — излучатель ультразвука; CC' — ультразвуковой пучок.

В. Л. Власовым в [5, 6] предлагалось рассматривать неоднородности ультразвукового пучка как амплитудные и фазовые искажения плоских волн. Для такого рассмотрения зададим ультразвуковое давление следующим выражением:

$$p(x, z) \cos[K_x(x, z)x + K_z(x, z)z - \Omega t], \quad (3)$$

где  $p(x, z)$  — амплитуда ультразвукового давления;

$K_x$  и  $K_z$  — компоненты волнового числа ультразвука  $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ ;

$\Omega$  — циклическая частота ультразвука;

$t$  — время.

Представим  $K_x(x, z)$  в виде  $K_0 + \Delta K(x, z)$  и введем в выражение (3) функцию

$$\varphi(x, z) = \Delta K_x(x, z)x + K_z(x, z)z.$$

Такое представление позволяет рассматривать неоднородности в пучке как амплитудные и фазовые искажения плоских волн, распространяющихся в направлении оси  $x$ .

Пользуясь тем, что значения показателя преломления света в среде при не очень больших давлениях линейно связаны с ультразвуковым



давлением, выразим изменения показателя преломления света  $\Delta n(x, z)$  в виде:

$$\Delta n(x, z) = \mu(x, z) \cos [K_0 x - \Omega t - \varphi(x, z)], \quad (4)$$

где  $\mu(x, z)$  — амплитудное значение изменений показателя преломления света.

Поле светового монохроматического пучка шириной  $l$ , проходящего сквозь ультразвуковое поле в направлении оси  $z$  (рис. 2) подобно тому, как это сделано в [9, 10], может быть описано в плоскости  $z=0$  выражением:

$$E_{z=0} = e^{ik' \int_0^h n(x, z) dz} = e^{ik_0 h + ik' \int_0^h \Delta n(x, z) dz}, \quad (5)$$

где  $n(x, z) = n_0 + \Delta n(x, z)$  — показатель преломления света в среде;

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ — волновое число света в среде;}$$

$$k' = \frac{2\pi}{\lambda'} \text{ — волновое число света в вакууме;}$$

$E$  — амплитуда световых колебаний.

Эта формула справедлива в случае, когда можно пренебречь искривлением световых лучей [9, 10]. Подставив под интеграл в показателе формулы (5) значение  $\Delta n(x, z)$  из (4), после тригонометрических преобразований получаем:

$$\int_0^h \Delta n(x, z) dz = Z(x) \cos [K_0 x - \Phi(x, t)], \quad (6)$$

где

$$Z(x) = \sqrt{\left[ \int_0^h \mu(x, z) \cos \varphi(x, z) dz \right]^2 + \left[ \int_0^h \mu(x, z) \sin \varphi(x, z) dz \right]^2}, \quad (6a)^*$$

$$\Phi(x, t) = \Omega t + \vartheta(x), \quad (6б)$$

$$\operatorname{tg} \vartheta(x) = \frac{\int_0^h \mu(x, z) \sin \varphi(x, z) dz}{\int_0^h \mu(x, z) \cos \varphi(x, z) dz}. \quad (6в)$$

$Z(x)$  представляет собой амплитуду разности хода световых лучей на ультразвуковых волнах.

Уточним область применения проводимого расчета.

Малость эффекта искривления световых лучей, которая предполагалась при выводе формулы (5), согласно [4] может быть оценена для идеального ультразвукового пучка по отношению

$$F = \frac{b}{\Lambda} = \frac{2\pi h^2 \Delta n}{n_0 \Lambda},$$

где  $b$  — расстояние, на которое отклоняются световые лучи в результате прохождения сквозь ультразвуковой пучок, а  $\Delta n = \text{const}$ .

Определим выражение  $F$  для случая неоднородного ультразвукового пучка.

\* Выражения разности хода и ее фазы для светового луча, идущего сквозь неоднородный ультразвуковой пучок (формулы (6а) и (6в), были получены В. Л. Власовым [5, 6].

Так как на искривление луча воздействует только  $x$ -компонента  $\text{grad } \bar{n}$ , то выразим  $b$  в виде:

$$b = h \frac{1}{n_0} \int_0^h \frac{\partial n(x, z)}{\partial x} dz,$$

$$\int_0^h \frac{\partial n(x, z)}{\partial x} dz = \int_0^h \frac{\partial}{\partial x} [\mu(x, z) \cos [K_0 x - \varphi(x, z)]] dz = I_1 - I_2,$$

где

$$I_1 = \int_0^h \frac{\partial \mu(x, z)}{\partial x} \cos [K_0 x - \varphi(x, z)] dz,$$

$$I_2 = \int_0^h \mu(x, z) \sin [K_0 x - \varphi(x, z)] \left( K_0 - \frac{\partial \varphi(x, z)}{\partial x} \right) dz.$$

Будем считать, что на протяжении одной длины ультразвуковой волны изменения  $\mu(x, z)$  и  $\varphi(x, z)$  в зависимости от  $x$  незначительны, г. е.

$$\left| \frac{\partial \mu(x, z)}{\partial x} \Lambda \right| \ll \mu(x, z),$$

$$\frac{\partial \varphi(x, z)}{\partial x} \ll K_0.$$

Заменяем в  $I_1$  и  $I_2$  синус и косинус на единицу. Тогда

$$|I_1| < \left| \int_0^h \frac{\partial \mu(x, z)}{\partial x} dz \right| \ll |I_2| = \left| K_0 \int_0^h \mu(x, z) dz \right| =$$

$$= K_0 \cdot \overline{\mu(x, z)} \cdot h,$$

где

$$\overline{\mu(x, z)} = \frac{1}{h} \int_0^h \mu(x, z) dz.$$

Отсюда вытекает, что

$$\left| \int_0^h \frac{\partial n(x, z)}{\partial x} dz \right| \approx K_0 \overline{\mu(x, z)} h,$$

$$b \approx \frac{h^2}{n_0} \cdot \frac{2\pi}{\Lambda} \overline{\mu(x, z)}$$

и что формула (5) будет справедлива, если

$$F = \frac{b}{\Lambda} \approx \frac{2\pi h^2}{n_0 \Lambda^2} \overline{\mu(x, z)} \ll 1.$$

Это выражение отличается от критерия применимости элементарной теории Рамана и Ната только тем, что вместо  $\mu = \text{const}$  в него входит  $\overline{\mu(x, z)}$ .

Это выражение  $F$  отличается от приведенного выше выражения для случая идеального ультразвукового пучка только тем, что вместо  $\Delta n = \text{const}$  в него входит  $\overline{\mu(x, z)}$ . Можно показать, что  $\overline{\mu(x, z)} \ll \Delta n$ .

Отсюда следует, что критерии применимости элементарной теории Рамана и Ната, связанные с искривлением световых лучей, будут те же, что и для идеального ультразвукового пучка [4].

Забегаю несколько вперед, заметим, что в дальнейшем нам требуется ограничение  $\theta(x) = \text{const}$ . Это значит, что область пригодных для расчета значений  $\mu(x, z)$ ,  $\varphi(x, z)$  и  $h$  ограничивается также условием, налагаемым на (6a).

Функцию  $Z(x)$ , которую по условиям задачи можно считать заданной в пределах от  $-\frac{l}{2}$  до  $\frac{l}{2}$ , продолжим таким образом, чтобы она могла считаться периодической, с периодом, равным какой-нибудь величине  $H^*$ .

Представим  $Z(x)$  ее рядом Фурье.

$$Z(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{p=1}^{\infty} a_p \cos p \frac{2\pi}{H} x + b_p \sin p \frac{2\pi}{H} x, \quad (7)$$

где

$$a_p = \frac{2}{H} \int_0^H Z(x) \cos p \frac{2\pi}{H} x dx, \quad (7a)$$

$$b_p = \frac{2}{H} \int_0^H Z(x) \sin p \frac{2\pi}{H} x dx. \quad (7b)$$

Для расчета дальнего дифрагированного поля света с точностью до постоянных выражение (5) подставим в дифракционный интеграл [9, 10]:

$$E_{\infty} \sim \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} e^{ik(\sin \theta)x} E_{z=0}(x) dx,$$

где  $\theta$  — угол наблюдения, отсчитанный от направления недифрагированной световой волны.

С учетом (6) и (7) после тригонометрических преобразований этот интеграл примет вид:

$$E_{\infty} \sim \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} e^{ik(\sin \theta)x - \frac{ik'a_0}{2} \cos \epsilon_0 - ik' \sum_{p=1}^{\infty} \left[ \frac{a_p}{2} (\cos \epsilon_p' + \cos \epsilon_p'') + \frac{b_p}{2} (\sin \epsilon_p' + \sin \epsilon_p'') \right]} dx, \quad (8)$$

где

$$\epsilon_0 = K_0 x - \Phi;$$

$$\epsilon_p' = p \frac{2\pi}{H} x + K_0 x - \Phi;$$

$$\epsilon_p'' = p \frac{2\pi}{H} x - K_0 x + \Phi.$$

Введем обозначения

$$\xi_p = \frac{k'a_p}{2}, \quad (9a)$$

$$\eta_p = \frac{k'b_p}{2}. \quad (9b)$$

\* Как правило, наиболее рационально выбрать  $H$  равным  $l$  (подробнее о выборе значений  $H$  см. ниже).

Записав выражение (8) в виде произведения комплексных фазовых множителей и заменив их рядами по формулам:

$$e^{-i\xi \cos x} = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} (-i)^{\alpha} J_{\alpha}(\xi) e^{-i\alpha x},$$

$$e^{-i\eta \sin x} = \sum_{\beta=-\infty}^{\infty} J_{\beta}(\eta) e^{-i\beta x},$$

можем представить выражение (8) так:

$$E \sim \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \prod_{p=0}^{\infty} \sum_{n,r,s,t,u=-\infty}^{\infty} (-i)^{n+r+s} \pi_{n,r,s,t,u} e^{-i[(n+r+t)x' + (s+u)x'']} dx. \quad (10)$$

Здесь вместо индексов  $\alpha$  употребляются  $r$  и  $s$ , вместо  $\beta$  — индексы  $t$  и  $u$ , а символом  $\pi_{n,r,s,t,u}$  обозначено произведение

$$J_n(\xi_0) J_r(\xi_p) J_s(\xi) J_t(\eta_0) J_u(\eta_p).$$

Преобразуем подынтегральное выражение формулы (10) к виду суммы, слагаемые которой можно записать следующим образом:

$$\left[ \prod_{p=0}^{\infty} \pi_{n,r_p,s_p,t_p,u_p} \right] e^{-i \sum_{p=1}^{\infty} (n_{p+1} + (r_p + t_p) \xi_p + (s_p + u_p) \eta_p)}. \quad (11)$$

При этом каждому значению  $p$  соответствует какая-либо произвольная, но определенная для каждого члена комбинация чисел  $r_p, s_p, t_p, u_p$ .

Обозначим

$$\prod_{p=1}^{\infty} \pi_{n,r_p,s_p,t_p,u_p} = \Psi_{n,r_p,s_p,t_p,u_p} = \Psi_{n,\dots,u_p}. \quad (12)$$

Введем ограничение  $\Phi(x) = \text{const}^*$ , и, вынося символы суммирования и члены, не зависящие от  $x$  за знак интеграла, путем элементарных преобразований, получим

$$E_x \sim \sum_{n,r_p,s_p,t_p,u_p=-\infty}^{\infty} (-i)^{n + \sum_{p=1}^{\infty} (r_p + s_p)} \Psi_{n,\dots,u_p} e^{iN\Phi} \times \\ \times \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} e^{-ik \left( \sin \Phi - N \frac{\lambda}{\Delta} - M \frac{\lambda}{H} \right)} dx, \quad (13)$$

\* Это условие можно проверить экспериментально, компарируя снимок стробоскопированного теневого изображения ультразвукового поля. Как показали предварительные эксперименты даже при значительных амплитудно-фазовых неоднородностях ультразвуковых пучков можно ожидать, что фазовая модуляция, описываемая функцией  $\Phi(x)$  в (6), будет очень мала по сравнению с периодом синусоиды, равным длине ультразвуковой волны.

где  $N$  и  $M$  — целые числа:

$$N = n + \sum_{p=1}^{\infty} r_p - s_p + t_p - u_p,$$

$$M = \sum_{p=1}^{\infty} (r_p + s_p + t_p + u_p) p.$$

Интегрируем (11) и получаем окончательно

$$E_x \sim \sum_{n, \dots, u_p = -\infty}^{\infty} (-i)^{n + \sum_{p=1}^{\infty} r_p + s_p} \cdot e^{iN\theta} \cdot \Psi_{n, \dots, u_p} \cdot \frac{\sin Q}{Q}, \quad (14)$$

где

$$Q = \frac{\pi l}{\lambda} \left( \sin \theta - N \frac{\lambda}{\Lambda} - M \frac{\lambda}{H} \right). \quad (14a)$$

### Физическая трактовка дифракционной картины

Выражение (14) является обобщением формулы Рамана и Ната [9, 10] на случай дифракции света на ультразвуковом пучке, амплитуда давления в котором является функцией координат, а фронты волн — не плоские.

Можно показать, что в результате предельного перехода к однородному ультразвуковому пучку (при этом все  $\xi_p$  и  $\eta_p$  стремятся к нулю) формула (14) приобретает вид выражения Рамана и Ната при падении световых лучей параллельно фронтам ультразвуковых волн\*.

Множитель формулы (14)  $\frac{\sin Q}{Q}$ , определяющий направления дифракционных максимумов условием  $Q=0$ , зависит от величин  $M$  и  $N$ , т. е. от алгебраических сумм индексов. Так как одна и та же сумма может получаться в результате сложения разных комбинаций индексов, то каждый описываемый формулой (14) дифракционный максимум складывается из бесконечного числа членов.

Рассмотрим общий вид дифракционной картины. Зафиксируем значение  $N$  в условии максимумов

$$\sin \theta = N \frac{\lambda}{\Lambda} + M \frac{\lambda}{H}. \quad (15)$$

Заметим, что при  $M=0$  максимумы определяются известным условием

$$\sin \theta' = N \frac{\lambda}{\Lambda}. \quad (16)$$

Заменяя синусы углов аргументами и вычитая (16) из (15), получим условие максимумов с началом отсчета углов, определяемым уравнением

$$\Delta \theta' = \theta - \theta' = M \frac{\lambda}{H}. \quad (17)$$

\* Так как условиями нашей задачи не предполагается наличие плоских ультразвуковых волн, то введение угла падения света по отношению к направлению фронтов ультразвуковой волны или оси  $x$  не имело бы физического смысла. При этом наше решение охватывает случаи косого падения света по отношению к оси ультразвукового пучка, потому что функция  $Z(x)$ , определяющая вид дифракционной картины, меняется соответственно с изменением взаимного расположения ультразвукового и светового пучков. Однако косое падение сужает область применения формулы (14), так как из-за него может нарушиться условие  $\theta(x) = \text{const}$ . Согласно [4] и др. это проявится, в частности, в асимметрии дифракционной картины.

При не очень больших неоднородностях амплитуды членов с ростом  $M$  быстро падают. Поэтому существенные по амплитуде компоненты дифракционной картины будут иметь направления максимумов, определяемые небольшими  $M$ .

Если  $\Lambda < H$ , то дискретные изменения углов  $\Delta\theta'$  меньше дискретных изменений углов  $\theta'$  в  $\frac{\Lambda}{H}$  раз. Тогда, учтя предыдущее замечание, картину дифракции света на неоднородных ультразвуковых пучках можно представить в виде групп спектров тонкой структуры, главные максимумы которых расположены после основных дифракционных направлений, определяемых формулой (16), и отклонены от них на углы  $\Delta\theta'$ .

Нулевые амплитуды света согласно (14) и (14а) определяются условием  $Q = \pi$ . Преобразовав при этом условие выражение (14а) к виду

$$\sin \theta'' - N \frac{\lambda}{\Lambda} - M \frac{\lambda}{H} = \frac{\lambda}{l}, \quad (18)$$

приняв  $\sin \theta'' \approx \theta''$  и вычитая (15) из (18), получаем угол между главным максимумом, определяемым формулой (16) и первым минимумом:

$$\theta'' - \theta' = \Delta\theta'' = \frac{\lambda}{l}. \quad (19)$$

Найдем модуль угла между двумя соседними максимумами тонкой структуры  $\Delta\theta_{\min}$ :

$$|\Delta\theta_{\min}| = \left| M \frac{\lambda}{H} - (M \pm 1) \frac{\lambda}{H} \right| = \frac{\lambda}{H}. \quad (20)$$

Сравнение (19) и (20) показывает, что

$$\Delta\theta_{\min} < \Delta\theta'' \text{ при выборе } H > l, \quad (21a)$$

$$\Delta\theta_{\min} = \Delta\theta'' \text{ при выборе } H = l, \quad (21б)$$

$$\Delta\theta_{\min} > \Delta\theta'' \text{ при выборе } H < l. \quad (21в)$$

Случай (21а) означает, что главные максимумы  $(M \pm 1)$ -го порядка будут ближе к максимуму  $M$  порядка, чем его первый минимум; (21б) — что первые минимумы спектров тонкой структуры совпадут с главными максимумами соседних ее спектров. В обоих случаях произойдет частичное перекрытие главных максимумов соседних спектров, формирующих огибающую. При уменьшении выбираемого  $H$  в случае (21в) отдельные спектры будут выделяться все яснее и главные максимумы полностью перестанут перекрываться при  $H < \frac{l}{2}$ .

Выбор  $H$  согласно (21в) имеет смысл лишь тогда, когда период  $Z(x)$  меньше  $l$ . Это может осуществиться, например, при дифракции света на амплитудно-модулированных ультразвуковых волнах, если

$$\frac{c}{\nu_{\text{мод}}} < l, \quad (22)$$

где  $\nu_{\text{мод}}$  — частота модуляции.

При  $H < \frac{l}{2}$  спектры тонкой структуры имеют физический смысл и наблюдаются экспериментально\*. При  $H > \frac{l}{2}$  представление огибающей дифракционных максимумов в виде результирующей от сложений амплитуд спектров тонкой структуры в зависимости от выбора  $H$  может

\* Примером может служить появление дополнительных спектров при дифракции света на амплитудно-модулированных ультразвуковых волнах [1, 2].

быть дано различными системами спектров и носит формальный характер, но конечный результат отражает реальную картину: расширение максимумов и изменение формы огибающей максимумов.

Рассмотрим вопрос о частотах световых колебаний. Как и в работах [9, 10] учет множителя  $e^{i\omega t}$ , где  $\omega$  — циклическая частота света, приводит к тому, что процесс колебаний во времени отражается множителем

$$e^{i\omega t + iN\Phi} = e^{i(\omega + N\Omega)t}$$

Таким образом, частота световых колебаний каждой группы спектров тонкой структуры  $N$ -го порядка не зависит от  $M$  и отличается от частоты недифрагированного света на  $N\Omega$ .

Благодаря независимости частоты колебаний от  $M$  амплитуды спектров тонкой структуры  $N$ -го максимума при наложении друг на друга должны складываться алгебраически.

Очевидно, что вследствие неравенства амплитуд спектров тонких структур, имеющих одинаковые индексы  $M$ , но формирующих огибающую максимумов различных порядков  $N$ , форма огибающей этих максимумов будет неодинакова. Она зависит от характера неоднородностей ультразвукового поля и, в отличие от случая Рамана и Ната — от амплитуды ультразвукового давления и индекса  $N$ , т. е. порядкового номера спектра.

Полные энергии световых волн, распространяющихся в направлениях различных максимумов, относятся между собой, как квадраты интегралов от огибающих этих максимумов.

Перейдем к механизму образования дифракционных изображений источника света, наблюдаемых на установке (рис. 1).

При конечных размерах источника света дифракционную картину можно рассматривать, как совокупность бесконечного количества дифракционных картин от плоских волн, создаваемых после прохождения через объектив  $O$ , каждой точкой источника света. Картины от отдельных точек сдвинуты друг относительно друга в пределах углового размера источника света. Если угловые размеры изображения источника света превышают углы отклонения существенных по амплитуде спектра тонкой структуры от основного направления дифракционных изображений источника света (щели) не зависят ни от характера неоднородностей ультразвукового пучка, ни от амплитуды ультразвукового давления. При этом в каждом направлении, не выходящем за пределы угловых размеров наблюдаемого дифракционного изображения источника света, будут распространяться все составляющие спектров тонкой структуры соответствующего дифракционного максимума. Это значит, что амплитуды света в дифракционных изображениях щели пропорциональны суммам амплитуд спектров тонких структур максимумов соответствующих порядков, или, что то же самое — интегралам от огибающих этих максимумов.

Рассмотрим ход изменения амплитуды света в дифракционных изображениях щели, как функции среднего значения ультразвукового давления, или пропорционального этому давлению аргумента функции Бесселя  $\xi_0$ .

Согласно элементарной теории Рамана и Ната амплитуды света в спектрах дифракции на идеальном ультразвуковом пучке при изменении ультразвукового давления меняются по закону бесселевых функций. В нашем случае фигурирует сложная зависимость амплитуды света в спектрах от аргументов  $\xi_0$ ,  $\xi_p$  и  $\eta_p$ , причем  $\xi_0$  соответствует усредненному ультразвуковому давлению. Очевидно, что законы изменения амплитуд света, как функций  $\xi_0$  будут близки к  $J_n(\xi_0)$  только если все

$\xi_p$  и  $\eta_p$  значительно меньше  $\xi_0$ . Вследствие того, что амплитуды спектров тонкой структуры являются нелинейными функциями  $\xi_p$  и  $\eta_p$  скорость отклонения от законов бесселевых функций с ростом ультразвукового давления должна увеличиваться\*.

Нулевые значения амплитуд света в спектральных изображениях источника света (щели) не являются функциями только  $\xi_0$ , а, как и все остальные значения, являются результатом сложения ряда функций. Поэтому  $\xi_0$  и ультразвуковые давления, которым соответствуют нулевые значения, могут не относиться между собой как корни бесселевых функций. Этот эффект удобно назвать «смещением нулей».

При изменении характера искажений ультразвукового поля меняются и аргументы  $\xi_p$  и  $\eta_p$ , что вызывает изменение величины смещения.

Если характер искажений поля неизменен, а амплитуды  $\xi_p$  и  $\eta_p$  не превышают 1,84 (аргумент максимума  $J_1$ ), то смещение аргументов  $\xi_0$ , которым соответствуют нулевые амплитуды дифракционных максимумов, увеличиваются с ростом порядковых номеров нулей.

**Формулы для приближенных расчетов амплитуд и интенсивностей света в наблюдаемых дифракционных максимумах (изображениях щели)**

Ограничимся членами формулы (14), для которых индексы равны нулю или  $\pm 1$ . Это означает, что верхние границы модулей аргументов бесселевых функций  $\xi$  и  $\eta$  должны удовлетворять условиям

$$\begin{aligned} |J_0(\xi_{\max})| - |2J_1(\xi_{\max})| &\gg |2 \sum J_k(\xi_{\max})|, \\ |J_0(\eta_{\max})| - |2J_1(\eta_{\max})| &\gg |2 \sum J_k(\eta_{\max})|. \end{aligned} \quad (23)$$

Практически, например, можно считать, что  $|\xi|$  и  $|\eta|$  не должны превышать 0,5.

Слагаемые формулы (14) стремятся к нулю, если число входящих в  $\Psi_{n \dots u_p}$  бесселевых функций с индексами, не равными нулю, стремятся к бесконечности. Пренебрегая ими (так как они распределены и по бесконечному пространству), будем рассматривать лишь те  $\Psi_{n \dots u_p}$ , которые содержат имеющие предел произведения бесконечного числа бесселевых функций нулевого порядка от различных  $\xi_p$  и  $\eta_p$ , на конечное число функций первого порядка.

Для того, чтобы выделить бесконечное произведение бесселевых функций нулевого порядка, разделим все входящие в данное  $\Psi$  функции  $J_1(\xi_p)$  и  $J_1(\eta_p)$  соответственно на  $J_0$  от тех же аргументов.

Представим (12) так:

$$\Psi_{n \dots u_p} = L J_0(\xi_0) F_{r_p, s_p, t_p, u_p} \quad (24)$$

Здесь

$$\begin{aligned} L &= \prod_{p=1}^{\infty} J_0^2(\xi_p) J_0^2(\eta_p), \\ F_{r \dots u_p} &= \prod_{p=1}^{\hat{p}} \frac{J_{r_p}(\xi_p)}{J_0(\xi_p)} \frac{J_{s_p}(\xi_p)}{J_0(\xi_p)} \frac{J_{t_p}(\eta_p)}{J_0(\eta_p)} \frac{J_{u_p}(\eta_p)}{J_0(\eta_p)}. \end{aligned}$$

В выражении  $F$  предел  $\hat{p}$  означает максимальный порядок разложения Фурье, который нужен для аппроксимации функции  $Z(x)$  ее рядом Фурье с выбранной степенью точности, индексы  $r_p, s_p, t_p, u_p$  равны нулю или  $\pm 1$ .

\* При условии, что  $\xi_p$  и  $\eta_p$  не превышают 1,84, т. е. значения аргумента максимума  $J_1$ .



При введенных ограничениях и пренебрежении членами, четыре и более индекса которых одновременно равны единице, с помощью специальной методики не трудно расписать формулу (14).

Вспользуемся вспомогательными обозначениями

$$\left. \begin{aligned} G_{\xi} &= \sum_{i,k=1}^{\hat{p}} Y_{ik}(\xi_i, \xi_k), \\ G_{\eta} &= \sum_{i,k=1}^{\hat{p}} Y_{ik}(\eta_i, \eta_k), \\ g_{\xi} &= \sum_{i=1}^{\hat{p}} Y_{ii}(\xi_i), \\ g_{\eta} &= \sum_{i=1}^{\hat{p}} Y_{ii}(\eta_i). \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Здесь

$$Y_{ik} = \frac{J_1(x_i)}{J_0(x_i)} \cdot \frac{J_1(x_k)}{J_0(x_k)},$$

где под  $x_i$  и  $x_k$  подразумевается значения либо аргументов  $\xi_i$  и  $\xi_k$ , либо аргументов  $\eta_i$  и  $\eta_k$ , в зависимости от того, какой индекс ( $\xi$  или  $\eta$ ) имеют вычисляемые коэффициенты  $G$  и  $g$ .

Приведя подобные члены в (14) и допуская в некоторых случаях приближенные замены

$$\frac{J_1(\xi_p)}{J_0(\xi_p)} \approx 0,52 \xi_p,$$

и обозначив

$$\delta = 1,04 \sum_{p=1}^{\hat{p}} \xi_p,$$

можно получить формулу для расчета амплитуды дифракционных максимумов  $N$ -го порядка  $A_N$  при конечных размерах источника света.

$$A_N \sim L \sum_{n=-3}^3 (-i)^{N-2n} \sigma_n J_{N+n}(\xi_0), \quad (26)$$

$$\sigma_0 = 1 + 2(G_{\eta} - G_{\xi}), \quad (26a)$$

$$\sigma_1 = \delta \left[ 1 + G_{\eta} + 2(G_{\eta} - g_{\eta}) - \frac{1}{2}(G_{\xi} - g_{\xi}) \right], \quad (26b)$$

$$\sigma_2 = 2G_{\xi} - g_{\xi} + g_{\eta}, \quad (26в)$$

$$\sigma_3 = \delta \left[ G_{\eta} - 2(G_{\eta} - g_{\eta}) + \frac{1}{2}(G_{\xi} - g_{\xi}) \right]. \quad (26г)$$

причем

$$\sigma_{-1} = -\sigma_1, \quad \sigma_{-2} = \sigma_2, \quad \sigma_{-3} = -\sigma_3.$$

Отношения интенсивностей света в максимумах равны  $\frac{A_{N_1}^2}{A_{N_2}^2}$ .

Расчеты по выведенным формулам можно существенно облегчить, употребляя специально разработанные графики и шаблоны, которые мы здесь не приводим из-за их громоздкости (за исключением одного графика рис. 3).

График рис. 3 предназначен для вычисления величин  $Y_{ik}$ , суммой которых являются коэффициенты  $G_z$ ,  $G_\gamma$ ,  $g_z$ ,  $g_\gamma$  (см. формулы (25)).

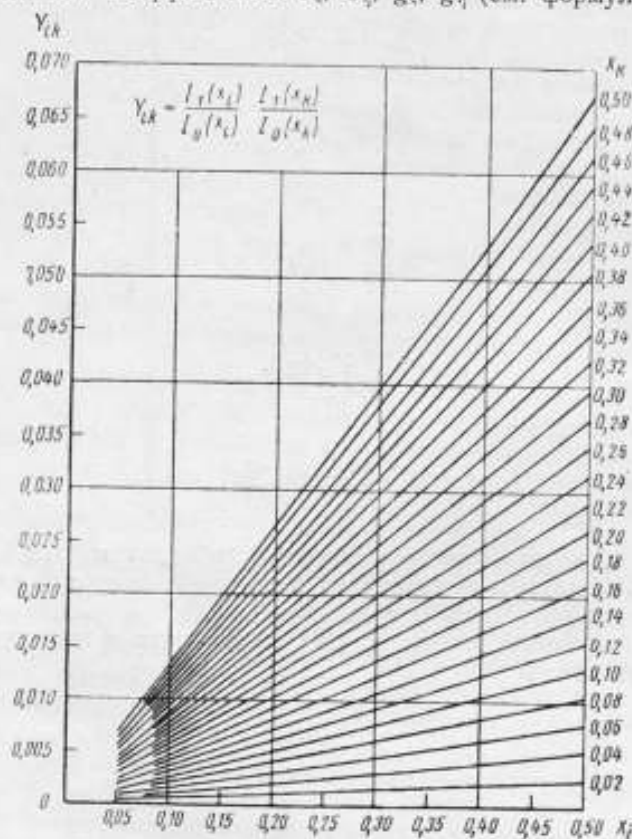


Рис. 3. График для определения значений  $Y_{ik}$

Аргументы  $x_i$  отложены по оси абсцисс, аргументы  $x_k$  являются параметрами; значения  $x_k$  помещены возле соответствующих им кривых  $Y_{ik}(x_i, x_k)$  в столбце чисел справа от них.

Значение  $Y_{ik}(x_i, x_k)$  определяется по ординате точки, имеющей аргумент  $x_i$ , (т. е.  $\xi_i$  или  $\gamma_i$ ) и лежащей на кривой с параметром  $x_k$  (т. е. соответственно  $\xi_k$  или  $\gamma_k$ ).

#### Поправки к реперным точкам для абсолютных измерений ультразвуковых давлений

С целью проведения расчета с возможно меньшими значениями  $\xi_p$  и  $\gamma_p$  выберем в качестве реперной точки первый нуль нулевого порядка спектра.

Выберем два значения аргумента  $\xi_0^1$  и  $\xi_0^2$ , отличающиеся от  $j_{0,1}$  на величину допустимой систематической погрешности.

Согласно графикам бесселевых функций будем считать, что в области значений аргументов, отличающихся от  $j_{0,1} = 2,40$  не более, чем на 10—15% его величины, функция  $A(\xi_0)$  линейна.

Обозначим  $|\xi_0^1 - j_{0,1}| = |\xi_0^2 - j_{0,1}| = \kappa$ .

Проведя исследование вида функции  $Z(x)$  с помощью установки темного поля или другими способами, следует разложить  $Z(x)$  на гармоники и вычислить коэффициенты  $G_1, G_2, g_1, g_2$  и  $\delta$ , пользуясь графиком, приведенным на рис. 3.

Для оценки условий, при которых  $\Delta \xi_0 < x$ , вычисляются или оцениваются  $A_1$  и  $A_2$ , соответствующие  $\xi_0^1$  и  $\xi_0^2$  (см. рис. 4).

Из рисунка следует, что условия, при которых смещение  $\Delta \xi_0 < x$ , запишутся в виде

$$A_1 > 0, A_2 < 0. \quad (27)$$

Если  $|A_1| > |A_2|$ , то смещение происходит вправо, если  $|A_1| < |A_2|$  — влево.

Величина смещения находится по формуле:

$$\Delta \xi_0 = \frac{x |A_1 - A_2|}{|A_1 + A_2|}, \quad (28)$$

вытекающей из соотношения сторон треугольников (рис. 4). Расчет по определению величины смещения может считаться справедливым, если найденное  $\Delta \xi_0$  не выходит за пределы значений  $\xi$ , в которых функция  $A$  сохраняет линейность. Таким образом для вычисления любых смещений в пределах сохранения линейности  $A$  допустимо пользоваться

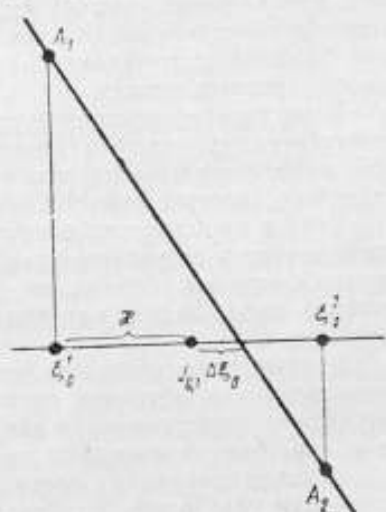


Рис. 4. Эффект «смещения нулей»

одними и теми же значениями  $\xi_0^1$  и  $\xi_0^2$ .

Выберем в качестве  $\xi_0^1$  и  $\xi_0^2$  величины  $\xi_0^1 = 2,333$  и  $\xi_0^2 = 2,447$ , которые отличаются от  $j_{0,1}$  на 3%.

Подставив в формулу (26) значения бесселевых функций, соответствующих этим точкам и перегруппировав члены, получаем:

$$A_1 \sim 0,038 + 1,604G_2 + 0,076G_1 - 0,840(g_2 - g_1) + \\ + (0,349G_2 - 2,830G_1 - 0,349g_2 + 1,396g_1 - 1,066)\delta; \quad (29a)$$

$$A_2 \sim -0,037 + 1,838G_2 - 0,074G_1 - 0,882(g_2 - g_1) + \\ + (0,289G_2 - 2,582G_1 - 0,289g_2 + 1,156g_1 - 1,002)\delta. \quad (29b)$$

Выражения (27) и (28), служащие для оценки или определения величины смещения реперных точек, по которым измеряются ультразвуковые давления, могут употребляться при градуировках гидрофонов методом «дифракционных спектров» и являться ориентиром в работах, связанных с выбором типовых условий градуировки гидрофонов и определения ультразвуковых давлений, при которых реперные точки не требуют поправок.

### Выводы

При дифракции плоской световой волны на неоднородном по амплитуде и фазе ультразвуковом пучке бегущих волн имеет место зависимость ширины и формы огибающей каждого дифракционного максимума от характера неоднородностей ультразвукового пучка и, в отличие от случая Рамана и Ната, — от амплитуды ультразвукового давления и порядкового номера спектра.

Если угловые размеры источника света намного превышают ширину дифракционных максимумов, то направления наблюдаемых дифракционных изображений источника (щели) с точностью до краевых эффектов не зависят ни от характера неоднородностей, ни от амплитуды ультразвукового давления. В то же время, ход кривых интенсивности этих изображений, как функций амплитуд ультразвукового давления, может в значительной степени отличаться от закона квадратов бесселевых функций, справедливого для дифракции света на однородных ультразвуковых пучках.

В частности, отношение усредненных ультразвуковых давлений, соответствующих нулевым интенсивностям дифракционных изображений источника света (щели), может не быть пропорциональным отношению корней бесселевых функций.

Если в направлении распространения ультразвуковых волн имеется периодичность структуры ультразвукового пучка типа амплитудной модуляции, причем период ее меньше размеров области дифракции, должны наблюдаться сателлиты дифракционных максимумов (тонкая структура).

В предположениях, что неоднородности ультразвуковых пучков не очень велики и источник света имеет конечные размеры, может быть рассчитана дифракционная картина, наблюдаемая при дифракции света на конкретных, полученных экспериментально ультразвуковых пучках.

Явление дифракции света на ультразвуке можно использовать для измерений ультразвуковых давлений не только в идеализированных, но и в неоднородных по амплитуде и форме линий фронтов волн ультразвуковых пучках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. R. Aggarwal. Diffraction of Light by Ultrasonic Waves. Journ. Sci. Indust. Res. 9B, 110 (1950).
2. R. R. Aggarwal, M. Pancholy, S. Parthasarathy. Diffraction of Light by Amplitude Modulated Ultrasonic Beam, Journ. Sci. Indust. Res. 9B, 107 (1950).
3. Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций, ч. 2, ИЛ, Москва, 1949.
4. Л. Бергман. Ультразвук, ИЛ, Москва, 1957.
5. В. Л. Власов. Авторское свидетельство № 120350, приоритет от 10/III 1958 г.
6. В. Л. Власов. Исследование ультразвуковых полей высоких частот в жидкости методом оптической микрофазометрии. Труды институтов Комитета Стандартов, ВНИИФТРИ, вып. 45 (105), «Акустические и гидроакустические измерения», 1960.
7. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. Гидрометеониздат, 1959.
8. К. Н. Погодаев. Распределение интенсивности света в спектрах на ультразвуках при высоких напряжениях на кварце. ЖТФ, № 11, 474, 1941.
9. C. V. Raman, Nagendra Nath N. S. The Diffraction of Light by High Frequency Sound Waves. Proc. Indian Acad. Sci. A2 405, (1935).
10. С. И. Рытов. Дифракция света на ультразвуковых волнах. Известия АН СССР, сер. физ. № 2, 223, 1957.
11. В. А. Шутитов. Оптические исследования формы ультразвуковой волны большой амплитуды в жидкости. Акуст. ж., вып. 2, 231, 1959.

Статья поступила в апреле 1961 года.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОГО ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ГРАДУИРОВКИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ГИДРОФОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 200 кГц — 1 МГц

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию нового оптико-интерференционного метода градуировки ультразвуковых приемников, предложенного автором [1] и частично описанного в [2, 3].

Этот метод основан на сочетании абсолютного измерения оптическим методом разности хода светового луча при его прохождении через неоднородный ультразвуковой пучок и относительного измерения распределения амплитуды и фазы ультразвукового давления, производимого самим градуируемым приемником вдоль пути светового луча.

Наиболее важной отличительной особенностью нового метода является возможность градуировки приемника по полю бегущей волны, несмотря на наличие отраженных волн, если последние пересекают световой луч под таким углом, что вносимая ими разность хода оказывается равной нулю. Практически устранение влияния отраженных волн на градуировку достигается путем применения отражателя ультразвука, устанавливаемого под углом  $10-20^\circ$  относительно вертикали.

Другой не менее важной особенностью оптического метода является принципиальная применимость его во всем диапазоне инфразвуковых, звуковых и ультразвуковых частот.

Для градуировки приемников указанным методом и его экспериментального исследования была разработана специальная электронно-вычислительная аппаратура для записи амплитудно-фазовых соотношений и их интегралов по координате в ультразвуковом поле при автоматическом движении градуируемого приемника вдоль пути светового луча. Величина чувствительности получается как отношение двух интегральных величин: интеграла по координате от напряжения с учетом фазы, получаемого электронно-вычислительным устройством, и интеграла по координате от звукового давления также с учетом фазы, т. е. оптической разности хода, вносимой ультразвуком, которая измеряется с помощью интерферометра Майкельсона.

При исследовании нового метода большое внимание было уделено анализу и изучению источников погрешностей и путей их устранения или сведения к минимуму.

В процессе теоретических и экспериментальных исследований были найдены некоторые общие закономерности, относящиеся к исследованию звуковых полей оптическими методами. Показано, например (теоретически и экспериментально), что при оптических исследованиях, в частности для правильного измерения интенсивности ультразвука, необходимо учитывать распределение не только амплитуды, но и фазы звукового давления вдоль пути светового луча; неучет последнего может привести к значительной ошибке  $\sim 50\%$  и выше.

## 1. Теория метода

1. Выражение разности хода светового луча в ультразвуковом поле квазиплоских бегущих волн при наличии отражений. Пусть мы имеем ультразвуковое поле, состоящее из направленного ультразвукового пучка квазиплоских волн, распространяющихся от поршневого излучателя вдоль оси  $x$ , и произвольного количества пучков отраженных квазиплоских волн, направленных под разными углами к прямой волне. Выразим звуковое поле в виде

$$\Delta p_0(\vec{r}) e^{i(\omega t - kx + \varphi_0(\vec{r}))} + \sum_{n=1}^N \Delta p_n(\vec{r}) e^{i(\omega t - (k_n \vec{r}) + \varphi_n(\vec{r}))}, \quad (1)$$

где  $\vec{r} = [x, y, z]$  — радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку с координатами  $x, y, z$ ;

$\vec{k}_n = [k_x^{(n)}, k_y^{(n)}, k_z^{(n)}]$  — волновой вектор;

$(\vec{k}_n \vec{r}) = k_x^{(n)}x + k_y^{(n)}y + k_z^{(n)}z$  — скалярное произведение волнового вектора на радиус-вектор;

$k_n = \sqrt{(k_x^{(n)})^2 + (k_y^{(n)})^2 + (k_z^{(n)})^2}$  — модуль волнового вектора;

$\Delta p_0(\vec{r})$  и  $\varphi_0(\vec{r})$  — распределение соответственно амплитуды и фазы ультразвукового давления в бегущей волне;

$\Delta p_n(\vec{r})$  и  $\varphi_n(\vec{r})$  — то же самое, в отраженных волнах.

Как показывают многочисленные теоретические и экспериментальные исследования [4, 5] распределение амплитуды и фазы звукового

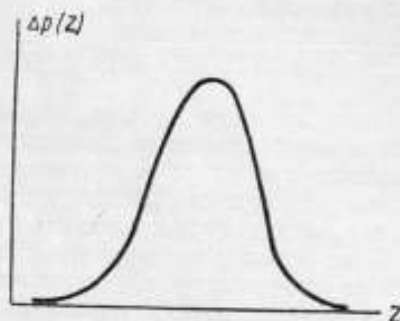


Рис. 1. Характер распределения амплитуды ультразвукового давления в поперечном сечении ультразвукового пучка

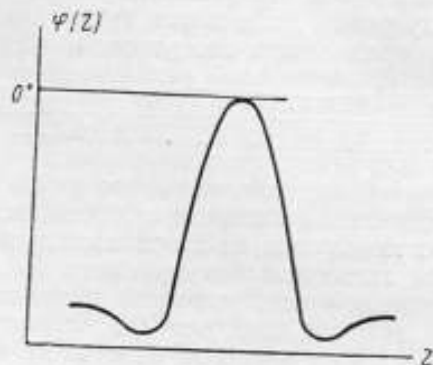


Рис. 2. Характер распределения фазы ультразвукового давления в поперечном сечении ультразвукового пучка

давления в поперечном сечении ультразвукового пучка, т. е.  $\Delta p(y, z)$  и  $\varphi(y, z)$  имеет вид колоколообразной функции, показанной на рис. 1 и 2.

Для удобства и сокращения дальнейших вычислений можно представить описываемое ультразвуковое поле, состоящее из бегущей волны и  $N$  отраженных в виде суммы соответствующих  $(N+1)$  комплексных векторов, являющихся функцией радиуса — вектора  $\vec{r}$ , проведенного из начала координат в данную точку поля с координатами  $x, y, z$ . Иначе говоря, ультразвуковое поле описывается нами с помощью комплексного векторного поля.

Действительно, введя обозначения

$$\begin{aligned}\psi_0(\vec{r}) &= kx - \varphi_0(\vec{r}), \\ \psi_n(\vec{r}) &= (\vec{k}_n \vec{r}) - \varphi_n(\vec{r}), \\ \overline{\Delta p_n(\vec{r})} &= \Delta p_n(\vec{r}) e^{-i\psi_n(\vec{r})},\end{aligned}\quad (2)$$

где черта означает комплексный вектор, получим выражение для ультразвукового поля (1) (опуская временной множитель  $e^{i\omega t}$ ) в виде

$$\sum_{n=0}^N \overline{\Delta p_n(\vec{r})}.\quad (3)$$

Вектор суммы комплексных векторов обозначим через  $\overline{P(\vec{r})}$ .

$$\overline{P(\vec{r})} = P(\vec{r}) e^{i\Phi(\vec{r})} = \sum \overline{\Delta p_n(\vec{r})}.\quad (4)$$

Модуль этого вектора  $P(\vec{r})$  дает суммарную амплитуду давления прямой и отраженных волн в каждой точке пространства, соответствующей радиусу-вектору, а его фаза  $\Phi(\vec{r})$  дает суммарную фазу давления прямой и отраженных волн. Выражая правую часть (4) по формуле Эйлера в виде суммы действительной и мнимой части, получим для  $\overline{P(\vec{r})}$  следующее выражение:

$$P(\vec{r}) = \sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r}) \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r}) \right]^2}.\quad (5)$$

Фаза звукового давления  $\Phi(\vec{r})$ , получаемая как отношение мнимой части выражения (4) к действительной, имеет вид:

$$\operatorname{tg} \Phi(\vec{r}) = \frac{\sum_{n=0}^N \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r})}{\sum_{n=0}^N \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r})}.\quad (6)$$

Разность хода, создаваемая для светового луча таким сложным ультразвуковым полем, находится путем интегрирования комплексного вектора  $\overline{P(\vec{r})}$  по координате  $z$ , т. е. вдоль пути светового луча, и также будет являться комплексным вектором  $\overline{Z(x, y)}$ , модуль которого есть  $Z(x, y)$ , а фаза  $\Theta(x, y)$

$$\overline{Z(x, y)} = Z(x, y) e^{i\Theta(x, y)} = \frac{dn}{dp} \int_0^{z_1} \overline{P(\vec{r})} dz,\quad (7)$$

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

или

$$\overline{Z(x, y)} = \sum_{n=0}^N \frac{dn}{dp} \int_0^{z_1} \overline{\Delta p_n(\vec{r})} dz = \sum_{n=0}^N \overline{Z_n(x, y)} = \sum_{n=0}^N Z_n(x, y) e^{i\Theta_n(x, y)},\quad (8)$$

где  $\overline{Z_n(x, y)}$  — комплексная разность хода, соответствующая  $n$ -ой составляющей ультразвукового поля, а  $Z_n(x, y)$  и  $\Theta(x, y)$  — соответственно его модуль и фаза.

Таким образом, для получения суммарной разности хода, создаваемой сложным полем, разности хода, вносимые прямой и  $N$  отраженными волнами, складываются геометрически, как комплексные векторы. Модуль  $Z(x, y)$  и фаза  $\Theta(x, y)$  комплексной разности хода  $Z(x, y)$  получаются аналогично (5) и (6).

$$Z(x, y) = \sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N Z_n(x, y) \cos \Theta_n(x, y) \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N Z_n(x, y) \sin \Theta_n(x, y) \right]^2}, \quad (9)$$

$$\operatorname{tg} \Theta(x, y) = \frac{\sum_{n=0}^N Z_n(x, y) \sin \Theta_n(x, y)}{\sum_{n=0}^N Z_n(x, y) \cos \Theta_n(x, y)}. \quad (10)$$

Модуль  $Z(x, y)$  выражает амплитудное значение оптической длины пути, называемой просто разностью хода, и является той величиной, которая измеряется на опыте в оптических методах. Напишем еще выражения суммарной разности хода и ее фазы в зависимости от амплитуд и фаз ультразвуковых давлений, создаваемых прямой и отраженными волнами.

Подставив в (8) выражение (2), найдем аналогично (9) и (10)

$$Z(x, y) = \frac{dn}{dp} \sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r}) dz \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r}) dz \right]^2}, \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \Theta(x, y) = \frac{\sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r}) dz}{\sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r}) dz}. \quad (12)$$

Преобразуем теперь окончательно формулы (9) и (11) так, чтобы они имели наглядный физический смысл. Для этого воспользуемся свойством инвариантности выражений вида (9) или (11) по отношению к начальному сдвигу фазы  $\varphi_0$ . Например, для (11) имеет место следующее равенство, что легко доказать простой подстановкой.

$$\begin{aligned} & \sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos(\psi_n(\vec{r}) + \varphi_0) dz \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \sin(\psi_n(\vec{r}) + \varphi_0) dz \right]^2} = \\ & = \sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r}) dz \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r}) dz \right]^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Положим  $\varphi_0$  равным значению, определяемому равенством (14),

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = - \frac{\sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \sin \psi_n(\vec{r}) dz}{\sum_{n=0}^N \int_0^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos \psi_n(\vec{r}) dz}. \quad (14)$$



Второе слагаемое в выражениях (9) и (11) обратится в 0; в этом можно убедиться прямой подстановкой. Выражения (9) и (11) примут следующий вид:

$$Z(x, y) = \sum_{n=0}^N Z_n(x, y) \cos[\Theta_n(x, y) + \varphi_0], \quad (15)$$

$$Z(x, y) = \int_{\delta}^{z_1} \sum_{n=0}^N \Delta p_n(\vec{r}) \cos[\psi_n(\vec{r}) + \varphi_0] dz. \quad (16)$$

Между слагаемыми (15) и (16) имеется связь, которую легко получить, учтя (8):

$$Z_n(x, y) \cos[\Theta_n(x, y) + \varphi_0] = \int_{\delta}^{z_1} \Delta p_n(\vec{r}) \cos[\psi_n(\vec{r}) + \varphi_0] dz. \quad (16')$$

2. Градуировка приемников в поле чисто бегущих волн. Пусть у нас имеется ультразвуковой приемник (шуп) таких размеров, что кривизной фронта волны можно пренебречь, а давление по фазовому фронту можно считать постоянным в пределах диаметра шупа. В этом случае можно считать, что на приемник, помещенный в любую точку пучка квазиплоских бегущих волн, падает идеально плоская волна. Обозначим чувствительность приемника по полю плоских волн через  $E_0$ .

Будем считать эту чувствительность постоянной в небольшом интервале углов падения волны на приемник, соответствующих некоторому углу искривления фронта квазиплоской волны от оси к периферии пучка при движении шупа вдоль пути светового луча. При всех этих допущениях можно считать, что распределение амплитуды снимаемого со шупа напряжения  $V_0(x, y, z)$  и его фазы  $\psi_0(x, y, z)$ , будет точно соответствовать распределению амплитуды и фазы ультразвукового давления, например, вдоль светового луча  $z$ . Иначе говоря, при фиксированных координатах  $x, y$

$$V_0(z) = E_0 \Delta p_0(z),$$

$$\psi_0'(z) = \psi_0(z).$$

Чтобы вывести формулы для определения чувствительности приемника, будем считать, что отраженных волн нет и положим в выражении (11) все  $\Delta p_n(\vec{r})$  равными нулю, кроме  $\Delta p_0(\vec{r})$ . Умножив правую и левую части на  $E_0$ , мы получим уже известную из [1, 2, 3] формулу:

$$E_0 = \frac{dn}{dp} \cdot \frac{\sqrt{\left[ \int_0^{z_1} V_0(z) \cos \psi_0(z) dz \right]^2 + \left[ \int_0^{z_1} V_0(z) \sin \psi_0(z) dz \right]^2}}{Z}. \quad (17)$$

Таким образом, методика определения чувствительности шупа (см. [1, 2, 3]) сводится к измерению разности хода  $Z$  каким-либо оптическим методом и измерению распределения амплитуды и фазы напряжения  $V_0(z)$  и  $\psi_0(z)$ , снимаемых со шупа при движении его вдоль пути светового луча. Как увидим ниже, с помощью специальной электронной аппаратуры оказывается возможным сразу измерить величины, входящие в числитель (17) под знак корня. Для наглядности и выяснения физического смысла формула (17) может быть еще представлена, используя свойство инвариантности, в другом виде

$$E_0 = \frac{dn}{dp} \cdot \frac{\int_0^{z_1} V_0(z) \cos[\psi_0(z) + \varphi_0] dz}{Z}, \quad (18)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi'_0 = - \frac{\int_0^{z_1} V_0(z) \sin \psi_0(z) dz}{\int_0^{z_1} V_0(z) \cos \psi_0(z) dz}.$$

Если не учитывать распределение фазы  $\psi_0(z)$ , то формула чувствительности примет вид

$$E = \frac{dn}{dp} \cdot \frac{\int_0^{z_1} V_0(z) dz}{z}. \quad (18')$$

Из формулы (18') видно, что кривая распределения амплитуды с учетом фазы лежит всегда ниже кривой, учитывающей лишь распределение одной амплитуды.

Действительно, всегда

$$V_0(z) > V_0(z) \cos(\psi_0(z) + \varphi'_0),$$

а поэтому значение чувствительности, определяемой по приближенной формуле, учитывающей одно лишь распределение амплитуды, окажется завышенным. Соответственно окажется завышенной и величина давления,

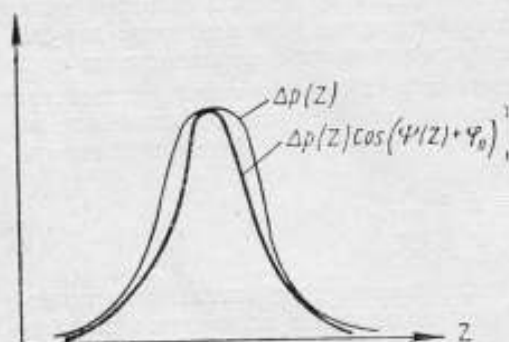


Рис. 3. Характер функций  $\Delta p(z)$  и  $\Delta p(z) \cos(\psi(z) + \varphi'_0)$

измеряемая оптическим методом, если учитывать лишь одно распределение амплитуды. Это завышение, как мы увидим далее, может оказаться довольно значительным (более 50%).

На рис. 3 показан вид подынтегральных функций (18) и (18'), когда  $\Delta p_0(z)$  и  $\psi_0(z)$  имеют вид, изображенный на рис. 1 и 2.

3. Градуировка приемника в поле бегущих волн при наличии отражений. Пусть щуп в общем случае обладает

некруговой диаграммой направленности (в отношении размеров к нему предъявляются те же требования, что и в п. 2). Обозначим чувствительность щупа в направлении прихода прямой и отраженных волн соответственно через  $E_0, E_1, \dots, E_n$ . Комплексные векторы напряжений, возникающих на выходе приемника при поступлении на него прямой и каждой из отраженных волн, будут связаны с соответствующими комплексными векторами давлений в этих волнах следующим соотношением:

$$\overline{V_n(\vec{r})} = V_n(\vec{r}) e^{-i\psi_n(\vec{r})} = E_n \overline{\Delta p_n(\vec{r})} = E_n \Delta p_n(\vec{r}) e^{-i\psi_n(\vec{r})}, \quad (19)$$

где  $V_n(\vec{r}), \psi_n(\vec{r})$  — соответственно амплитуды и фазы напряжений. Формуле (19) соответствует равенство по амплитудам:

$$V_n(\vec{r}) = E_n \Delta p_n(\vec{r}). \quad (19')$$

Суммарный комплексный вектор  $\overline{V(\vec{r})}$  напряжения, возникающего на выходе приемника, будет равен сумме комплексных векторов, возникающих от каждой составляющей поля.

$$\overline{V(\vec{r})} = V(\vec{r}) e^{i\theta(\vec{r})} = \sum_{n=0}^N \overline{V_n(\vec{r})} = \sum_{n=0}^N E_n \Delta p_n(\vec{r}), \quad (20)$$

где  $V(\vec{r})$ ,  $\theta(\vec{r})$  — соответственно амплитуда и фаза суммарного напряжения. При движении щупа вдоль пути светового луча в этом поле амплитуда и фаза напряжения на его выходе будут меняться, как  $V(z)$  и  $\theta(z)$  (при фиксированных координатах  $x, y$ ). Составим выражение, аналогичное формуле (17) и обозначим его условно через  $E'$ :

$$E' = \frac{dn}{dp} \frac{\sqrt{\left[ \int_0^{z_1} V(z) \cos \theta(z) dz \right]^2 + \left[ \int_0^{z_1} V(z) \sin \theta(z) dz \right]^2}}{Z}, \quad (21)$$

Для выяснения физического смысла запишем его в несколько ином виде. Знаменатель преобразуем по формуле (16), а числитель — используя свойство инвариантности и (19) и (19'). В этом случае получим:

$$E' = \frac{dn}{dp} \frac{\int_0^{z_1} \sum_{n=0}^N E_n \Delta p_n(z) \cos [\psi_n(z) + \varphi_0] dz}{\int_0^{z_1} \sum_{n=0}^N \Delta p_n(z) \cos [\psi_n(z) + \varphi_0] dz}, \quad (22)$$

где

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = - \frac{\int_0^{z_1} \sum_{n=0}^N V_n(z) \sin \psi_n(z) dz}{\int_0^{z_1} \sum_{n=0}^N V_n(z) \cos \psi_n(z) dz}, \quad (22')$$

Запишем формулу еще в одном виде, удобном для получения численных данных (вывод этой формулы опускаем).

$$E' = \frac{\sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N E_n Z_n \cos \theta_n \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N E_n Z_n \sin \theta_n \right]^2}}{\sqrt{\left[ \sum_{n=0}^N Z_n \cos \theta_n \right]^2 + \left[ \sum_{n=0}^N Z_n \sin \theta_n \right]^2}}. \quad (23)$$

При анализе полученных формул (21), (22), (23) рассмотрим два случая.

1) Диаграмма направленности щупа круговая.

В этом случае  $E_0 = E_1, \dots, E_n = E$ ; и, как следует по формуле (23),  $E' = E_0$ .

Таким образом, при круговой диаграмме направленности щупа его можно градуировать оптическим методом в поле бегущих волн и при наличии отраженных, причем из формулы (21) получается значение чувствительности по полю бегущей волны.

2) Диаграмма направленности не круговая. В этом случае полученное значение  $E'$  не соответствует значению чувствительности в направлении прихода прямой волны  $E_0$ . Однако, в частном случае, когда отраженные волны приходят под такими углами к световому лучу, что

вносимые ими разности хода оказываются равным нулю, либо пренебрежимо малыми (для этого эти углы должны быть достаточно большими  $\sim 10-20^\circ$  см. [6]), полученное из формулы (21) значение  $E'$  равно  $E_0$ . Действительно, если в формуле (23) положить все  $Z_n$ , кроме  $Z_0$ , равными нулю, то окажется, что  $E' = E_0$ .

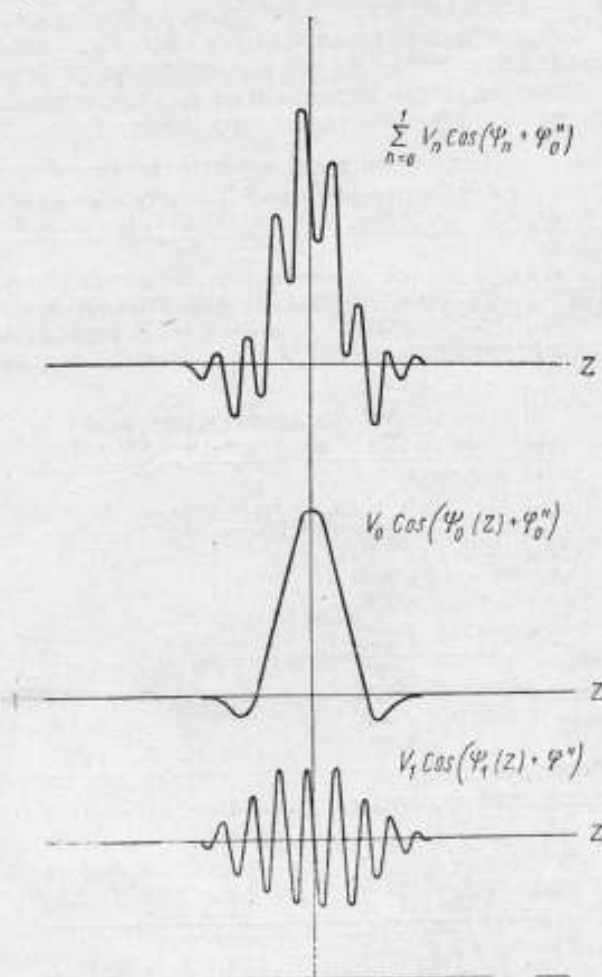


Рис. 4. Образование амплитудно-фазового распределения давления в поперечном сечении ультразвукового пучка, как результат сложения прямой и отраженной под углом волны

Физический смысл полученного результата легко уяснить из формулы (22). Действительно, если все  $Z_n$  (кроме  $Z_0$ ) равны нулю, то, как следует из (16'), интегралы всех слагаемых (кроме 1-го) в знаменателе (22) также равны нулю.

В силу свойства инвариантности они должны сохранять свое значение при любых начальных фазах, т. е. в данном случае оставаться равными нулю при любых начальных фазах и поэтому интегралы всех слагаемых в числителе (кроме 1-го) также будут равны нулю. Таким образом, несмотря на то, что отраженные волны изменяют вид кривой амплитудно-фазового распределения напряжения на выходе градуируемого приемника при движении его вдоль пути светового луча (см. [22]), интеграл от этой кривой по координате остается равным той же величине.

как и в случае одной чисто бегущей волны. Разность хода, как уже было сказано, также будет равна разности хода, создаваемой одной бегущей волной. Формула (21) перейдет при этом в формулу (17).

Для случая прямой и одной отраженной волны на рис. 4 наглядно представлены вид каждого слагаемого в числителе (22) и общий вид амплитудно-фазового распределения, когда интеграл от слагаемого, связанного с отраженной волной равен нулю.

## II. Экспериментальная часть

1. Описание установки и электронной аппаратуры. Установка и электронная аппаратура достаточно подробно описаны в [6]. Здесь приведем их блок-схемы с кратким описанием. Макет установки для градуировки образцовых приемников (рис. 5а, б) состоит из интерференционного компаратора Кестера (интерферометр Майкельсона), измерительной ванны, дополнительной ванны, координатника для установки излучателя, устройства для автоматического передвижения градуируемого приемника и измерительной электронной аппаратуры. (Конструкции титанат-бариевых излучателей были описаны в [21], а конструкция градуируемых приемников — в [7]).

Измерительная электронная аппаратура (рис. 6) предназначена для записи амплитудно-фазовых соотношений и интегралов, входящих в формулу чувствительности. Она состоит из блока фазовращателей с АРУ, блока преобразователей частоты, блока суммирующего устройства, блока интеграторов и четырех самописцев постоянного тока (на 2 ма). Назначение каждого блока видно из приведенных на блок-схеме функциональных зависимостей напряжений на их выходах. Общий принцип работы описан в [8].

2. Анализ источников систематических и случайных погрешностей метода, электронной аппаратуры и установки и пути их устранения. В процессе исследования данного метода были проанализированы возможные источники систематических и случайных погрешностей и найдены пути их устранения или сведения к минимуму.

1) Погрешность, обусловленная нестабильностью частоты ультразвукового генератора и изменением температуры в измерительной ванне под действием ультразвука. При небольшом изменении частоты или температуры на значительном (в масштабе длины ультразвуковых волн) расстоянии от излучателя в месте, где помещен щуп, может происходить за время измерения амплитудно-фазовых соотношений значительное изменение начальной фазы по отношению к фазе опорного напряжения. Это приведет к погрешности при измерении величины, стоящей в числителе формулы (17). Как показал эксперимент, за время измерения фаза могла уйти примерно на  $30^\circ$ . Эта ошибка полностью устраняется применением дополнительной ванны, где дополнительный приемник, с которого берется опорное гетеродинное напряжение, помещен на том же расстоянии от излучателя, что и градуируемый.

2) Погрешность, связанная с неточностью настройки гетеродинных напряжений на  $90^\circ$  при двойном преобразовании частоты (см. блок-схему рис. 6). Эта неточность настройки приводит к тому, что синус и косинус в формуле чувствительности (17) будут зависеть от различных аргументов, отличающихся на некоторую постоянную величину  $\Delta\varphi$ , равную неточности сдвига на  $90^\circ$ .

Можно показать [6], что относительная погрешность  $\delta$  измерения величины, стоящей в формуле чувствительности (17), будет выражаться формулой:

$$\delta\% = \pm \frac{\Delta\varphi_1}{2} 100\%.$$

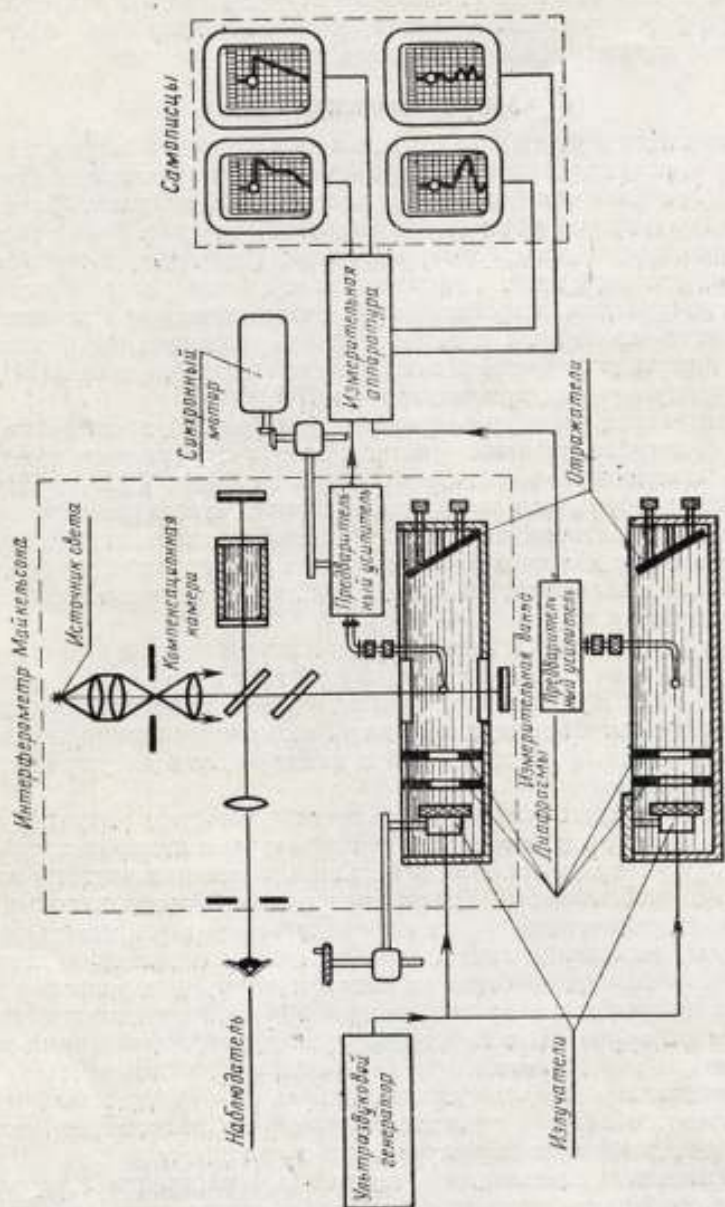


Рис. 5а. Блок-схема макета установки для градуировки образцовых приемников

При неточности настройки, когда  $\Delta\varphi_1 = 1^\circ$ ,  $\delta = \pm 1\%$ . От этой погрешности можно радикально избавиться, если начальную фазу напряжения выбрать так, чтобы один из измеряемых интегралов в (17) оказался равным нулю (см. свойство инвариантности и его следствие). При этом можно показать [6], что

$$\delta \% = \pm \frac{\Delta\varphi_1^2}{2} 100\%,$$

тогда при  $\Delta\varphi_1 = 1^\circ$ ,  $\delta = 0,02\%$ . Погрешность по углу в  $1^\circ$  взята из расчета настройки в каналах синуса и косинуса на одинаковые напряжения по приборам класса 0,5 см. [6].

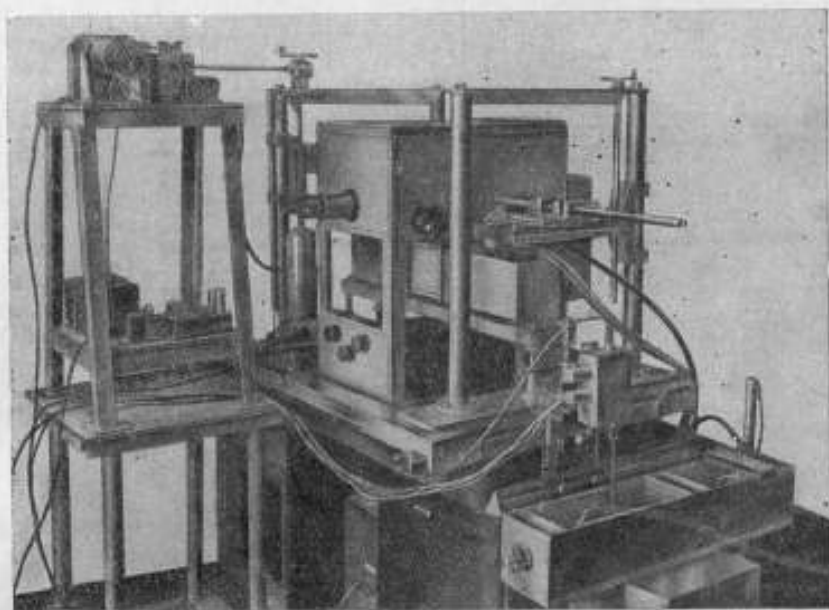


Рис. 56. Макет установки для градуировки образцовых приемников

3) Погрешность, связанная с калибровкой щупа с предусилителем методом замещения. При калибровке щупа с предусилителем методом замещения одна из емкостей входа усилителя (емкость входной фишки) будет включена несколько иначе, чем при работе щупа в звуковом поле. Можно показать [6], что относительная погрешность измерения э. д. с. холостого хода при методе замещения будет выражаться формулой:

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{C_1}{C_2}},$$

где  $C_1$  — статическая емкость щупа;

$C_2$  — емкость входной фишки.

При  $C_1 = 30$  пф (реальная емкость применяемых щупов) и  $C_2 = 3$  пф (реальная емкость монтажа входной фишки относительно земли)  $\delta$  составит 10%.

Как показано в [6], для исключения этой систематической погрешности при методе замещения необходимо пользоваться следующей формулой для коэффициента усиления

$$K_3 = K_0 \frac{K_1 - K_2}{K_0 - K_2},$$





$$K_1 = \frac{U_{амх}}{U_1}; \quad K_2 = \frac{U_{амх}}{U_2}; \quad K_3 = \frac{U_{амх}}{e}; \quad K_0 = \frac{U_{амх}}{U_0},$$

где  $U_{амх}$  — напряжение на выходе предусилителя;

$U_1, U_2$  — напряжения на сопротивлении в предусилителе при методе замещения, соответственно со вставленным шупом и без него;

$U_0$  — напряжение на входе предусилителя;

$e$  — э.д.с. холостого хода шупа.

В табл. 1 для сравнения приведены значения коэффициентов:  $K_1$  — для обычного метода замещения и  $K_3$  — для метода замещения, проведенного по уточненной методике.

Таблица 1

$f, \text{ кГц}$	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$K_1$	45,9	40,5	37,1	39,9	29,7	26	23,3	21,1	19,1
$K_3$	29,5	26,6	25	22,4	20,4	17,4	15,6	14,1	12,7

Как видно, расхождение между  $K_1$  и  $K_3$  довольно значительно, порядка 30%.

4) Погрешность, связанная с наличием отраженных волн. Если при некруговой диаграмме направленности шупа отраженные волны приходят под такими углами (к световому лучу), что вносимые ими разности хода не равны нулю и не пренебрежимо малы по сравнению с разностью хода, вносимой прямой волной, то они могут внести погрешность в величину чувствительности шупа, отградуированного данным методом.

Для оценки верхней границы этой погрешности была выведена следующая формула (см. [6]):

$$\delta \leq \frac{\sum_{n=0}^N \frac{Z_n}{Z_0} \left| 1 - \frac{E_n}{E_0} \right|}{1 - \sum_{n=0}^N \frac{Z_n}{Z_0}}$$

Неисключенная систематическая погрешность, вычисленная по этой формуле для частоты 200 кГц, где имело место наибольшее отражение ультразвука от отражателя, составляет  $\pm 1,5\%$ . При вычислении брались следующие экспериментальные данные: наихудшая неравномерность диаграммы направленности  $\left(1 - \frac{E_n}{E_0}\right)$ , равная 50%, и величина разности хода, вносимой отраженной волной по отношению к бегущей волне  $\left(1 - \frac{Z_n}{Z_0}\right)$ , равная  $\pm 3\%$ .

5) Сводная таблица неисключенных систематических погрешностей. Наряду с наиболее существенными источниками погрешностей, перечисленными выше, имелся еще целый ряд других второстепенных источников погрешностей. Они достаточно подробно изучены в [6], поэтому приведем сразу сводную таблицу неисключенных систематических погрешностей (табл. 2).

Сводная таблица неисключенных систематических погрешностей

Таблица 2

№ п/п	Характер погрешностей	Величина погрешностей, %
1	Погрешность, обусловленная температурной зависимостью показателя преломления от давления	$\pm 1$
2	Погрешность, обусловленная приемом ультразвука стенками щупа	$\pm 0,5$
3	Погрешность, обусловленная влиянием косых пучков ультразвука	$\pm 1$
4	Погрешность, обусловленная наличием отраженных сигналов, с разностями хода несколько отличными от нуля	$\pm 1,5$
5	Погрешность, обусловленная неравномерностью диаграммы направленности щупа вблизи градуируемой точки	$\pm 1$
6	Погрешность, обусловленная неточностью настройки сдвига фазы гетеродинных напряжений на $90^\circ$	$\pm 0,1$
	Общая неисключенная систематическая погрешность	$\pm 2,5$

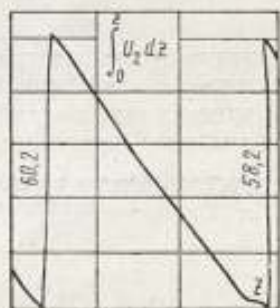
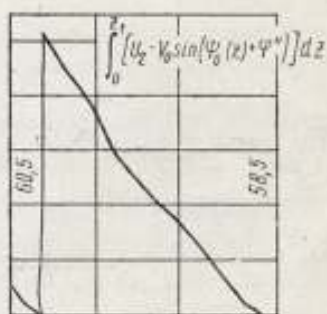
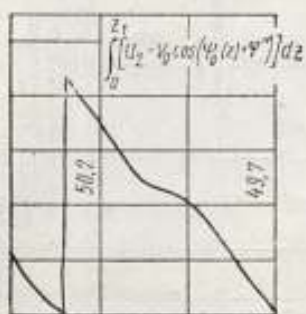
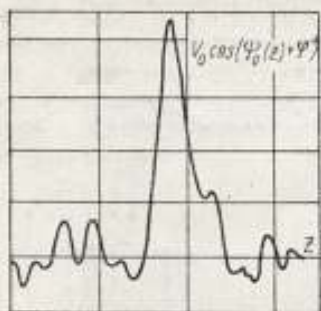
3. Экспериментальная проверка основных теоретических выводов.

1) Расхождение значений чувствительности, определенных по точной и приближенной формулам. Проведенные нами на частоте 700 кГц измерения величин интегралов, стоящих в числителе формул (18) и (18'), показали, что при градуировке щупов оптическим методом необходимо учитывать не только амплитудное, но и фазовое распределение ультразвукового давления.

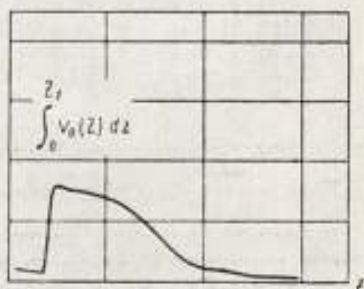
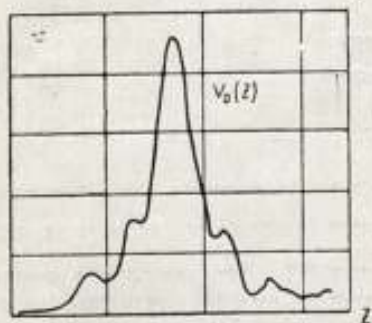
При измерении величин интегралов, входящих в точную формулу (18), начальная фаза выбиралась так, чтобы один из интегралов обратился в нуль. Это делалось для возможности наглядного сравнения двух экспериментальных кривых: кривой распределения одной амплитуды давления и амплитуды с учетом фазы, с целью проверки теоретических кривых, изображенных на рис. 3. При измерении значения интеграла, входящего в приближенную формулу (18'), вместо описанной электронной аппаратуры применялся обычный усилитель с детектором на выходе. Коэффициенты усиления этого усилителя и измерительной аппаратуры выбирались равными для возможности сравнения кривых в одном масштабе.

Кривые  $V(z)$ ;  $V(z) \cos \varphi(z)$ ;  $V(z) \sin \varphi(z)$  и соответствующие интегралы записывались на самописцах. Результаты измерений приведены на рис. 7а и 7б. Как видно, кривая, полученная с учетом распределения фазы, всегда лежит ниже кривой распределения амплитуды звукового давления, а интеграл от первой кривой, равный  $61,5 - 50,2 = 11,3$  (рис. 7а) соответственно на 59% меньше интеграла от второй кривой, равного 18 (величина его на рис. 7б не обозначена). Таким образом, неучет распределения фазы при определении чувствительности (или звукового давления) оптическим методом приводит к значительной погрешности (более 50%).

2) Возможность градуировки приемника по полю бегущей волны при наличии отражений. Измерялась зависимость разности хода, создаваемой сложным ультразвуковым полем от угла наклона отражателя, т. е. угла прихода отраженных волн. Для этого определялись напряжения на излучателе в момент первого полного размытия интерференционных полос при различных углах наклона отражателя. Результаты измерения для частоты 250 кГц, где наблюдались наибольшие отражения, приведены на рис. 8. Каждая точка есть среднее из 15 измерений. Предельная погрешность результата не превышала  $\pm 3\%$ .



a



b

Рис. 7. Графики результатов измерений

На рис. 8 показана также характерная зависимость разности хода от угла падения отраженных волн. Начиная с некоторого, достаточно большого угла  $\sim 20^\circ$ , разность хода перестает зависеть от угла (остаётся некоторый разброс точек в пределах погрешности измерения). Вначале она регулярно колеблется вокруг значения, соответствующего разности хода прямой волны, а при больших углах стремится к нему. Это поведение кривой полностью соответствует теоретическому описанию зависимости разности хода от угла в [2], когда, начиная с некоторых углов, разности хода оказываются близкими к нулю.

Градуировка приемника, производилась при нескольких углах больше  $20^\circ$ , где разности хода отраженных волн близки к нулю.

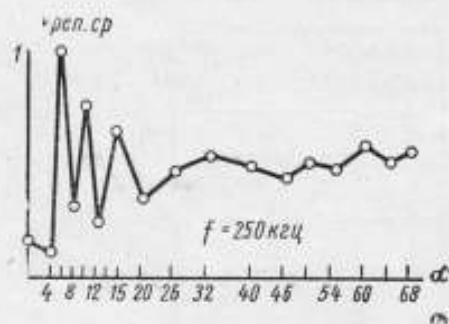


Рис. 8. Зависимость разности хода света от угла падения отраженной волны

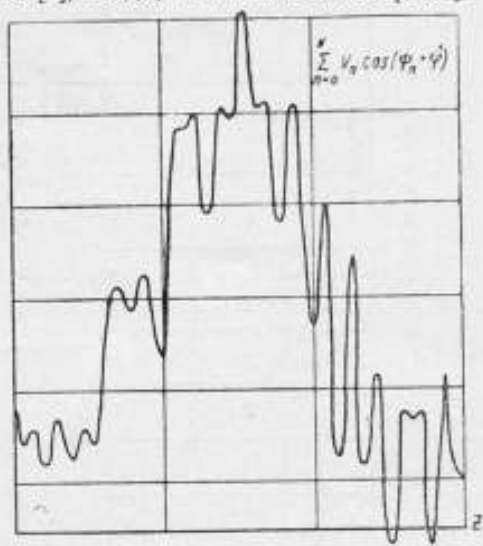


Рис. 9. Амплитудно-фазовое распределение ультразвукового давления в поперечном сечении и пучке бегущих волн при наличии отраженной волны

Для сравнения такая же градуировка производилась при наличии глушащей системы (с коэффициентом отражения не более 5%). Чувствительность определялась по рабочей формуле (24).

Данные измерения чувствительности приведены в табл. 3.

Значения чувствительности щупа, измеренные при разных углах наклона отражателя  $f = 250$  кГц

Таблица 3

$\alpha$ , град.	$\bar{V}_{ср}$ , мкв	$\pm S$ , %	$V_{реп. ср.}$	$\pm S$ , %	$V_{изл.}$	$\frac{V_{изл.}}{V_{реп.}}$	$\frac{\bar{V}_{ср} V_{реп.}}{V_{изл.}}$	$E \frac{мкв}{дин.см^2}$
66	19,18	1,8	45,7	1,0	29	0,635	30,23	1,4
60	16,17	0,3	42,8	0,65	22	0,514	31,44	1,45
50	17	0,45	45,4	0,63	25	0,551	30,8	1,42
42	20,32	1,1	44,4	0,57	30	0,676	30,08	1,39
20	17,95	0,40	46,2	0,77	27	0,585	30,66	1,42
0	24,47	0,36	39,3	1,6	24	0,611	40	1,85
Поглотитель	17,35	0,23	46,3	0,78	26	0,562	30,87	1,425

Как видно, среднее значение чувствительности по 5 углам равно  $1,42 \cdot 10^{-2} \frac{мкв}{дин.см^2}$ . Отклонение этого среднего от значения, полученного с глушащей системой, составляет 0,8%. Максимальное отклонение от среднего значения чувствительности при различных углах составляет  $\pm 2,5\%$ , т. е. лежит в пределах суммарной погрешности измеренных величин, по которым вычислялась чувствительность (см. [6]).

Экспериментальная кривая амплитудно-фазового распределения при наличии отраженных волн, записанная на самописце, подтверждающая теоретические кривые рис. 4, приведена на рис. 9.

Таким образом, можно считать экспериментально доказанной возможность градуировки щупов по полю бегущей волны при наличии отражений с разностями хода, близкими к нулю.

4. Абсолютная градуировка приемника в диапазоне 200—1000 кГц. Рабочая формула для определения чувствительности имеет вид (см. [6]).

$$E = 1,265 \frac{V_{\text{реп}}}{K_3 K_4 V_{\text{изл}}} \cdot 10^{-5} \frac{\text{мкВ}}{(\text{дин/см}^2)}, \quad (24)$$

$$I = \sqrt{I_{1\text{изл}} - I_{1\text{оп}})^2 + (I_{2\text{изл}} - I_{2\text{оп}})^2},$$

$I_{1\text{изл}}$  } измеренные при градуировке щупа значения интеграла на 1-м и  
 $I_{2\text{изл}}$  } 2-м самописцах;

$I_{1\text{оп}}$  } измеренные при калибровке схемы значения интегралов на 1-м и  
 $I_{2\text{оп}}$  } 2-м самописцах, соответствующие интегрированию одного опорного напряжения без сигнала;

$V_{\text{реп}}$  — напряжение на излучателе, соответствующее 1-му полному размытию интерференционных полос (при этом разность хода  $Z = \frac{2,4}{2k}$ ,

где 2,4 — аргумент 1-го нуля функции Бесселя нулевого порядка (реперная точка),  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число света,  $\lambda = 5570\text{Å}$  — длина зеленой линии криптона);

$V_{\text{изл}}$  — напряжение на излучателе в момент градуировки;

$K_3$  — коэффициент усиления предварительного усилителя;

$K_4$  — коэффициент усиления измерительной схемы.

В постоянный множитель 1,265 входит значение коэффициента  $\frac{dn}{dp} = 1,537 \cdot 10^{-11} \frac{\text{см}^2}{\text{дин}}$  при температуре 16°C, заимствованное из классического исследования [9].

Значения чувствительности приемника и величин, входящих в рабочую формулу в диапазоне 200 кГц — 1 мГц, приведены в табл. 4.

Таблица 4

$f$ кГц	$r$ мм	$\pm S_1$ %	$V_{\text{изл}}$ в	$V_{\text{реп}}$ в	$\pm S_2$ %	$K_3$	$K_4$	$E$ , $\frac{\text{мкВ}}{\text{дин/см}^2}$	$\pm 3S$ %
192	19,90	0,67	11,00	20,80	0,73	29,8	0,966	$1,65 \cdot 10^{-2}$	5,9
250	14,64	0,67	20,50	44,60	0,65	28,2	0,972	$1,47 \cdot 10^{-2}$	5,9
287	20,12	0,70	49,00	78,74	0,64	27,4	0,895	$1,63 \cdot 10^{-2}$	5,8
323	14,38	0,34	65,00	47,00	0,41	26,4	0,893	$1,66 \cdot 10^{-2}$	5,4
376	15,62	0,76	29,80	47,40	0,44	25,0	0,815	$1,55 \cdot 10^{-2}$	5,7
421	17,90	0,71	15,75	23,17	0,30	23,9	0,837	$1,78 \cdot 10^{-2}$	5,6
468	13,80	0,56	20,00	31,46	0,65	22,6	0,770	$1,58 \cdot 10^{-2}$	5,7
514	20,48	0,27	40,50	45,50	0,54	21,7	0,740	$1,82 \cdot 10^{-2}$	5,4
604	13,33	0,20	18,80	21,17	0,49	19,6	0,891	$1,40 \cdot 10^{-2}$	5,3
648	8,70	0,53	63,50	57,87	0,59	18,6	0,670	$0,90 \cdot 10^{-2}$	5,6
710	11,19	0,61	38,00	35,82	0,63	17,4	0,611	$1,26 \cdot 10^{-2}$	5,7
768	17,50	0,88	27,40	12,04	0,37	16,1	0,601	$1,01 \cdot 10^{-2}$	5,9
803	15,95	0,10	57,35	19,77	1,00	15,4	0,576	$0,79 \cdot 10^{-2}$	6,0
839	17,50	1,05	34,00	19,32	0,49	14,7	0,555	$0,74 \cdot 10^{-2}$	6,1
890	19,60	0,67	38,00	13,75	0,51	13,9	0,554	$1,17 \cdot 10^{-2}$	9,7
942	11,67	1,37	54,50	17,08	0,49	13,2	0,442	$0,79 \cdot 10^{-2}$	6,7

На рис. 10 приведена частотная характеристика чувствительности. Суммарная погрешность градуировки определяется классом применяемых приборов, случайным разбросом величин  $I$  и  $V_{\text{реп}}$  при повторении измерений и суммарной неисключенной систематической погрешностью (см. табл. 2).

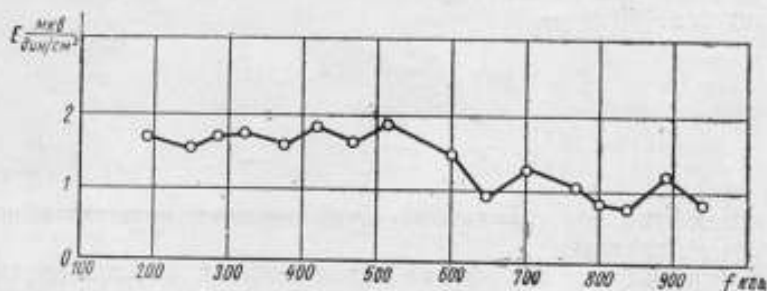


Рис. 10. Частотная характеристика чувствительности отградуированного приемника ультразвука (щупа)

Общая предельная погрешность, определяемая классом {применяемых приборов (погрешность измерения величин  $\frac{V_{\text{реп}}}{V_{\text{изл}}}$ ;  $K_3 K_4$ ;  $\frac{I}{I_{\text{изл}}}$ ) составляет 5,1% (см. [6]). Погрешность, определяемая разбросом величин  $I$  и  $V_{\text{реп}}$ , и суммарная предельная погрешность результата измерения чувствительности приемника приведены в табл. 4.

Суммарная предельная ошибка результата не превышает  $\pm 6\%$ .

### Выводы

1. Разработан новый метод градуировки ультразвуковых приемников (щупов) по полю бегущей волны, основанный на сочетании абсолютного измерения методом оптической интерферометрии разности хода светового луча, проходящего через ультразвуковое поле с относительными измерениями распределения амплитуды и фазы давления вдоль пути светового луча, проводимыми градуируемым щупом.

Особенностью метода является возможность градуировки приемника по полю бегущей волны в незаглушенной ванне при наличии отраженных волн, если последние приходят под такими углами, что вносимая ими разность хода равна нулю; это достигается путем установки отражателя ультразвука под углом  $10-20^\circ$  к вертикали.

2. Для целей градуировки и исследования ультразвуковых полей разработана установка и специальная электронная аппаратура для измерения произведения амплитуды напряжения, снимаемого со щупа, соответственно на синус и косинус его фазы и интегралов от них по координате при автоматическом движении щупа вдоль пути светового луча.

3. Выяснены и экспериментально изучены основные источники погрешностей метода, установки и аппаратуры и пути их сведения к минимуму. Суммарная неисключенная систематическая погрешность не превышала  $\pm 2,5\%$ .

4. Экспериментально проверены основные теоретические положения предложенного метода градуировки. В частности, экспериментально подтверждена возможность градуировки приемника по полю бегущих волн при наличии отражений, а также необходимость определения чув-

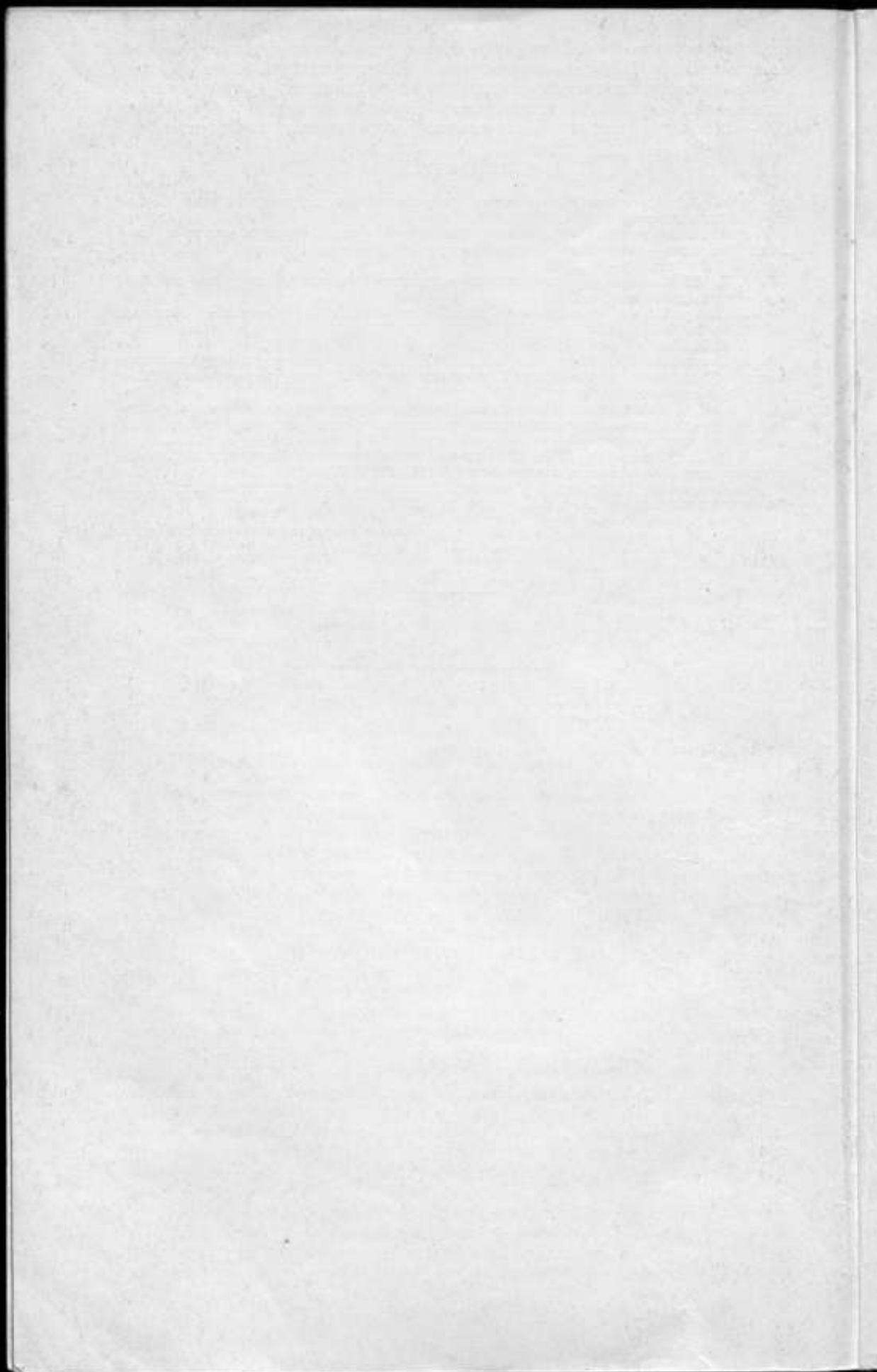
ствительности по точной формуле. При определении чувствительности по приближенной формуле погрешность может достигать более 50%.

5. Проведена абсолютная градуировка образцового ультразвукового приемника (щупа) по полю разработанным методом в диапазоне 200—1000 кГц с предельной случайной погрешностью на более  $\pm 6\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Власов. Новый метод градуировки ультразвуковых щупов. Авторское свидетельство № 120350, 1958.
2. В. Л. Власов. Исследование ультразвуковых полей высоких частот в жидкости методом оптической микрофазометрии. Сборник трудов ВНИИФТРИ, вып. 45 (105), стр. 28—50, 1960.
3. В. Л. Власов. Оптико-интерферометрический метод градуировки электроакустических преобразователей.
4. Korreiman. Beiträge für Ultraschallmesstechnik in Flüssigkeiten. Acustica, vol. 2, No 2; 92—95 (1952).
5. В. И. Соловьев. Диссертация, Акуст. ин-т АН СССР, 1958.
6. Отчет ВНИИФТРИ по теме 05/2 за 1959 г. Исследование новых методов гидроакустических измерений повышенной точности (до 0,5 дБ) в ультразвуковом 200—1000 кГц диапазоне.
7. Е. В. Романенко. Миниатюрные пьезоэлектрические приемники ультразвука. Материалы Всесоюзной конференции по использованию ультразвуковой техники в промышленности, 1958.
8. В. Л. Власов и В. И. Потапов. Устройство для градуировки щупов оптическим методом. Авторское свидетельство № 123618, 1959.
9. Zehnder. Ueber den Einfluss des Druckes auf den Brechungsexponenten des Wassers für Natriumlicht. Ann. d. Phys. 34. 91. (1888).

Статья поступила в февраль 1961 года.





## СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Предисловие . . . . .	3
-----------------------	---

## Акустические измерения

А. Н. Ривин, Л. Э. Проненко и В. А. Черпак. Оборудование метрологической базы в области акустических измерений во ВНИИФТРИ . . . . .	7
✓ Н. А. Калужникова. Воспроизведение и хранение единицы звукового давления . . . . .	23
✓ А. Н. Кристалевич. Повышение точности градуировки микрофонов в области низких частот . . . . .	29
✓ Н. А. Калужникова. Измерительный микрофон с чувствительным элементом из сульфата лития . . . . .	37
✓ А. Н. Шишмолин и В. И. Соловьев. Корреляционный метод подавления флуктуационных помех в измерительном пьезомикрофоне . . . . .	42

## Гидроакустические измерения

А. Н. Голенков. Градуировка инфразвуковых гидрофонов электродинамическим компенсационным методом . . . . .	47
А. Н. Голенков и И. Г. Русаков. Градуировка гидрофонов сокращенным методом взаимности в трубе-резонаторе . . . . .	58
А. Е. Резников. О дифракции света на неоднородных ультразвуковых пучках и ее применении для измерения ультразвуковых давлений . . . . .	64
В. Л. Власов. Исследование нового оптического метода градуировки ультразвуковых гидрофонов в диапазоне частот 200 кГц—1 МГц . . . . .	79

Редактор М. И. Кузнецова

Техн. редактор А. Е. Матвеева

Корректоры: Г. А. Гаврилкина, Г. М. Огурцова

Т-04778 Сдано в наб. 3/ХП 1961 г. Подл. к печ. 16/V 1962 г. Формат бумаги 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
3,375 бум. л. 6,25 п. л. + 0,5 п. л. вкл. 9,25 усл. п. л. Тир. 3000 экз. Цена 65 коп.

Издательство Московского университета  
Москва, Ленинские горы, Административный корпус  
Типография изд-ва МГУ. Москва, Ленинские горы.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

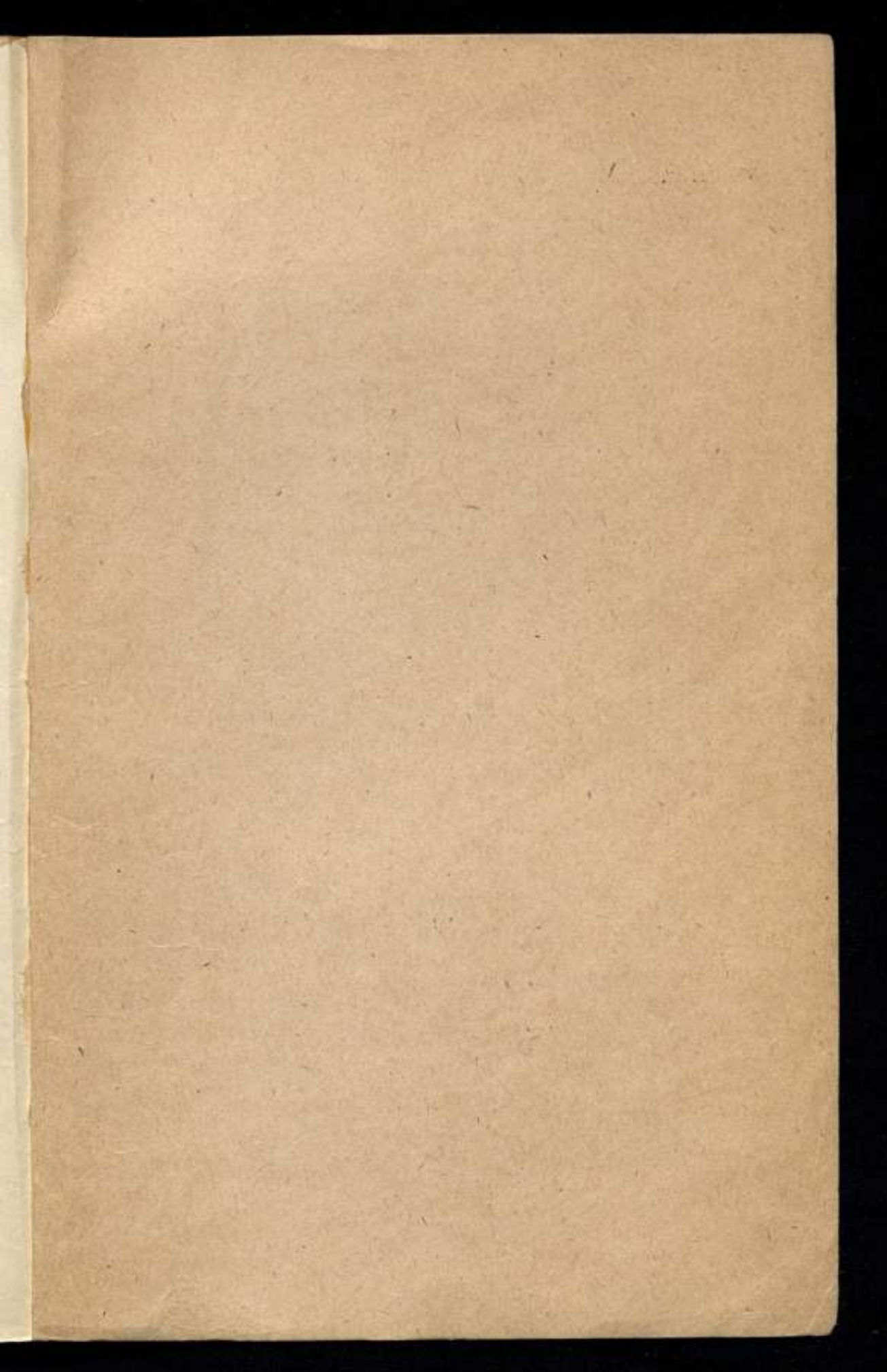
PH.D. THESIS

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS  
THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PH.D. THESIS



Цена 65 коп.