

ЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Филипп Морз и Ричард Болт*)

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение. 1. Исторический обзор. 2. Геометрическая и волновая акустика. 3. Время реверберации и акустические критерии: а) Критерии для оценки слышимости речи; б) Критерии для оценки слышимости музыки; в) Современные тенденции	185
II. Геометрическая акустика помещений. 4. Коэффициент поглощения. 5. Аппроксимация Сэбина. 6. Геометрическая теория. 7. Другие формулы геометрической акустики. 8. Измерения реверберации. 9. Критика геометрической теории	194
III. Общие принципы волновой акустики. 10. Акустический импеданс. 11. Свойства помещений в установившемся и устанавливаемом режиме. 12. Эргодические колебания. 13. Влияние нерегулярностей. 14. Классификация колебаний. 15. Распределение частот собственных колебаний	205
IV. Акустический импеданс. 16. Импеданс и поглощение. 17. Механические свойства пористых материалов. 18. Эквивалентная схема для длинных волн. 19. Короткие волны. 20. Влияние воздушного зазора. 21. Колебания панелей. 22. Типы звукопоглощающих материалов. 23. Измерения акустического импеданса. 24. Определения эффективной пористости, плотности и сопротивления продувания	215
V. Установившийся звуковой режим в прямоугольных помещениях. VI. Устанавливающийся режим в прямоугольных помещениях. VII. Применение теории возмущений к расчёту помещений разнообразной формы. VIII. Метод плоских свободных волн при неупорядоченных колебаниях. Литература.	

ВВЕДЕНИЕ

1. Исторический обзор

Архитектурная акустика представляет собой сравнительно узкую область физики и привлекает к себе внимание немногочисленных физиков. Тем не менее за последнее десятилетие она добилась известных успехов и некоторые из её новых результатов могут найти применение в других областях. К работе Сэбина^{S1**}), появившейся на

*) Reviews of Modern Physics 16, № 2, 69 (1944). Перевод Н. Н. Осипенко под ред. Г. А. Остроумова и М. Антокольского.

***) Список литературы будет помещён в конце статьи (УФН, т. XXXII, вып. 4).

рубеже XIX и XX веков и носившей пионерский характер, в течение значительного времени было добавлено очень мало научных данных. Казалось уже, что акустика помещений стала только ветвью инженерного искусства^{S5}. В течение последнего десятилетия научный интерес к архитектурной акустике оживился. Это произошло главным образом в результате теоретической дискуссии Шустера и Вейтцмана^{S10}, с одной стороны, и Стретта^{S15}, с другой, а также поучительных экспериментальных результатов Кнудсена, Хунта^{K3, K5, H7, H9} и других^{C2, H5, M10, P7, P9, S3, W8}. Ныне достигнуты существенные успехи в понимании основ предмета.

Десять лет тому назад Кнудсен^{K7} написал обзор, освещающий состояние вопроса к тому времени. Он указал на неправильность многих представлений, бывших ранее в большом ходу, и наметил направление новых усилий. В течение истекшего времени исследования, которые он тогда намечал, дали достаточно обширный и интересный материал, чтобы оправдать появление нового обзора.

Акустика помещений изучает поведение звуковых волн в замкнутом объеме в устанавливающемся и установившемся режимах. С научной точки зрения эта область во многих отношениях переплетается с другими областями физики. Взаимосвязь между экспериментальной акустикой и развитием техники электронных ламп очевидна, так же как очевидна связь между теоретической акустикой и теорией других видов волнового движения. Закон Рэлея для числа электромагнитных волн в данном диапазоне частот был впервые установлен для акустического случая^{R3, R4}. Более точное определение этого числа было выполнено первоначально также для целей акустических^{B6, M1, R8}, а недавно эти выражения были использованы^{H10} в корпускулярной статистике Бозе-Эйнштейна. Такая связь существует и в обратном направлении: некоторые теоретические приемы волновой механики были применены к теоретической акустике^{M11, R8}. Многие же из результатов, приводимых в этом обзоре, могут в свою очередь найти применение в других областях физики.

Звуковые волны имеют особое значение для изучения волнового движения вообще. Во-первых, звуковые волны имеют подходящую длину. Они не так длинны, как обычные радиоволны, и не так коротки, как световые волны и волны материи, что даёт возможность изучать детали волнового движения прямыми и наглядными методами. Это преимущество имеет большее значение, чем тот недостаток звуковых волн, что их мощность очень мала. Во-вторых, предметы, которые обычно отражают и поглощают звук, имеют размеры примерно такие же, как звуковые волны^{S7}. Именно в этих условиях возникают наиболее сложные явления. Множество вопросов в этой области остались нерешёнными. Дело в том, что необходимость их изучения в других областях не так велика, и усилия, необходимые для их разрешения, не окупилась бы. В акустике же невозможно избежать этих вопросов, если дело идёт о получении вообще какого-либо научного результата.

2. Геометрическая и волновая акустика

Следует отметить одно любопытное обстоятельство: те представления, которые были выработаны первыми исследователями в области акустики помещений и которыми до сих пор пользуются в инженерной практике, полностью пренебрегают волновыми свойствами звука. Здесь в области, в которой непрерывно проявляются волновые свойства явления, нашла широкое применение лучевая картина, с использованием геометрического отражения. Причина заключается в том, что анализ волнового процесса представляет чрезвычайные трудности, и без большой схематизации было бы невозможно получить какой-нибудь предварительный результат. Сэбин^{S1} наблюдал, конечно, явления, протекающие из волновой природы звука; он указывал на некоторое влияние дифракции и интерференции, но он пренебрёг этими усложняющими обстоятельствами. Ими и теперь пренебрегает большинство инженеров-акустиков.

Неудивительно поэтому, что инженер-акустик должен^{H8, K7, W1} приправлять свои формулы большими дозами «здравого смысла», чтобы сделать их практически полезными. Впрочем, несмотря на сомнительность формул, современный инженер-акустик при помощи здравого смысла успешно производит расчёт аудиторий и служебных помещений. Кнудсен говорит^{K7}: «Приближённые теории удовлетворительно решают практические задачи, когда ими пользуются с осторожностью и пониманием дела. Они теряют своё значение, когда их заменяют более точные теории».

Такое положение может удовлетворить инженера, но оно совершенно неудовлетворительно с точки зрения физика. Для того, чтобы акустика помещений развивалась с пользой для физики, необходимо уделять больше внимания волновой природе вопроса^{K5, S4}. Необходимо изучить формы собственных колебаний воздуха в таких помещениях, которые не имеют простых очертаний. Необходимо изучить влияние распределения поглощающего материала и неправильностей в очертании стен на распределение звука в установившемся режиме. Важно изучить точные решения уравнений неустановившихся звуковых колебаний в помещениях с поглощающими стенами. В этом случае граничные условия зависят от частоты колебаний, характеристические числа (частоты) комплексны, и фундаментальные функции не образуют ортогональной системы. Необходимо изучить случаи, когда несколько форм собственных колебаний существуют одновременно, причём каждая форма имеет свой показатель затухания, а в общем затухании проявляются интерференционные процессы. Нужно исследовать явления поглощения звука различными материалами, нужно сформулировать это поглощение в виде граничных условий волновых уравнений, нужно выбрать наилучший способ количественного измерения получаемых эффектов. За последние десять лет многие из этих вопросов подверглись разработке и ниже приводится обзор достигнутых результатов.

После краткого резюме результатов, полученных геометрической акустикой, мы рассмотрим принципы, на которых покоится волновая акустика, а также дополнения и разъяснения, вносимые ею в результаты, полученные геометрическим путём. В конце обзора мы приведём последние результаты для некоторых проблем волновой акустики и отметим вопросы, пока ещё требующие своего разрешения.

3. Время реверберации и акустические критерии

Хотя настоящий обзор в основном посвящён вышеуказанным физическим проблемам, необходимо уделить место рассмотрению технических вопросов, поскольку они определяют относительную значимость физических проблем. Однако в связи с техническими вопросами, необходимо затронуть и вопросы эстетические и психофизиологические. Прежде чем приниматься за акустический расчёт аудитории, необходимо знать, чем определяются «хорошие» качества аудитории. На этот вопрос частично ответил Сэбин⁵¹. Он показал, что одним из важных критериев является поведение аудитории при устанавливаемых режимах. Он провёл различие между неправильными процессами, образующими эхо, и правильным затуханием звука после прекращения действия источника, которое он назвал реверберацией. Для числовой характеристики этого важного понятия он следующим образом определил время реверберации: это такой промежуток времени, в течение которого среднее квадратичное давление подходящим образом подобранного распределения звуковых волн уменьшится до одной миллионной своего первоначального значения. Путём сопоставления мнений он установил, какие значения длительности реверберации в различных помещениях могут считаться удовлетворительными. Другие исследователи расширили эти сведения. В следующих разделах рассматриваются некоторые критерии, которыми руководствуется современная инженерная практика.

а) Критерии для оценки слышимости речи. Разборчивость речи в помещениях была количественно исследована Кнудсеном⁵² и Лифшицем⁵³. Они пользовались методами «артикуляционных опытов»⁵³, разработанными при исследовании телефонных линий. При этом процент артикуляции определяется статистически, как средний процент правильно разобранных звуков речи при наблюдениях среди определённого числа слушателей и дикторов, причём используются специально выработанные списки типичных слогов*).

*). Общепринятая шкала для определения процента артикуляции такова:
 Процент артикуляции = 96% — «совершенная разборчивость»; некоторые звуки воспринимаются ошибочно даже при идеальных условиях, однако их смысл выясняется контекстом.
 85—96%. Весьма удовлетворительная разборчивость.
 75—85%. Удовлетворительная разборчивость.
 65—75%. Речь понятна при нормальном слухе и напряжённом внимании.
 Ниже 65%. Неудовлетворительная разборчивость.

Процент артикуляции в помещении вычисляется посредством ряда эмпирически определённых множителей:

$$\text{Процент артикуляции} = 96 k_i k_r k_n k_s. \quad (1.1)$$

Здесь k_i определяет уменьшение разборчивости в зависимости от громкости, k_r — реверберации, k_n — шума, k_s — формы помещения. Значения k_i , k_r и k_n приведены на рис. 1а, 1б и 1в согласно данным Кнудсена^{КЗ}.

Как видно из рис. 1в, k_i быстро падает, когда средняя громкость спускается ниже примерно 40 децибел. Это обстоятельство обусловлено прежде всего психологическими причинами, например, напряжением внимания, во-вторых, причинами физиологическими; к числу последних относится изменение чувствительности уха с частотой, вследствие чего некоторые, более слабые звуки (*b, v, th* и др.) оказываются ниже порога слышимости раньше других звуков. С другой стороны, мы видим, что k_r падает с увеличением времени реверберации. Это обстоятельство обусловлено взаимным наложением звуков.

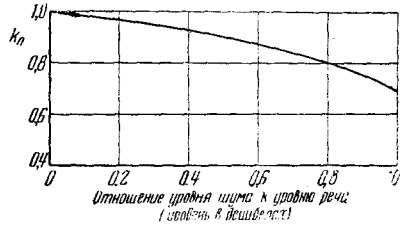


Рис. 1а. Множители, определяющие процент артикуляции в помещениях (по Кнудсену, ссылка К 3). Уменьшение артикуляции в зависимости от шума.

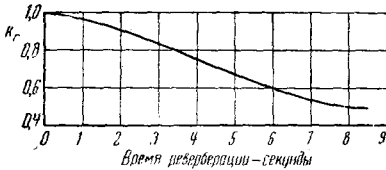


Рис. 1б. Уменьшение артикуляции в зависимости от реверберации.

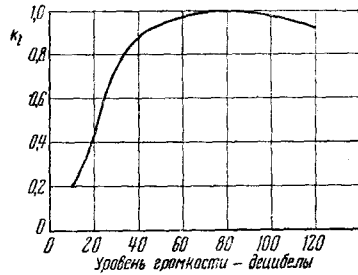


Рис. 1в. Изменения артикуляции в зависимости от громкости.

На рис. 1б показаны экспериментально найденные значения функции k_r для частоты 512 герц. На изменениях реверберации с частотой мы остановимся позднее.

Время реверберации T и сила звука I в установившемся режиме связаны следующим (асимптотическим) соотношением:

$$I = \frac{\Pi}{KV} T. \quad (1.2)$$

Здесь Π означает излучаемую звуковую мощность, K — постоянную, зависящую от выбора единиц, V — объём помещения. Субъективная

величина — громкость — является монотонной, но не линейной функцией объективной величины — силы звука. Эта функция зависит от частоты, как это показано на рис. 2.

В результате противоположного влияния величин k_l и k_r , связанных уравнением (1.2) и функциональной зависимостью, изображённой на рис. 2, получается некоторое оптимальное время реверберации для помещения заданного объёма. Оптимальное время реверберации есть такое значение T , для которого процент артикуляции становится макси-

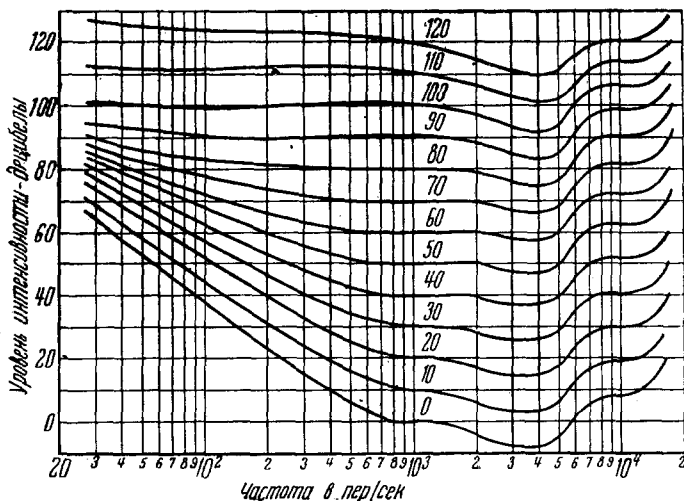


Рис. 2. Линии равных уровней громкости в плоскости переменных: уровень силы звука, частота.

мальным; это значение изменяется с объёмом V . На рис. За нижняя кривая, помеченная словом «речь», изображает оптимальное время реверберации в функции от объёма, по данным Кнудсена. Эта кривая учитывает только влияние множителей k_l и k_r , упомянутых выше; она не учитывает роли множителей k_n и k_s .

Как видно из кривой для k_n на рис. 1а, шум всегда уменьшает процент артикуляции, так как он маскирует звуки речи. Впрочем, это уменьшение до некоторой степени зависит от отношения громкости шума к громкости речи. Поэтому влияние шума может быть снижено путём усиления громкости речи вплоть до предельной величины около 80 децибел, выше каковой k_l начинает уменьшаться.

Влияние формы помещения не так хорошо выяснено и требует дальнейших количественных исследований. В обычных помещениях прямоугольной формы k_s , повидимому, не отличается заметно от единицы. В очень больших залах или при неудачно спроектированной

форме помещений, оно может снизиться до 0,9. В маленьких комнатах с правильно подобранными отражающими поверхностями k_s может возрасти до 1,05. Некоторые из новых исследований, реферируемых ниже, существенно расширили наши сведения о влиянии формы помещения на физические свойства звука. Надо надеяться, что дальнейшее изучение позволит разобраться в вопросе о связи формы помещения с условиями слышимости в нём.

Новые исследования в области акустики помещений, повидимому, в основном, подтверждают материал, представленный на приведённых рисунках, в частности относительно соотношения между процентом артикуляции и k_r . Прежде всего замечается растущая тенденция рассматривать показатель затухания*) как более важную величину, чем время реверберации. Дело в том, что показатель затухания имеет смысл даже в случае нелинейности затухания, в то время как T определяется для линейного затухания и соответствует уменьшению громкости на 60 децибел. Как будет указано в другом месте, строго линейное затухание представляет скорее исключение, чем правило. На практике встречаются как резкие изломы кривой, так и мелкие налагающиеся колебания. Имеются указания, что первые 30 или 40 децибел в процессе затухания имеют наибольшее влияние на качество звучания. Таким образом вполне вероятно, что помещение, обладающее значительным начальным затуханием и длинным хвостом кривой затухания, где её наклон невелик, будет обладать большим процентом артикуляции, чем помещение с линейной реверберацией, имеющей всюду вплоть до 60 децибел одинаковый показатель затухания. Между тем мы должны были бы приписать k_r на основании соображений, изложенных выше, в обоих случаях одинаковое значение. Возможно также, что изменения в затухании влияют и на слышимость

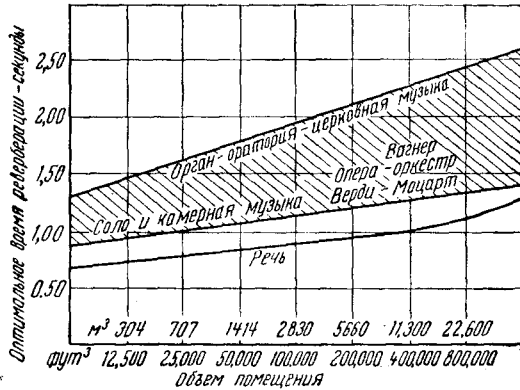


Рис. 3 а. Критерии длительности реверберации (k_3). Оптимальная длительность реверберации для аудиторий и концертных зал при 512 герц.

*) В этом обзоре термин «кривая затухания» означает кривую зависимости натурального логарифма среднего квадратичного значения давления от времени. «Показатель затухания» означает среднюю крутизну этой кривой. В некоторых случаях кривая затухания строится в децибелах (десятикратный десятичный логарифм), но показатель затухания всегда соответствует крутизне для натурального логарифма.

речи, хотя, повидимому, этот эффект имеет большее значение для восприятия музыки, как будет указано ниже. Помимо прямого влияния формы кривой затухания на процент артикуляции можно ожидать, что подробное изучение кривой затухания раскроет новые акустические особенности, влияющие, в свою очередь,

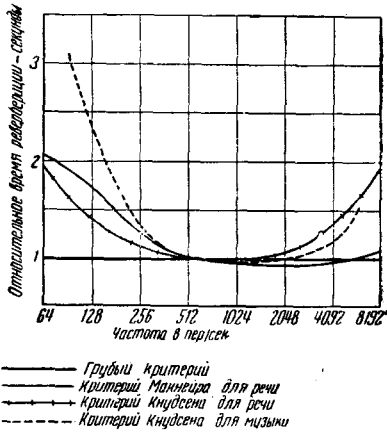


Рис. 36. Оптимальная частотная характеристика реверберации, отнесенная к характеристике для частоты 512 герц, принятой за единицу.

проделать большую экспериментальную работу, прежде чем можно будет заменить уравнение (1.1) более совершенным. Это уравнение, когда им пользуются сознательно, является очень полезным при расчете аудиторий.

б) Критерии для оценки слышимости музыки. Оценка слышимости речи в помещениях свелась к весьма точному инженерному расчету в значительной степени потому, что здесь применимо объективное измерение процента артикуляции. Оценка музыкальной слышимости более трудна и для неё пока не установлено простых, хорошо обоснованных критериев. Здесь трудно применить объективную оценку. Субъективные оценки значительно расходятся друг с другом и зависят от опытности эксперта и его музыкальных привычек. Тем не менее можно предполагать, что результаты новейших исследований принесут наибольшую пользу как раз при проектировании концертных помещений.

Основные требования здесь подобны требованиям для речи: а) достаточная громкость, б) отсутствие посторонних шумов, в) отсутствие частотных и амплитудных искажений и г) разделение во времени последовательных звуков в той мере, которая диктуется эстетическими требованиями.

на условия слышимости. Например, сильные интерференционные явления, а также степень перемешивания звуковой энергии влияют на форму кривой затухания. Крутизна этой кривой и её колебания определяются количеством и размещением поглощающих материалов, а также формой помещения и нарушениями правильности этой формы. Этот вопрос будет разобран в главе VII.

Приведённые рассуждения показывают, что k_r и k_s не вполне независимы друг от друга. В действительности нужно изменить функциональный вид уравнения (1.1) для того, чтобы более точно выразить зависимость процента артикуляции от физических свойств помещения. Однако в настоящее время эта задача только поставлена. Необходимо

Наибольшее значение имеют последние два требования, особенно самое последнее. Оно выдвигает время реверберации на передний план. Для восприятия музыки существенны те же факторы, что для восприятия речи. Можно ожидать, что и для музыки эти факторы приведут к установлению оптимального времени реверберации и что это оптимальное время будет зависеть от объема. Но на этом аналогия и кончается. Здесь мы настолько связаны соображениями музыкального вкуса, что нам необходимо остерегаться «количественных» мерок. В практике в настоящее время приняты K^3 условия, приведенные на рис. 3а. Как видим, здесь оптимальные величины образуют заштрихованные площадки, тогда как для речи они изображаются кривыми. Это обусловлено тем, что в заданном помещении наиболее приятное для слуха время реверберации зависит от рода музыкального произведения. Оживленная, легкая, быстрая музыка требует вообще более коротких T , в то время как широкая, плавная музыка звучит лучше при больших временах реверберации. Ни для какого рода музыки не нужно столь короткого T , как для речи. Рис. 3а относится к частоте 512 герц.

Зависимость оптимального времени реверберации от частоты исследовали многие авторы $W_2, L_2, L_4, S_{10}, L_3$. Кнудсен K^1, K^3 предполагает, что T должно быть так подобрано, чтобы все частотные компоненты звука одновременно затухали до порога слышимости. Макнейр W^4 предполагает, что показатель затухания для всех компонент должен быть одинаковым. Были предложены и другие критерии. Многие из них скорее исходят из удобства акустической трактовки, чем из какого-либо рационального основания. На рис. 3б показан частотный ход некоторых из этих критериев. В инженерной практике с успехом применяется любой из них. В последнее время замечается тенденция предпочитать почти горизонтальную частотную характеристику реверберации, особенно в помещениях с хорошим рассеянием звука H^2 . Эта связь между степенью диффузности звука и оптимальной реверберацией будет разобрана в главе VII. Замечается также, что ухо легко мирится с большим временем реверберации в хорошо спланированных помещениях, с поверхностями «изломанными» для увеличения рассеяния звука M^5 . В этих случаях возрастает «жизненность» звуков без ущерба для ясности или разборчивости *).

в) Современные тенденции. В настоящее время считают, что время реверберации не всегда служит достаточной мерой качества аудитории. Нужно ещё, чтобы среднее квадратичное давление было сколь возможно одинаковым по всей площади, занимаемой слушателями. Необходимо также, чтобы не меньше определённого процента

*) Максфильд произвольно определил «жизненность» звука L уравнением: $L = KT^2d^2/V$. Здесь K означает эмпирическую константу, T — время реверберации, d — расстояние между источником звука и ухом, V — объем помещения. Он нашёл, что в некоторых случаях оптимальная кривая в координатах T, V (рис. 3а) протекает так, как будто ухо предпочитает равные жизненности звука.

звуковой энергии направлялось к слушателю непосредственно от говорящего и не больше, чем определённый процент звуковой энергии попадал к слушателю после отражения от стен. Эти требования входят в состав понятия о «жизненности звука». Теперь хорошо известно, что звук во многих помещениях затухает нелинейно, так что термин «время реверберации» становится не вполне определённым. Поэтому в этом обзоре мы будем рассматривать показатель затухания, т. е. наклон кривой затухания — понятие, которое имеет смысл и в случае нелинейности затухания. Если исключить наложение маленьких флюктуаций, которые делают затухание звука в помещении более приятным для слуха, то для хорошей акустики, повидимому, необходимо постоянство показателя затухания на протяжении первых 30—40 децибел. Эти вспомогательные критерии пока не сведены к количественным положениям, но можно надеяться, что вскоре будут проведены исследования, восполняющие этот пробел. Для этого необходимы артикуляционные опыты в помещениях со специально регулируемыми акустическими свойствами, а также количественные опыты, характеризующие условия слушания музыки.

II. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ АКУСТИКА ПОМЕЩЕНИЙ

До двадцатого столетия сведения по акустике помещений были скудные и носили качественней характер^{AS5, S7, K3, W1}. Пожалуй, наиболее замечательные наблюдения сделал (1854—1856 гг.) Джозеф Генри^{H3}, исследовавший вопросы эхо, реверберации, резонанса и формы помещений, поскольку таковые влияют на акустические свойства. Многие из его выводов, хотя и качественного характера, были основаны на экспериментальных наблюдениях. Другие физики того времени, в частности Тиндаль и Рэлей, исследовали вопросы о средствах воздействия на звук в помещениях. Однако систематических исследований в то время сделано не было.

4. Коэффициент поглощения

Первые количественные исследования по акустике помещений были начаты в 1896 г. Уоллесом Сэбином^{S1}. Его непосредственной задачей было исследование условий слышимости в только что построенной аудитории Музея Искусств Фогга при Гарвардском университете. С этой частной задачи он начал общее изучение звуковых свойств помещений. Посредством остроумно поставленных опытов и индуктивных рассуждений Сэбин пришёл к общеизвестной ныне теории реверберации и к формуле

$$T = KV / \sum a_j S_j$$

Здесь T означает время реверберации в секундах (как оно определено было выше), K — постоянная, зависящая от выбора единиц, V — объём,

S — поверхность, ограничивающая помещение. Суммирование в знаменателе распространяется на различные сорта материалов, покрывающих стены, пол и потолок. S_j есть площадь каждого типа материала, α_j — постоянная, характеризующая каждый материал. Эту постоянную Сэбин назвал коэффициентом поглощения и определил её, как среднее значение отношения силы звука, поглощённого в материале, к силе звука, падающего на него.

Подробности экспериментальной работы Сэбина разбирались многими авторами ^{K3, W2, S5} и мы их здесь касаться не будем. Зато мы должны пересмотреть его важнейшие теоретические концепции и условия их применимости, поскольку они лежат в основе геометрической теории и её существенных недостатков. С современной точки зрения техническая часть установки Сэбина была весьма примитивна. В качестве источников звука применялись органные трубы. В качестве звукоприёмника служило ухо, что считалось вполне приемлемым, поскольку всю серию измерений целиком выполнял один и тот же экспериментатор. Определение длительности затухания звука производилось посредством хронографа. Поглощение создавалось набором большого количества небольших единообразных поглотителей. Эти замечания делаются отнюдь не с целью умалить важное значение работ Сэбина, служивших руководящей основой акустических расчётов помещений на протяжении сорока лет. Замечания эти сделаны для того, чтобы подчеркнуть, что приближённая геометрическая аппроксимация, которая была пригодна для описания экспериментальных результатов, полученных Сэбином в одном частном случае, применима далеко не всегда.

5. Аппроксимация Сэбина

Перед тем, как приняться за подробное изучение реверберации, Сэбин исследовал возможные источники экспериментальных ошибок. Он пришёл к следующим выводам: 1) Длительность остаточной слышимости звука почти одинакова во всех местах аудитории. 2) Эта длительность почти не зависит от положения источника. 3) Роль поглощающего материала в сокращении срока слышимости в обычных условиях почти не зависит от его местоположения. Эти положения, как мы увидим, являются необходимыми условиями применимости геометрических методов в акустике помещений. Они были обусловлены, с одной стороны, экспериментальной методикой, с другой стороны, свойствами того помещения, которое подверглось исследованию. Если бы Сэбин располагал для измерения силы звука быстродействующими инструментальными средствами взамен уха, он бы заметил значительные различия в силе звука как пространственного, так и временного характера. Усредняющие свойства уха, которые сгладили изменения силы звука в пространстве и во времени, позволили ему принять его упрощённую схему. Обследованные им помещения были все умеренной величины и достаточно гулкими; время реверберации обычно превосхо-

дило 1, 5 сек. Если бы подверглись обследованию более разнообразные помещения, то перечисленные выше простые выводы не были бы получены.

Большой интерес представляет сделанный Сэбином выбор стандартной единицы поглощения. Он принял открытое окно за совершенный поглотитель звука и приписал ему коэффициент поглощения $\alpha = 1$. В дальнейшем были изучены многочисленные поглощающие материалы, причём определялась такая площадь открытых окон, которая дала бы одинаковое время реверберации с поглощающим материалом заданного размера. Сэбин точно установил пределы применимости эталона открытых окон; в частности, влияние дифракции сказывалось в том, что маленькое окно сравнительно сильнее поглощало звук, чем большее. В действительности это ограничение приложимо ко всем вообще поглощающим материалам малой площади, причём влияние дифракции больше для сильно поглощающих материалов, чем для материалов с малым коэффициентом поглощения. Этот недостаток, впрочем, проявляется не сильно, пока площади окон или поглощающих материалов не слишком малы. Сэбин пришёл к заключению, что с той же степенью точности, какая достижима и при учёте других факторов, играющих роль в измерениях реверберации, эффективность поглощающего материала, в обычных условиях, не зависит от его площади. Это позволило ему пользоваться простым уравнением (2.3).

6. Геометрическая теория

Вскоре после эмпирического обоснования Сэбином^{S2} теории реверберации, Егер пришёл к тому же уравнению путём рассуждений, сходных с применяемыми в классической кинетической теории газов^{J1, A1, F5}. Впоследствии иные способы вывода были даны Экхардом^{E1}, Беккингамом^{B14} и другими^{C5, C6, D2, F4, S15, S16}. Эти выводы основаны на определённых упрощающих предположениях (необходимых для применения статистических методов), которые опираются на экспериментальные наблюдения Сэбина. В основном эти предположения таковы: 1) однородное диффузное распределение звуковой энергии по всему помещению в любой момент; 2) равная вероятность распространения звука по любому направлению; 3) непрерывное поглощение звуковой энергии на границах помещения. Очевидно, что эта схема строго геометрична: звуковая энергия распространяется лучами и волновые явления не играют никакой роли. Эти предположения справедливы с той же степенью точности, как и сэбиновские опыты, в которых сказались усредняющие свойства уха.

Указанные предположения приводят к простому дифференциальному уравнению, вытекающему из закона сохранения энергии:

$$\left[\begin{array}{l} \text{Прирост звуко-} \\ \text{вой энергии в} \\ \text{помещении.} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Количество энергии,} \\ \text{излучённой источни-} \\ \text{ком.} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Количество энер-} \\ \text{гии, поглощённой} \\ \text{стенками.} \end{array} \right]$$

Пусть W — означает плотность энергии (предполагаемую везде одинаковой), V — объём помещения, Π — мощность источника. Тогда $V \frac{dW}{dt}$ представит скорость прироста энергии. Общее количество поглощённой энергии вычисляется посредством определения поглощаемой доли энергии, падающей за секунду на единицу поверхности с одного определённого направления, и интегрирования этой величины по всем углам падения. Тогда количество энергии, падающее на единицу площади, равно

$$\frac{W}{4\pi} \int_0^c dr \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{Wc}{4}.$$

Если α означает долю падающей энергии, которая поглощается поверхностью площади S , то поглощённая энергия будет равна $\frac{Wc}{4} \alpha S$.

Получается следующее дифференциальное уравнение:

$$V \frac{dW}{dt} = \Pi - \frac{c\alpha S}{4} W.$$

Если источник звука включён в момент $t=0$, то решение уравнения будет

$$W = \frac{4\Pi}{c\alpha S} \left[1 - e^{-\frac{c\alpha S}{4V} t} \right], \quad (2.1)$$

а если источник выключен в момент $t=0$, то

$$W = \frac{4\Pi}{c\alpha S} e^{-\frac{c\alpha S}{4V} t}.$$

За меру скорости установления стационарного режима можно принять константу затухания

$$k = \frac{c\alpha S}{8V}. \quad (2.2)$$

Однако чаще за меру времени установления режима выбирают время реверберации. Это время, в течение которого энергия убавляется до 10^{-6} своего первоначального значения:

$$T = \frac{4V}{c\alpha S} \ln(10^6) = \frac{KV}{\alpha S}. \quad (2.3)$$

В английских мерах $K=0,049$, в метрических $K=0,161$. Это то же уравнение, что и экспериментально полученное Сэбином. Оно снова подчёркивает тот факт, что сэбиновская схема имеет геометрический и статистический характер.

7. Другие формулы геометрической акустики

Первой важной модификацией сэбиновской теории была замена предположения о «непрерывном поглощении» другим предположением, в котором допускалось внезапное уменьшение силы звука в момент поглощения стенкой.

Ирингом^{Е3} получена следующая окончательная формула:

$$T = \frac{KV}{-S \ln(1-\alpha)}. \quad (2.4)$$

Предположение Сэбина о равномерном распределении звуковой энергии и о случайном характере процесса здесь сохраняется, однако вводится

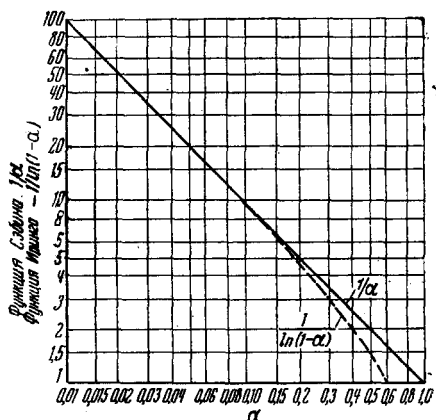


Рис. 4. Соотношение между формулами Сэбина и Иринга для длительности реверберации.

предположение, что звуковая энергия распространяется без затухания на протяжении некоторого среднего пробега и потом внезапно убывает на определённую долю, зависящую от коэффициента поглощения стенки. Форма полученного уравнения подобна сэбиновской, но простой коэффициент поглощения здесь заменён логарифмической функцией. График этой функции дан на рис. 4. Для больших поглощений уравнение (2.4) даёт значения, отличающиеся от таковых по уравнению (2.3) больше, чем на 100%. Измерения, проведённые в сильно заглушённых помеще-

ниях, показывают, что для этих случаев формула Иринга гораздо точнее простой формулы Сэбина.

Формула Иринга может быть очень просто выведена методом, предложенным Норрисом^{Н1}. В среднем, всякий раз, когда волновой фронт встречает стенку, некоторая доля падающей энергии α поглощается, а $1-\alpha$ отражается. Средняя длина свободного пути равна $4V/S$, как это получается из сэбиновского анализа^{С1}. Среднее число отражений волны за время t равно $Sc t/4V$, где c — скорость звука. По прошествии времени t сила звука будет равна

$$I = I_0(1-\alpha)(1-\alpha)(1-\alpha)\dots = I_0(1-\alpha)^{Sc t/4V} = I_0 \exp\left\{\frac{Sc \cdot \ln(1-\alpha)}{4V} t\right\}.$$

Полагая $I/I_0 = 10^{-6}$, мы получим время реверберации согласно уравнения (2.4). В параграфе 53 настоящего обзора мы обсудим неточности, присущие этому методу анализа.

В формулу Иринга входит «средний коэффициент поглощения». Предполагается, что стенки помещения равномерно покрыты материалом с одинаковым поглощением, или что разные поглощающие материалы достаточно равномерно распределены по всем стенкам, так что можно принять среднее значение поглощения. В этом случае

$$\alpha = \frac{\sum a_i S_i}{\sum S_i}.$$

Для очень неоднородного распределения поглотителя, например, когда одна стенка сильно поглощает, а остальные хорошо отражают, формула Иринга даёт значительные ошибки. Это противоречие привело Миллингтона^{М7} и Ситта^{С12} к другому способу усреднения коэффициента поглощения. Их уравнение гласит

$$T = \frac{KV}{-\sum S_i \ln(1 - a_i)}. \quad (2.5)$$

Главное расхождение возникает в следующем пункте: теория Иринга предполагает, что звуковая энергия в помещении сохраняет равномерное распределение после каждой встречи со стенкой в течение всего процесса затухания; Миллингтон и Ситт прослеживают историю пучка звуковых лучей на протяжении многих отражений и предполагают, что в среднем каждый луч встречает какую-нибудь поверхность такое число раз, которое пропорционально её площади. Как та, так и другая теория принимают эббинговские геометрические условия, но применяют различные способы усреднения. Иринг применяет арифметическое усреднение по поглощающей поверхности, Миллингтон и Ситт применяют геометрическое. Поскольку среднее геометрическое всегда меньше среднего арифметического, то длительности реверберации и коэффициенты поглощения, полученные по формулам Иринга и Миллингтона-Ситта относятся так:

$$T_{MS} > T_E, \quad \alpha_{MS} < \alpha_E.$$

Важным недостатком формулы Миллингтона-Ситта является то, что она даёт $T=0$, если какая-нибудь сколь угодно малая поверхность обладает значительным коэффициентом поглощения.

Таким образом, мы видим, что каждое из трёх указанных уравнений может в отдельных случаях привести к грубым ошибкам. Этим подтверждается правильность замечания Кнудсена об «осторожности и понимании», отмеченном в предыдущем разделе.

Все теории реверберации, разобранные до сих пор, предполагают, что потери энергии имеют место только у стенок. В действительности, энергия частично расходуется и в воздухе помещения. Ниже 1000 герц поглощением звуковой энергии в воздухе можно пренебречь, но оно прогрессивно растёт при повышении частоты. В некоторых случаях поглощение в воздухе при частотах выше 4000 герц может во много раз превзойти полное поглощение звука стенками помещения. Это

поглощение подробно изучал Кнудсен ^{к2, к6}. Свои результаты он ввёл в теорию реверберации, причём воспользовался формулой Иринга, как имеющей более широкое применение:

$$T = \frac{KV}{-S \ln(1-\alpha) + 4mV}.$$

Если выразить V в m^3 , S в m^2 , то $K = 0,161$; m является коэффициентом поглощения для плоских волн в воздухе (в m^{-1}), согласно формуле $I = I_0 e^{-mx}$. Коэффициент m зависит от частоты, влажности, температуры ^{к3}.

Для правильного применения этих геометрических формул часто необходимо бывает проследить «лучи» звука в помещении и установить, как они отражаются от поверхностей, ограничивающих помещение. Таким путём возможно выявить фокусирующие действия криволинейных стен, а также определить, насколько строго каждое отдельное помещение удовлетворяет требованиям равномерного распределения звуковой энергии. Эти требования определяют применимость геометрических формул. Для этой цели было выполнено много модельных экспериментальных работ с капиллярными волнами в сосудах, фотографированными при помощи искры ^А. Прослеживание звуковых лучей также применялось для определения отношения отражённой звуковой энергии к энергии, непосредственно достигающей слушателя в различных местах аудитории ^{А, к3}.

8. Измерения реверберации

Необходимо дать краткий обзор экспериментальных методов акустики помещений, чтобы отметить ту роль, которую измерительная техника сыграла в раскрытии несовершенств геометрической теории. Экспериментальные детали полностью приведены в многочисленных статьях ^{А, А1, С1, Н5, Н6, Н7, О1, S13, W5, W6, W7} и сжато изложены в некоторых **книгах** ^А.

Вообще говоря, измерения в архитектурной акустике преследуют две цели: а) определение поглощающих свойств материалов и б) измерение акустических свойств самих помещений. Во многих случаях для обеих целей применяются одинаковые методы.

Первыми измерениями были описанные выше измерения Сэбина ^{S1}. В них для регистрации и измерения длительности затухания звука применялись ухо и секундомер. Эта методика была улучшена многими исследователями и привела к автоматическому устройству Хунта ^{Н5}, которое содержит много усовершенствований. Источником звука является генератор воющего тона (периодическое изменение частоты в пределах узкого диапазона). Он возбуждает в помещении целую полосу частот и таким образом сглаживает процесс затухания. Сверх того для уменьшения экспериментального разброса принимались следующие меры: а) выключение репродуктора в одной и той же фазе при каждом

измерении; б) выпрямление выходного микрофонного тока и отфильтровывание огибающей быстрых изменений, наложенных на среднее затухание; в) производство измерений при разных местоположениях микрофона и г) усреднение большого числа (40 или более) отдельных опытов для каждого случая. В методе Хунта применяется автомат, который выключает источник звука в тот момент, когда уровень громкости в помещении достигнет заданного значения, снова включает его, когда уровень громкости спадёт до заданной величины и отмечает длительность процесса затухания. Эти операции циклически повторяются несколько раз и таким образом непосредственно получается средняя продолжительность процесса затухания. Пример кривой затухания, полученной таким путём, показан на рис 5.

Совершенно иной метод наблюдения затухания звука посредством осциллографической записи использован Кнудсеном и другими^{К3}. В этом случае воспроизводится весь колебательный процесс целиком, и затухание звука наглядно воспроизводится спадом огибающей колебательной кривой. В этих записях, показанных, например, на рис. 25, выделяются детали изменений силы звука и частоты. Если нужно получить «среднее» значение затухания, то оно определяется графическим путём. Применяются как механические, так и катодные осциллографы, причём можно получить большую скорость записи.

Третий тип инструментов, разработанный Венте, Бедделлом и другими s13, w6, w7, представляет собой быстродействующий аппарат для записи уровня громкости. В своём наиболее усовершенствованном виде он содержит лёгкий рычажок с остриём; последнее чертит кривую на движущейся полосе навощённой бумаги, причём положение рычажка и острия управляется амплитудой сигнала на входе аппарата. Таким аппаратом могут быть записаны затухания до 600 децибел в секунду. Хотя этот аппарат способен при наибольшей скорости движения бумаги

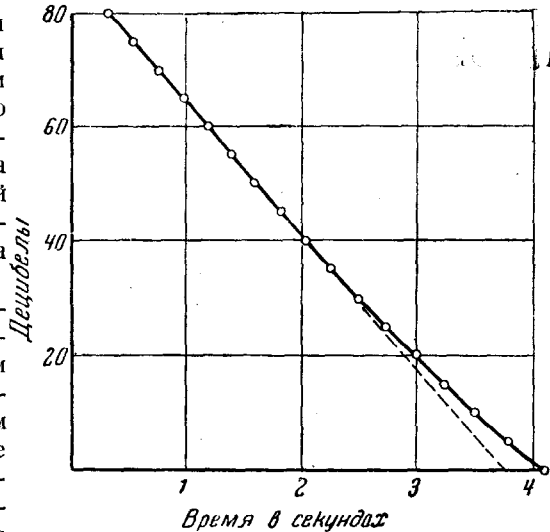
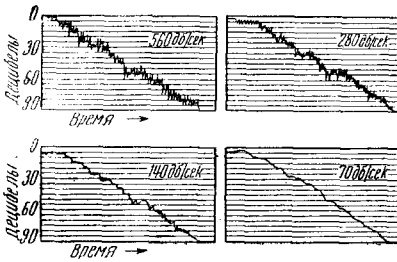


Рис. 5. Кривая затухания, как среднее время уменьшения громкости в заданных пределах. Комната не оборудована, объём 28 м^3 . Четыре положения микрофона. Частота 200 герц. Крутизна прямолинейной части $23,6 \text{ дБ/сек}$. Среднее отклонение от прямолинейности $0,006 \text{ сек}$.

зарегистрировать быстрые колебания силы звука, тем не менее он не может так воспроизвести все детали звукового колебательного процесса, как осциллограф. Изменяя скорость записи, можно производить запись колебаний с большей или меньшей степенью детальности, иными словами, можно добиться определённой степени сглаживания кривой w_7 . Таким образом, кривая затухания звука, которая в осциллографической записи имеет очень извилистый вид, здесь получается в виде слабо волнистой линии, отмечающей только наиболее крупные колебания (см. рис. 6).

Этими же способами измерения реверберации в помещениях можно воспользоваться для определения коэффициента поглощения акустических материалов, согласно уравнению (2.4). Этот приём был стандартизирован во многих лабораториях, причём применялась во всех случаях одна и та же площадь поглощающего материала ($6,5 \text{ м}^2$), помещаемая всегда в одном и том же положении в данном помещении.



Фиг. 6 Кривая затухания при 500 герц, вычерченная быстродействующим регистратором при четырёх разных скоростях записи. Все кривые обладают одинаковым средним коэффициентом затухания w_6 .

Для того чтобы добиться беспорядочного распределения звука, требуемого геометрической теорией, применялись звукорассеивающие приспособления, например, большие вращающиеся флюгер-мешалки.

Экспериментальные приёмы эпохи господства геометрической акустики не ограничивались изучением устанавливающихся режимов. Измерение установившейся силы звука было применено Кнудсенom ^{К4} для определения коэффициента поглощения материалов. Его метод («метод интенсивности») имеет основой тот член уравнения (2.1), который соответствует установившемуся режиму. Из этого уравнения вытекает, что среднее квадратичное давление в установившемся режиме равно

$$(p^0)_{ср} = \frac{4\rho c}{\alpha S} \Pi. \quad (2.6)$$

Здесь ρ означает плотность воздуха, Π — мощность на выходе источника звука (эрг в секунду). Кроме того, предполагается, что плотность звуковой энергии в помещении равна $p_{ср}^2/\rho c^2$. Применение этого уравнения подлежит тем же ограничениям, что и уравнения (2.3).

При экспериментальном использовании уравнения (2.6) применяется сравнительный метод. Необходимо предварительно знать поглощение пустого помещения или поглощение «стандартного образца». Тогда поглощение другого образца определяется непосредственно по отношению сил звука. Хотя этот метод не получил широкого применения, он

имеет свои экспериментальные преимущества. Они состоят в том, что легко можно добиться высокой точности, а также в том, что можно производить измерения при большой громкости звука, значительно превосходящей паразитные шумы*).

Однако этот метод подлежит всем тем же существенным ограничениям, что и любой метод, основанный на геометрической акустике. Это обстоятельство подробно будет рассмотрено в главе V.

Другой метод измерений в установившемся режиме предложил Венте^{W3, H7}. Он рассматривает помещение, как звуковую «линию передачи», и измеряет постоянную передачи в функции частоты при помощи репродуктора, помещённого в одной точке, и микрофона — в другой. С геометрической точки зрения можно дать только качественную интерпретацию колебаний величины постоянной передачи. Однако получаемые этим способом результаты очень поучительны с волновой точки зрения, как это будет показано в главе V.

Измерения коэффициента поглощения производились также разнообразными вариантами «метода трубы», в котором используются стоячие волны и маленький образец $D_3, L_5, P_3, T_1, T_2, M_9, P_1$. Этот метод требует только простого измерения отношения максимального давления к минимальному в стоячей волне. Здесь сравнительно легко добиться хорошей точности и воспроизводимости результатов. Однако коэффициенты поглощения, измеренные этим способом, не находятся в хорошем согласии с результатами реверберационных измерений, кроме некоторых случаев. Причины этого несовпадения теперь выяснены. В следующих главах мы увидим, что волновая теория в применении к методу трубы приводит к очень полезным приёмам измерения акустического импеданса. Этот импеданс, в свою очередь, может быть использован для вычисления различных коэффициентов, характеризующих поглощение и позволяющих вести расчёты акустического процесса в помещениях больших размеров.

9. Критика геометрической теории

Широкая популярность теории реверберации в применении к акустическому исправлению аудиторий и зал и растущий спрос на акустические расчёты для новых зданий ясно показывают всю важность области, начало которой было положено Сэбином. Применяя теорию реверберации, опирающуюся на немногочисленные простые условия, полностью подтверждённые широкой практикой, в настоящее время можно точно предсказать акустические свойства больших аудиторий, музыкальных зал, зал заседаний, театров и студий. Пользуясь боль-

*) В реверберационных методах очень трудно добиться достаточного устранения паразитных шумов, особенно в тех случаях, когда дело идёт об измерениях в широком диапазоне затухания. Эти трудности привели к разработке дорого стоящих конструкций для звукоизоляции реверберационных камер.

шим числом ограничений и эмпирических правил, можно также рассчитывать залы заседаний и музыкальные залы малых размеров, радиовещательные студии и т. д., однако эти случаи требуют известной интуиции, которой может обладать инженер только в результате длительного практического опыта по расчёту, конструированию и испытанию помещений.

Что касается борьбы с шумами в помещениях, то теория реверберации применима в большинстве случаев даже для больших контор, промышленных предприятий, а также других помещений соответственных размеров. При этом предполагается, что поглощающий материал распределён «надлежащим образом».

Однако наблюдаются многочисленные несоответствия между выводами теории реверберации и результатами измерений. Вычисленные времена реверберации иногда расходятся с действительностью на 20%—50%, независимо от использованной формулы. В отдельных случаях, например в очень маленьких помещениях при низких частотах, ошибки могут достигать нескольких сот процентов.

В помещениях сложных очертаний, например в залах с сильно реверберирующей сценой или в больших круглых зданиях с куполообразным потолком, кривая реверберации может состоять из двух частей с весьма различными показателями затухания. Реверберация в связанных объёмах также подвергалась изучению^{С5}, но представления здесь ещё далеко не полны.

Наибольшие трудности в применении теории реверберации в помещениях возникают тогда, когда не соблюдены простые геометрические допущения. Часто звуковые волны распределены не по случайным направлениям и не равномерно по объёму помещения. Поэтому в этих случаях затухание звука протекает не по логарифмическому закону; ход его искажён как небольшими неправильностями, так и резкими изломами и величина его различна в разных местах помещения. С геометрической точки зрения наиболее важны наблюдавшиеся случаи, когда эффективное поглощение акустического материала зависит от его площади и его местоположения в помещении. Этим эффектам — «площади» и «размещения» — были посвящены многочисленные измерения A_2 , C_2 , D_4 , E_4 , P_7 , R_2 , S_3 , но числового расчёта этих эффектов можно ожидать только от разработки волновой акустики.

Пожалуй, самым серьёзным недостатком геометрического приближения было его бессилие дать достоверно сравнимые, стандартные методы измерений коэффициента поглощения материалов. Хунт, в недавнем обзоре на эту тему, говорит о «проблеме коэффициента поглощения»^{Н8} и суммирует ответы, полученные от многих акустиков на разосланную анкету, следующими положениями: 1) Коэффициенты одних и тех же материалов, измеренные в разных лабораториях, не всегда совпадают. 2) Измерения в звуковом поле дают меньшие значения коэффициентов, чем лабораторные измерения. 3) Увеличение

размера образца приводит к меньшему значению коэффициента, однако это обстоятельство недостаточно для объяснения ранее указанных неувязок.

П. Е. Сэбин^{S7}, Иринг^{E5} и другие^{S14} обсуждали проблему измерения поглощения с различных точек зрения. Если принять любую произвольную методику в качестве стандартной для разных лабораторий, то расхождения в коэффициентах значительно уменьшаются, особенно на высоких частотах. Но даже и принимая все надлежащие предосторожности, различные лаборатории получают коэффициенты поглощения, расходящиеся иногда на 20 процентов.

III. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ВОЛНОВОЙ АКУСТИКИ

Приведённые данные показывают, что некоторые проблемы акустики помещений могут разрешаться только с учётом волновой природы звука. Тот факт, что волновые свойства играют в акустике существенную роль, был давно известен^{S1, S10, S15}. Впрочем, важность этой роли была выяснена только недавно. Кнудсен^{K5} первый показал экспериментально, что звуки реверберации имеют не частоту источника звука, возбудившего реверберационное явление, а частоты, соответствующие частотам собственных колебаний помещений. В некоторых случаях его измерения обнаружили несколько характеристических частот. Результирующие биения обуславливали существенное отклонение кривой затухания звука от обычного экспоненциального вида. Венте^{W8} исследовал громкость звука в помещении в установленном режиме в зависимости от частоты источника и наблюдал резкие резонансные пики. Многие другие экспериментаторы и теоретики^{B5, B6, B8, H9, M2, M11, M12, S3, M1, M6} изучали вопросы волновой акустики с других точек зрения и их работы значительно обогатили эту область, хотя много вопросов ещё остаются нерешёнными.

Во всей проблеме волновой акустики, которая составляет главное содержание настоящего обзора, выделяются три вопроса: взаимодействие между звуковой волной и границами — стенками помещения; установившийся звуковой режим в помещении; и характер процессов установления, в частности, реверберации. Каждый из этих вопросов будет до некоторой степени освещён в настоящем обзоре. Полезно начать с предварительного установления некоторых общих положений.

10. Акустический импеданс

Выяснилось, что коэффициент поглощения не является однозначной характеристикой акустических свойств поверхности стенки. Экспериментальные работы Хунта и других^{B3, B5, B12, C7, H9} показали, что более фундаментальной количественной характеристикой поверхности является её акустический импеданс Z . Этот импеданс определяется

как комплексное отношение*) звукового давления у поверхности к нормальной составляющей скорости воздуха в непосредственной близости от поверхности. Эта нормальная компонента скорости обусловлена либо движением самой стенки, либо движением воздуха в её порах. В обоих случаях мы можем говорить о малом акустическом импедансе при «мягкой» — податливой стенке или о большом акустическом импедансе при «жесткой» стенке. Если импеданс имеет вещественную составляющую, то стенка поглощает звуковую энергию; чисто реактивный импеданс означает, что имеет место только скачок фазы при отражении.

Естественной единицей для Z является акустическое сопротивление ρc воздуха для плоских свободных волн, которое равно примерно 42 г на см² в сек. Обозначим импеданс, выраженный в этих единицах, через $\zeta = (Z / \rho c) = (1 / \rho c) (R - iX)$ и назовём его удельным импедансом материала. Поглощающие свойства поверхности измеряются удельным адмиттансом $\beta = (\rho c / Z) = \gamma - i\sigma$, где γ означает удельную активную, а σ — удельную реактивную проводимость. В частности, величиной, в некоторых случаях ближе всего соответствующей коэффициенту поглощения, является так называемый нормальный коэффициент стенки α_p , определяемый как удельная активная проводимость γ , умноженная на 8. Если Z имеет фазовый угол φ , то эти величины связаны следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= (|Z| \rho c) e^{-i\varphi}, & \beta &= (\rho c / |Z|) e^{i\varphi}; \\ \gamma &= (\rho c / |Z|) \cos \varphi, & \sigma &= -(\rho c / |Z|) \sin \varphi; \\ & & \alpha_p &= 8 \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Как будет показано ниже, акустический импеданс обычно зависит от частоты звука. Иногда он зависит также от угла падения звуковой волны. Эти вопросы будут рассмотрены в главе IV. Поскольку нормальная составляющая скорости воздуха у стенки пропорциональна нормальному градиенту давления, то граничным условием для звуковых волн в помещении будет пропорциональность между давлением у стенки и его нормальным градиентом. Это условие сложнее, чем для помещения с жесткими стенками, хотя оно линейно и однородно. Отношение давления к его нормальному градиенту, вообще, зависит от частоты, так что граничные условия, в сущ-

*) Мы будем принимать для простого гармонического движения временную зависимость в виде $e^{-i\omega t}$, как обычно принято при описании волновых движений. Для сопоставления понятия импеданса с электротехническим надо иметь в виду, что величине i в настоящем обзоре соответствует в электротехнике минус i . Поэтому мы полагаем $Z = R - iX = |Z| e^{-i\varphi}$. Реактанс X и фазовый угол φ соответствуют обозначениям, принятым в электротехнике, причём X и φ отрицательны при упругом (ёмкостном) и положительны при инерционном (индуктивном) реактансе. Эти обозначения сохраняются ниже, кроме глав V и VI, где устанавливающиеся режимы исследуются методами операционного исчисления, когда требуются оба знака перед i .

ности, различны для каждой стоячей волны в помещении. Таким образом, свободные звуковые колебания не образуют ортогональной системы собственных функций, вследствие чего обычные методы, основанные на применении ортогональных систем нормированных собственных функций, не могут здесь применяться. Эта трудность не может быть обойдена, так как поглощение звука на границах является существенной частью вопроса. Рассмотрение действительного помещения, как мало отличающегося от помещения с твёрдыми стенками, явилось бы слишком грубым приближением, так что метод малых возмущений обычно оказывается непригодным.

11. Свойства помещений в установившемся и устанавливаемом режиме.

Вышеуказанные трудности отпадают в случае установившегося режима, когда источник звука приводит воздух в комнате в простое гармоническое колебание. Это колебательное движение может быть разложено в ортогональную систему нормированных собственных функций, причём каждое собственное колебание имеет частоту источника. Поэтому граничные условия получаются одинаковыми для всех компонент. Случай устанавливающихся режимов может быть также исследован методами операционного исчисления, подобно тому, как это делается в теории электрических цепей. Этот вопрос будет разобран в главе VI.

Вообще говоря, устанавливающийся режим состоит из совокупности «стоячих» волн, каждая со своей характеристической частотой, которая является комплексной, что соответствует её экспоненциальному затуханию. Вообще говоря, все колебания имеют разные затухания. Впрочем, мы увидим впоследствии, что в некоторых случаях целые группы колебаний имеют почти одинаковый показатель затухания, а во многих случаях все показатели почти одинаковы. Однако в простом прямоугольном помещении (глава V) имеется несколько различных показателей затухания.

В связи с этим необходимо отметить одно важное различие в результатах геометрической акустики и волновой. В геометрической теории весь звук в помещении ведёт себя как один простой осциллятор; тогда кривая спада в логарифмическом масштабе имеет прямолинейный ход. С волновой точки зрения очевидно, что если некоторые стоячие волны, образующие устанавливающийся процесс, имеют различные показатели затухания, то суммарная кривая затухания не может быть прямолинейной. Кроме того, так как обычно возбуждаются совместно много волн с почти одинаковыми «собственными частотами», то получающиеся биения и интерференционные явления обуславливают дальнейшее отклонение кривой затухания от прямой линии. Работа Кнудсена^{К5}, сыгравшая пионерскую роль, обнаружила действительно наличие этих явлений в определённых случаях, а мно-

гие последующие исследователи В5, Н9, М3, W8 подтвердили и расширили его наблюдения.

Как мы покажем в главе VII, помещения с простыми правильными очертаниями дают наибольший разброс показателей затухания для различных стоячих волн. Те колебания, которые распространяются параллельно стенкам с максимальным поглощением, в большинстве случаев медленнее затухают, чем волны, отражающиеся по нормали к этой стенке. Это относится к плоской или выпуклой гладкой поверхности, для гладкой вогнутой поверхности имеет место обратное. Если стена — вогнутая, то тангенциально падающие волны, идя вдоль стенки, обычно гораздо быстрее затухают, чем нормально падающие волны, которые фокусируются на далёком расстоянии от стенки.

В том и другом случаях кривая затухания в логарифмическом масштабе более круто спадает в начале процесса затухания, чем в конце. В конце остаются только те собственные колебания, которые имеют малое затухание. В обоих случаях некоторые колебания затухают быстрее, чем это предсказывают формулы геометрической акустики, другие гораздо медленнее. Такие помещения, повидимому, обладают неудовлетворительными акустическими качествами В1, М5, V1.

12. Эргодические колебания.

Можно ожидать, на основании принципа соответствия, что для достаточно высоких частот поведение звука в помещениях с правильными очертаниями стремится совпасть с тем поведением, которое предсказывается геометрической теорией. В действительности, это не так. В помещениях с гладкими правильными очертаниями разница показателей затухания для различных собственных частот выражена при высоких частотах более резко, чем при низких частотах и потому кривые затухания гораздо более отклоняются от прямой. Подобный результат с виду находится в прямом противоречии с принципом соответствия, который обычно соблюдается в этих случаях. Причина этого заключается в отмеченном выше обстоятельстве: гладкой, правильной форме стен. Стоячие волны в помещениях правильных очертаний имеют соответствующий правильный и симметричный характер, а это обстоятельство обуславливает различия в показателях затухания. Формы собственных колебаний воздуха в помещениях неправильных очертаний не обладают такой симметрией. Ни одна из стоячих волн не распространяется «параллельно» искривлённой (если только она достаточно искривлена) стенке и ни одна из них не перпендикулярна к ней во всех точках. Мы увидим впоследствии, что введение неправильностей в очертания стен помещения уменьшает показатель затухания для более быстро затухающих колебаний и увеличивает его для медленно затухающих, так что все значения стремятся к величине, предсказываемой геометрической акустикой.

Затрагиваемые здесь вопросы весьма близки к идеям статистической механики. Всякая система только тогда может изучаться методами статистической механики, когда эта система настолько сложна, что все признаки симметрии полностью исчезают, т. е. когда единственным параметром, характеризующим процесс, является его энергия. Почти невозможно найти систему, которую можно было бы полностью исследовать методами как динамической механики, так и статистической. Если движение достаточно просто, чтобы динамические методы давали для него точное решение, то оно обычно не эргодично. Наоборот, большинство систем, обладающих эргодическим движением, слишком сложно для анализа иными методами, кроме статистических. Формулы геометрической акустики суть статистические. Они относятся только к таким помещениям, где имеют место «эргодические» процессы. С этой точки зрения практическая роль волновой акустики сводится к тому, что она может указать, как спроектировать такое помещение, для которого геометрическая акустика была бы применима и не было бы нужды в волновой!

Впрочем, и с этой точки зрения акустика помещений находится в трудной промежуточной области. Существует множество помещений, которые имеют настолько правильные очертания, что статистические формулы непригодны для большей части практически важной области частот, хотя можно встретить много других помещений, столь неправильных по своим очертаниям, что формулы геометрической акустики вполне применимы в нужном диапазоне частот. В общем, волновую акустику приходится применять для малых помещений правильной формы, тогда как геометрическая акустика обычно достаточна для расчёта больших зал. Это и составляет причину того досадного обстоятельства, что «коэффициент поглощения», измеренный в лабораторных реверберационных камерах, отличается от коэффициента, измеренного в звуковом поле больших аудиторий ^{S³, S¹⁴, W¹⁰}.

13. Влияние нерегулярностей

Как с теоретической точки зрения, так и с практической, очень важно подробно изучить промежуточные случаи, для того, чтобы установить, какую степень неправильности необходимо создать, чтобы получить эргодические колебания. Скучные материалы, полученные до сих пор, показывают, что наклон одной стенки под малым углом недостаточен для этого, поскольку стенка остаётся ровной ^{M⁶}. Они показывают также, что неправильности, имеющие тот же порядок величины, что и длина волны, наиболее эффективны для установления эргодического характера колебаний и что неправильное беспорядочное размещение поглощающего материала на искривлённых стенах может создавать достаточную дифракцию и рассеяние звука, чтобы формулы геометрической акустики становились справедливыми. Однако этот метод не так эффективен, как внесение неправильностей в очертания стен ^{M⁵}.

Принцип соответствия справедлив для большинства этих промежуточных случаев. Когда длина волны больше, чем, примерно, одна пятая длины помещения, то рассеяние звука от сравнительно малых нерегулярностей в очертаниях стен недостаточно для придания колебаниям эргодического характера, и отчётливо проявляется отклонение от прямолинейности кривых затухания, типичное для волновой акустики. Для более же коротких волн те же нерегулярности более эффективны, и кривые затухания превращаются в прямые линии, типичные для статистических результатов геометрической акустики.

Для больших зал геометрическая акустика обычно достаточна для изучения звуковой реверберации. Однако и здесь волновая акустика необходима для точного расчёта акустических свойств образцов поглощающих материалов и для определения отношения силы звука, приходящего непосредственно от оратора, к силе звука, претерпевшего однократное отражение. Для этих расчётов можно полагать, что звук состоит из свободных бегущих волн, поскольку результаты расчёта будут интерпретироваться с точки зрения геометрической схемы. Эти случаи будут рассмотрены в главе VIII. Для помещений правильной формы нужно применять волновую акустику, причём, если это возможно, приходится искать точное решение граничной задачи. Для прямоугольного помещения установившийся режим будет разобран в главе V, а устанавливающийся — в главе VI.

Хотя обычно метод возмущений недостаточно точен для решения акустических проблем, тем не менее это единственный метод, применимый в настоящее время для тех промежуточных случаев между чисто волновой акустикой и чисто геометрической, когда стенки лишь немного нерегулярны. Он оказывается пригодным для определения того, какая степень нерегулярности достаточна для приложимости геометрической акустики. Метод возмущений также позволяет выяснить основную причину различия показателей затухания колебаний в помещениях правильной формы, хотя величины этих показателей могут быть определены лишь более точными способами. Методу возмущений посвящена глава VII.

14. Классификация колебаний

Прежде чем приступить к рассмотрению этих вопросов, мы должны вывести формулы, которые определили бы, сколько звуковых волн различных видов (если различные виды существуют) возбуждаются заданным источником: необходимо также подробно исследовать природу граничных условий на стенках помещения. Граничные условия будут разобраны в главе IV. Конец настоящей главы посвящается первому вопросу: определению числа различных колебаний в данном помещении, «собственные частоты» которых лежат в заданном диапазоне.

Это число может быть определено, если известно, сколько существует различных колебаний, частоты которых меньше заданного зна-

чения ν . Число $n(\nu)$ колебаний, частоты которых меньше ν , было исследовано Рэлеем, Вейлем и другими [2, 11, 111, 13, 15, 19] и был определён первый член асимптотического ряда для $n(\nu)$.

В акустике помещений длина звуковых волн достаточно велика по сравнению с размерами помещения. Поэтому первого члена в разложении $n(\nu)$ недостаточно, и необходимо определить следующие члены*). Это было сделано Маа, Болтом, Хезими и Ро [6, 10, 11, 18] для прямоугольного помещения. Эти решения приводятся ниже.

Прежде всего необходимо классифицировать различные типы колебаний, которые могут возникнуть в прямоугольном помещении. Если стенки помещения абсолютно твёрдые и L_x, L_y, L_z — длины рёбер помещения, то потенциал скоростей ϕ , давление p и акустическая скорость \mathbf{u} для каждого собственного колебания будут выражаться следующим образом:

$$\begin{aligned} \phi &= A \cos(\pi n_x x/L_x) \cos(\pi n_y y/L_y) \cos(\pi n_z z/L_z) e^{-2\pi i \nu t}, \\ p &= \rho(\partial\phi/\partial t), \quad \mathbf{u} = -\text{grad } \phi, \\ \nu^2 &= (c/2)^2 [(n_x/L_x)^2 + (n_y/L_y)^2 + (n_z/L_z)^2]. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Эти выражения достаточно точны для нашей цели даже в том случае, если на стенках имеется некоторое поглощение звука.

Стоячие волны, описываемые этими формулами, могут быть разбиты на три класса: во-первых, такие, для которых ни одно из n не равно нулю; такие волны назовём косыми; во-вторых, такие, для которых одно из n равно нулю — тангенциальные волны (причём волны, для которых n_x — нуль, называются yz -тангенциальными, и т. д.); в-третьих, такие, для которых два n равны нулю — аксиальные волны (волны, для которых n_y и n_z — нули, называются x -аксиальными, и т. д.). Основания такой терминологии очевидны. Аксиальные волны образуются из двух волн, бегущих параллельно одной оси и падающих только на две грани помещения. Тангенциальные волны образуются из четырёх волн, бегущих параллельно двум граням и отражаемых четырьмя гранями помещения. Косые волны образуются из восьми бегущих волн, отражаемых всеми шестью гранями.

Каждый из этих трёх классов волн имеет различные свойства. В главе VI мы увидим, что они имеют различные показатели затухания. Они отличаются также связанной с ними энергией. Для каждой стоячей волны полный запас звуковой энергии в помещении определяется формулой

$$E = \frac{\rho}{2} \iiint \left[(\text{grad } \phi)^2 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 \right] dv = \frac{2\pi^2 \nu^2 \rho}{c^2} L_x L_y L_z A^2 \epsilon. \quad (3.3)$$

*) Например, для помещения $(3,0 \times 4,5 \times 9 \text{ м}^3)$ первый член для n меньше верного значения примерно на 50% для частоты 100 герц, примерно на 10% для 1000 герц и примерно на 1% для 10 000 герц (см. рис. 7).

Здесь множитель ϵ имеет значение $\frac{1}{8}$ для косых волн, $\frac{1}{4}$ — для тангенциальных и $\frac{1}{2}$ — для аксиальных. Таким образом, при заданной амплитуде акустического давления аксиальная волна содержит вчетверо больше энергии, чем косая. Следствия этого факта будут разъяснены в настоящей статье ниже.

Тот факт, что в этом простом случае бегущие волны суть плоские, не должен возбуждать представления, будто в помещениях с кривыми стенками не будет тангенциальных или аксиальных волн. В главе VII будет показано, что аксиальные волны бывают и в цилиндрических помещениях. Одни из них распространяются параллельно цилиндрическим стенкам и отражаются от плоских торцов. Другие отражаются от цилиндрических стенок по нормали и фокусируются в центре. Третьи кружат по помещению параллельно как торцам, так и кривым стенкам. Эти волны могут быть названы соответственно z , ρ и φ -аксиальными. Мы увидим впоследствии, что каждый из этих типов волн имеет разные показатели затухания^{к8}.

Как цилиндрические, так и прямоугольные помещения имеют стенки, соответствующие такой системе координат, для которой волновое уравнение может быть разделено, и можно предполагать, что вышеуказанная классификация применима только для таких случаев. В самом деле, только для указанных координат могут существовать стоячие волны, параллельные одной из координатных осей системы. Можно, однако, полагать, что в помещениях, имеющих гладкие стенки размерами в несколько длин волн, существуют волны, распространяющиеся параллельно этим стенкам, и волны, отражающиеся от этих стенок. Оба эти сорта будут иметь разные показатели поглощения, в зависимости от поглощающего материала на данной стенке. Это оказывается справедливым для треугольного помещения (один из немногих случаев с неразделяющимися переменными, для которых получено решение), как это будет показано в главе VII. Можно надеяться, что будут исследованы ещё и другие неразделимые случаи и выяснится граница применимости вышеуказанной классификации.

15. Распределение частот собственных колебаний

Уравнение (3.2) показывает, что собственные частоты прямоугольного помещения имеют свойства вектора с составляющими $cn_x/2L_x$ и т. д.^{М11}. Поэтому каждая собственная частота может быть представлена точкой в пространстве частот. Эти точки расположены в узлах прямоугольной пространственной решётки, причём в направлении оси x расстояние между слоями решётки равно $c/2L_x$ и т. д. Таким образом, объём, занятый одной собственной частотой в «пространстве частот», представляет собой прямоугольный параллелепипед с объёмом $c^3/8V$, окружающий данную точку. Здесь $V = L_x L_y L_z$ есть объём помещения

Точки заполняют весь первый октант в пространстве частот, так что занятый ими объём больше первого октанта, вследствие того, что указанные параллелепипеды выдаются, например, над плоскостью xz на длину $c/4L_y$, и т. д. *).

Таким образом объём, занятый точками с частотами, меньшими ν , равен:

$$\frac{\pi}{6} \nu^3 + \left(\frac{c}{4L_x} + \frac{c}{4L_y} + \frac{c}{4L_z} \right) \frac{\pi \nu^2}{4} + \left(\frac{c^2}{16L_x L_y} + \frac{c^2}{16L_x L_z} + \frac{c^2}{16L_y L_z} \right) \nu + \dots$$

Чтобы определить число собственных частот, меньших, чем ν , разделим этот объём на объём, занимаемый одной собственной частотой в пространстве частот, и получим M_1, M_6, M_8

$$n(\nu) = \frac{4\pi V}{3c^3} \nu^3 + \frac{\pi S}{4c^2} \nu^2 + \frac{L}{8c} \nu + O(\nu). \quad (3.4)$$

Здесь обозначено

$$V = L_x L_y L_z; \quad S = 2(L_x L_y + L_x L_z + L_y L_z); \quad L = 4(L_x + L_y + L_z),$$

а $O(\nu)$ представляет нерегулярную ступенчатую функцию порядка единицы. Величина S означает площадь всех граней, а L — общую длину рёбер прямоугольного помещения. Первый член этого разложения получается преимущественно от косых волн, второй — от тангенциальных, третий — от аксиальных. Член $O(\nu)$ отображает то обстоятельство, что n представляет, в сущности, ступенчатую функцию, увеличивающуюся на единицу, когда октант растущего радиуса ν охватывает ещё одну точку. На рис. 7 изображены вычисленные функции: N_C — ступенчатая кривая $n(\nu)$, соответствующая полному выражению (3.4), N_B — сглаженная кривая, получающаяся, если отбросить член $O(\nu)$ и N_A — один только первый член. Как видим, последняя кривая лежит значительно ниже точной кривой N_C .

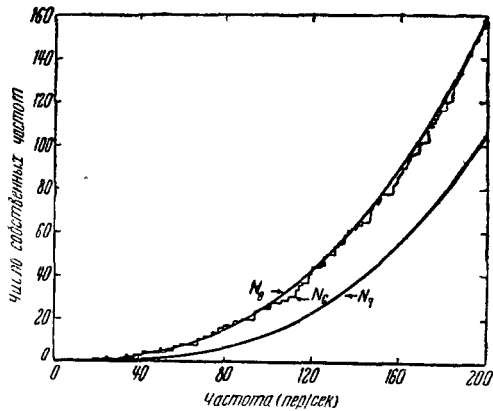


Рис. 7. Распределение собственных частот в камере размером $(3 \times 4,5 \times 9 \text{ м})$. Истинная функция $n(\nu)$ в сравнении с непрерывной частью уравнения (3,4), а также только с первым его членом M_6 .

Вейль^{W9} показал, что первый член в этом асимптотическом разложении для $n(\nu)$ имеет одинаковый вид для всех помещений с объёмом

*) Кроме того, нужно подсчитать число точек, непосредственно лежащих на осях координат. Эти точки образуют третий член приводимой суммы. *Прим. ред.*

V , вне зависимости от их очертаний. Подобного обобщения в отношении второго члена получено до сих пор не было. Впрочем, для помещений треугольных и цилиндрических⁸⁸ второй член имеет тот же самый вид, как в уравнении (3.4), причём S всюду означает площадь стенок. Таким образом, возможно, что и выражение второго члена имеет общую применимость. Для изучения этого вопроса делали экспериментальные измерения собственных частот на нескольких малых моделях⁸⁸. Главным затруднением при этом оказалось то обстоятельство, что невозможно вести подсчёт резонансных частот в той области, где эти частоты сильно сближаются, так как резонансные пики сливаются вследствие влияния затухания. Результаты показывают, что всегда необходимо вводить поправку к асимптотическому члену, причём величина её оценивается следующим правилом: а) в первом члене уравнения (3.4) следует брать действительный объём помещения V ; б) во втором члене для S нужно выбрать сглаженную «среднюю» поверхность помещения так, чтобы ограничиваемый ею объём был равен V . Это означает, что в этом вопросе в помещениях с неправильными очертаниями «эффективная» поверхность S часто меньше действительной поверхности стенок.

Третий член ещё более неопределён. Повидимому, для помещений, ограниченных плоскими стенками, L есть сумма длин рёбер (это, во всяком случае, верно для помещений прямоугольных и треугольных). Для цилиндрического помещения оказалось, однако: $L = 4\pi R + 4L_z$, где R — радиус цилиндра, а L_z — расстояние между плоскими торцами; как видим, вдобавок к члену $4\pi R$ для обеих круговых кромок здесь имеется член $4L_z$. Впрочем, большинство наших рассуждений будет касаться прямоугольных помещений, а для них справедливость уравнения (3.4) достоверна.

Число волн каждого из трёх вышеуказанных типов, имеющих частоты, меньшие, чем ν , может быть найдено посредством подобных же соображений. В частности, для прямоугольного помещения число косых стоячих волн с частотами, меньшими чем ν , будет:

$$n_p(\nu) = \frac{4\pi V}{3c^3} \nu^3 - \frac{\pi S}{4c^2} \nu^2 + \frac{L}{8c} \nu + O_p(\nu), \quad (3.5)$$

число уз-тангенциальных:

$$n_{iyz}(\nu) = \frac{\pi}{c^2} L_y L_z \nu^2 - \frac{1}{c} (L_y + L_z) \nu + O_{iyz}(\nu), \quad (3.6)$$

и два аналогичных выражения для остальных плоскостей. Число x -аксиальных волн с частотой меньше ν :

$$n_{ax}(\nu) = \frac{2}{c} L_x \nu + O_{ax}(\nu), \quad (3.7)$$

и два подобных выражения для остальных осей. Если в последних четырёх уравнениях опустить члены $O(\nu)$, то они дают очень точные выражения для n при условии, что длина полуволны ($c/2\nu$) короче наименьшего измерения помещения.

IV. АКУСТИЧЕСКИЙ ИМПЕДАНС

16. Импеданс и поглощение

Разными путями было доказано, что коэффициент поглощения, входящий в формулы геометрической акустики, не является фундаментальным акустическим свойством поверхности стенки $A_2, B_3, B_{12}, H_9, M_2, P_1, S_4, W_{10}$. Измерения величины этого коэффициента дают разные результаты, когда материал исследуется в различных помещениях H_8, P_5, S_{14}, W_{10} . Для некоторых материалов замечено его изменение в зависимости от угла падения звукового луча B_9, W_{10} . Таким образом, коэффициент поглощения является усреднённым свойством, причём усреднение относится к тому частному случаю распределения звука, которое мы назвали в предыдущем разделе «эргодическим». Эта величина теряет смысл для случаев, где распределение звука не эргодическое H_8, B_3 .

Это ограничение важно подчеркнуть, потому что некритическое употребление понятия «коэффициент поглощения» может привести к ошибочным результатам. В этой статье мы будем применять термин «коэффициент поглощения» только при условии, что к разбираемому помещению применима сэбиновская формула реверберации, т. е. что логарифмическая кривая затухания прямолинейна, причём показатель затухания для среднего квадратичного давления равен:

$$k = \frac{c}{8V} \sum_n a_n S_n. \quad (4.1)$$

Здесь V означает объём помещения, а S_n — площадь определённого сорта материала на стенках. Это уравнение является определением для коэффициента a_n . Таким образом, это понятие теряет смысл, когда кривая затухания не имеет прямолинейного вида.

Последнее время имеется возрастающая тенденция рассматривать акустический импеданс материала стены, как более удобную меру поглощающих свойств, чем коэффициент поглощения $B_2, B_{12}, H_9, M_{11}, M_{12}, S_8$. Правда, импеданс не многим более «фундаментальное» физическое свойство, чем коэффициент поглощения. Его преимущества заключаются в том, что измерение его может быть выполнено проще и однообразнее, и что его значение для данного материала не зависит от распределения звука в помещении. Акустический импеданс материала изменяется с частотой B_2, B_3, S_8 и, в отдельных случаях, с углом падения звукового луча B_9, S_8, W_{10} . Тем не менее при помощи него можно определить показатель затухания для помещений, когда формула Сэбина неверна и когда коэффициент поглощения не имеет смысла.

У части инженеров-акустиков принятие импеданса за основное акустическое свойство материала встретило известное сопротивление. Это обусловлено с одной стороны понятной нерешительностью перед сменой представлений; с другой стороны — впечатлением, будто соотношение между импедансом и коэффициентом поглощения является

неопределённым. В действительности, такое впечатление возникло от того, что упускались из виду неопределённость и ограниченность применимости самого понятия коэффициента поглощения. Ниже будет показано, что соотношение между импедансом материала на стенках и показателем затухания звука в помещении — неоднозначно, оно зависит от распределения звуковой энергии в помещении. В тех случаях, когда помещение, источник звука и проч. таковы, что устанавливается эргодический звуковой процесс, имеется определённая и однозначная зависимость между наклоном результирующей прямолинейной кривой затухания и импедансом материала на стенках. Поскольку это единственный случай, когда можно применять понятие коэффициента поглощения, мы вправе утверждать, что существует определённое и однозначное соотношение между импедансом и коэффициентом поглощения. Это соотношение будет обсуждено в главах VII и VIII. Для тех же случаев, когда явление не эргодично, и необходимо пользоваться волновой акустикой, теория, развитая в главе VI, показывает, что соотношение между импедансом и показателем затухания может быть различным. Таким образом неопределённость понятия коэффициента поглощения возникает только тогда, когда применение его выходит за законные пределы. Получающееся несоответствие должно быть приписано естественным ограничениям применимости геометрической акустики, и их следует рассматривать, как новый аргумент против взгляда на коэффициент поглощения, как на фундаментальный акустический параметр материала.

Экспериментальная работа Хунта и его сорудников ^{v3, n7, n9, m2}, носящая пионерский характер, показала, что утверждения предыдущего раздела в общем справедливы. Впрочем, необходимо проделать ещё очень большую детальную работу, прежде чем станет полностью понятной взаимосвязь между акустическим импедансом материала и его физическими свойствами, с одной стороны, и между импедансом стенок и реверберацией помещения, с другой.

Настоящая глава описывает современное состояние науки в первом вопросе — взаимосвязи между механическими свойствами материала и его акустическим импедансом. Попутно будут описаны экспериментальные приёмы измерения импедансов, а также будут указаны следствия, которые вытекают, в свете разбираемой теории, из немногочисленных надёжных экспериментальных результатов.

17. Механические свойства пористых материалов

Соотношения между плотностью, пористостью и разными другими механическими свойствами материала и его акустическими свойствами изучаются уже давно. Рэлей ^{R⁴} вычислил звукопоглощение в поверхности твёрдого пористого материала, учтя диссипацию звуковой энергии в теплоту в капиллярных каналах, вызванную вязкостью воздуха. Предположим, что каналы меньше чем 0,01 см в диаметре, имеют

цилиндрическую форму, нормальны к поверхности и настолько длинны, что звук не может отражаться от их дна*), но коротки по сравнению с длиной волны. Тогда, по вычислениям Рэля, коэффициент поглощения будет

$$\alpha = 4M / (2M^2 + 2M + 1).$$

Здесь положено

$$M = \frac{2(1+g)(\nu\gamma)^{1/2}}{r\omega^{1/2}}.$$

g означает коэффициент перфорации (отношение площади отверстий к остающейся площади), ν — кинематическую вязкость газа, γ — отношение теплоёмкостей, r — радиус пор (предполагаемых однородными и цилиндрическими) и ω — круговую частоту звукового сигнала. Поскольку величина g здесь определена как поверхностная пористость, она аналогична (в том частном случае, который разбирается здесь) объёмной пористости, которую мы будем разбирать впоследствии. Это уравнение показывает, что α может иметь максимум в области слышимых частот. Рэлей рассмотрел также случай, когда звук падает на материал под разными углами и показал, что в некоторых случаях, при определённых углах, поглощение может быть полным.

Пэрис^{Р2, Р6} вывел формулу, определяющую коэффициент поглощения при любом угле падения, если известна «акустическая проводимость» поверхности. Он не делает при этом никаких предположений относительно физической природы поглощающего материала и вводит единственное специальное допущение, что звук не распространяется внутри материала параллельно его поверхности. Если уравнение Пэриса выразить через обратную величину проводимости — акустический импеданс, то оно приобретает вид:

$$\alpha(\theta) = 1 - \left| \frac{Z \cos \theta - \rho c}{Z \cos \theta + \rho c} \right|^2.$$

Здесь Z означает акустический импеданс поверхности, в общем случае число комплексное, ρ — плотность воздуха, c — скорость звука в воздухе ($\rho c \approx 42$ единицы *C. G. S.*). Это уравнение, определяющее коэффициент поглощения при заданном угле падения θ , приобрело особенно важное значение в последних исследованиях связи между импедансом и коэффициентом поглощения^{Н7, М11, S8, W4}.

Крэндалл^{С4} вывел формулу, связывающую поглощающую способность слоя материала с его толщиной, предполагая, что он нанесён на абсолютно твёрдой поверхности, и звуковой луч падает нормально. Его работа была первой, в которой допускается возможность отражения от задней поверхности материала, приводящая к возникновению

*) Вернее, чтобы отражённая от дна волна дала бы на поверхности ничтожно малую амплитуду давления. *Прим. ред.*

интерференционных максимумов и минимумов величины α в зависимости от частоты звука или толщины материала. Крэндалл показал также, что по мере увеличения толщины материала коэффициент поглощения стремится к определённом пределу. Различные выводы Крэндалла были подтверждены измерениями методом стоячих волн в трубах.

Дальнейшие исследования по поглощению звука были проделаны Дэвисом и Эвансом^{D3}, которые изучили влияние воздушной полости позади пористого образца. Мейер^{M6} исследовал многочисленные сорта гибких панелей. Было произведено множество и других исследований.

В настоящем обзоре мы будем различать два типа облицовочных акустических материалов^{R7}: панельный тип, при котором реакция стенки на изменение давления обусловлена жёсткостью стенки, а нормальная составляющая скорости у стенки обусловлена движением панели, как целого; и пористый тип, при котором нормальная составляющая скорости обусловлена проникновением воздуха в поры материала, а реакция обусловлена взаимодействием этого воздуха с пористым материалом. Конечно, бывают и промежуточные случаи, когда за панелью находится пористый материал, или когда пористая пластинка действует, как панель, но эти случаи следует рассматривать, исходя из анализа обоих предельных случаев.

При рассмотрении пористого типа мы будем, в основном, следовать работам Винтергерста, Геманта и Реттингера^{G1, R6, R7, W11, M3}. Через пористый материал могут распространяться упругие волны в различных направлениях. В некоторых случаях скорость звука по нормали к поверхности отличается от скорости в направлении, параллельном поверхности^{W11} вследствие либо слоистой структуры, либо ориентации пор внутри материала. В таких случаях «показатель преломления» материала для волн, движущихся по нормали к поверхности, отличается от такового для волн, движущихся параллельно поверхности. Такой материал будет акустически двоякопреломляющим*).

Прежде всего необходимо определить главные механические свойства пористого материала. Пористость P есть отношение объёма воздуха в порах ко всему объёму материала. Таким образом, удельная объёмная скорость воздуха сквозь материал u в $см^3/см^2 \cdot сек$ связана со средней скоростью воздуха в порах v в $см/сек$ следующим соотношением $u = P v$. Тогда уравнение непрерывности принимает вид:

$$\operatorname{div} u = - (P/\rho c^2) (\partial p/\partial t). \quad (4.2)$$

Оно связывает давление со средним потоком. Посредством этого уравнения пористость можно определить по-новому, как отношение жёсткости воздуха к жёсткости (объёмному модулю упругости) того же объёма материала в целом (включая поры). Отметим, что эффективная пористость, которая входит в это уравнение (она может

*) Авторы неосмотрительно применяют этот термин к продольным волнам. Прим. ред.

быть названа динамической пористостью), может отличаться от геометрической пористости, так как материал, окружающий поры, может быть и сжимаемым. Есть ещё и другая причина, почему эффективная пористость будет отлична от геометрической. В уравнении (4.2) мы предполагаем, что жёсткость воздуха в порах выражается величиной ρc^2 , соответствующей адиабатическому расширению. Некоторые работы Биренека^{В4} указывают, что расширение воздуха в порах может быть почти изотермическим. Различие жёсткостей приводит к появлению фактора, равного отношению теплоёмкостей $\frac{C_p}{C_v}$, включаемого в величину эффективной пористости P .

Уравнение движения воздуха в порах достаточно сложное. Прежде всего приходится учитывать как сопротивление трения, так и инерционное сопротивление. Во-вторых, движение воздуха необязательно совпадает по направлению с действующей силой. Это значит, что эффективная плотность воздуха в порах, а также его сопротивление имеют характер не скаляров, а диад, преобразующих вектор силы в вектор скорости или ускорения. В уравнении

$$\rho m (\partial u / \partial t) + r u = - \text{grad } p,$$

как m , так и r суть диады, а u — вектор. В случае изотропии m и r сводятся к скалярам. Тогда r есть эффективное сопротивление материала на единицу объёма, а m — отношение эффективной плотности воздуха в порах к плотности его в открытом пространстве. Так как сам материал движется совместно с воздухом, то m часто может быть значительно больше единицы.

Эти эффективные значения, по предположению, включают в себя возможные следствия движения пористого материала, если последний представляет собой податливую структуру. Таким образом не предполагается, что это эффективное сопротивление r обязательно совпадает с тем значением, которое получается из измерений путём продувания сквозь материал потока воздуха^{В13}, так как такие измерения не учитывают указанного движения материала. Как мы дальше увидим, измерения показывают, что для пористых материалов с жёсткой структурой значения r , полученные из динамических измерений, совпадают с результатами опытов по продуванию. Подобного совпадения не наблюдается в податливых структурах.

В тех случаях, когда m и r не скаляры, обычно получается, что их главные оси нормальны к поверхности. Тогда матрицы для m и r превращаются в диагональные, и уравнения движения приобретают вид:

$$\begin{aligned} \rho m_x (\partial u_x / \partial t) + r_x u_x &= - (\partial p / \partial x), \\ \rho m_y (\partial u_y / \partial t) + r_y u_y &= - (\partial p / \partial y), \\ \rho m_z (\partial u_z / \partial t) + r_z u_z &= - (\partial p / \partial z). \end{aligned}$$

Здесь x предполагается расположенным нормально, а y и z тангенциально к поверхности. Если временная зависимость переменных

величин простая гармоническая, так что временной член имеет вид $e^{-i\omega t}$, то уравнения движения могут быть скомбинированы с уравнением (4.2). Тогда мы получим волновое уравнение для звука в пористом материале:

$$\left. \begin{aligned} (1/\epsilon_n) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + (1/\epsilon_t) \left(\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) + (\omega/c)^2 p &= 0; \\ \epsilon_n &= (n_n + iq_n)^2 = P [m_n + i(r_n/\rho\omega)]; \\ \epsilon_t &= (n_t + iq_t)^2 = P [m_t + i(r_t/\rho\omega)]. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

Здесь n_n и q_n — вещественная и мнимая части показателя преломления для звуковых волн, распространяющихся в материале по нормали к поверхности; n_t и q_t — соответствующие значения для волн тангенциальных.

Если определено давление, поток воздуха может быть вычислен из вышеприведенных уравнений движения. Для простого гармонического колебания это даёт.

$$u_x = \frac{P}{i\rho\omega\epsilon_n} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \quad u_y = \frac{P}{i\rho\omega\epsilon_t} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \quad u_z = \frac{P}{i\rho\omega\epsilon_t} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (4.4)$$

Посредством указанных уравнений можно выразить акустический импеданс материала через «фундаментальные постоянные» m , P и r . Зная зависимость этих свойств от частоты, можно найти зависимость импеданса от частоты и угла падения звукового луча.

Пусть занятый воздухом объём помещения соответствует отрицательным значениям x , передняя сторона слоя материала совпадает с плоскостью $x=0$, задняя сторона материала совпадает с плоскостью $x=L$. Дополнительно предположим, что звуковое давление в плоскости стенки удовлетворяет следующим условиям:

$$\left. \begin{aligned} (\partial^2 p / \partial x^2) &= -\mu_n^2 p, \\ \nabla_t^2 p &= (\partial^2 p / \partial y^2) + (\partial^2 p / \partial z^2) = -\mu^2 p; \\ (\partial p / \partial x) &= -i\mu c p \\ \mu_n^2 + \mu^2 &= \mu^2; \quad \mu = (\omega/c) = (2\pi/\lambda). \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

Тогда угол падения φ_i звукового луча определится из соотношений:

$$\sin \varphi_i = (\mu_t/\mu); \quad \cos \varphi_i = (\mu_n/\mu). \quad (4.6)$$

Зависимость звукового давления от y и z одинакова, как внутри пористого материала, так и вне материала непосредственно у стенки. Зависимость же его от x будет иметь вид:

$$\text{sh}[\phi + i\mu(n_n + iq_n)x \cos \varphi_r], \quad 0 < x < L.$$

Здесь ϕ обозначает фазовый угол, определяемый граничными условиями у задней стороны образца, а угол φ_r преломления определяется законом Снеллиуса:

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi_r &= (n_t + iq_t)^{-1} \sin \varphi_i, \\ \cos^2 \varphi_r &= 1 - \epsilon_t^{-1} \sin^2 \varphi_i. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Если q_t не равно нулю, то этот угол комплексный. Но если модуль $n_r + iq_t$ значительно больше единицы (а это бывает часто), то $\cos \varphi_r$ имеет небольшую мнимую часть. Вещественная же часть $\cos \varphi_r$ всегда близка к единице. В последующем рассуждении так и предполагается, если специально не оговорено противоположное.

Отношение давления в любой точке внутри материала к составляющей объёмной скорости по оси x запишется так:

$$\frac{p}{u_x} = Z_x = \frac{\rho c (n_n + iq_n)}{\rho \cos \varphi_r} \cdot \operatorname{th} \pi \left[\alpha + (2q_n/\lambda) (L - x) \cos \varphi_r + i\beta - i(2n_n/\lambda) (L - x) \cos \varphi_r \right], \quad (4.8)$$

$$\varphi = \pi (\alpha + i\beta) = \operatorname{Arth} [PZ_L \cos \varphi_r / \rho c (n_n + iq_n)].$$

Здесь Z_L есть акустический импеданс того материала, который расположен позади образца в плоскости $x=L$. Акустическим импедансом стенки будет значение Z в плоскости $x=0$. Мы исследуем свойства этой величины для длинных волн и, кроме того, для нескольких типичных значений Z_L при волнах любой длины.

18. Эквивалентная схема для длинных волн

Наиболее поучительным случаем является случай длинных волн, точнее говоря, таких частот, при которых $(2\pi L/c)(n_n + iq_n)$ мало сравнительно с единицей. В этом случае свойства пористого материала аналогичны свойствам электрического контура с сосредоточенными постоянными. Масса ρmL единицы поверхности аналогична самоиндукции, сопротивление потоку воздуха rL аналогично активному электрическому сопротивлению, величина, обратная жёсткости $\rho c^2/PL$, аналогична ёмкости. Разложим уравнение (4.8) в степенной ряд относительно величины $(2\pi L/c)(n_n + iq_n)$. Ограничиваясь членами третьего порядка получим:

$$Z_x \approx \frac{Z_L + \left[(1/Z) - \frac{1}{3} i \omega C \right]^{-1}}{1 + Z_L \left[-\frac{1}{i \omega C} + \frac{1}{3} Z \right]^{-1}}.$$

Здесь Z_L — импеданс материала стены, на которой помещён поглощающий слой, $C = PL/\rho c^2$, $Z = -i\omega r m_n L + r_n L$. Эта формула не может описывать одиночный контур, точно так же как электрическая линия не может быть заменена одиночным контуром. Тем не менее некоторые предельные случаи могут быть приведены к рассмотрению одиночного контура. Обычно реактивное сопротивление $1/\omega C$ при низких частотах больше Z .

Если импеданс Z_L подстилающего материала того же порядка величины, что и Z , то с большой степенью точности можно полагать, что Z включено последовательно с Z_L , а C шунтирует их оба. Когда Z_L очень мало, то в приближённом эквивалентном контуре

$\frac{1}{3}C$ шунтирует только Z . Когда подстилающий материал очень жёсток и Z_L велико, то эквивалентная ёмкость шунтирует Z_L , а $\frac{1}{3}Z$ включено последовательно. Эти упрощённые комбинации показаны на рис. 8.

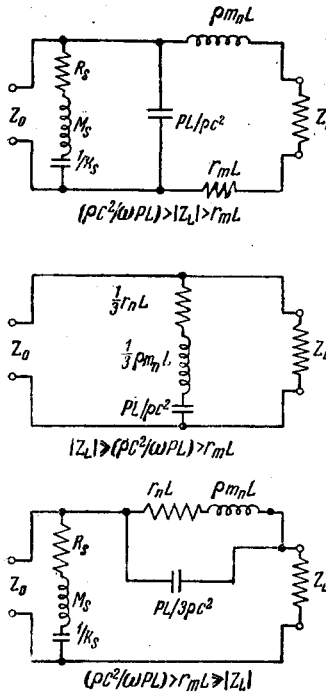


Рис. 8. Эквивалентные схемы для пористой панели толщины L при импедансе подстилающего материала Z_L для длинных волн. R_S , M_S и K_S — эквивалентные постоянные, соответствующие изгибанию панели, равные бесконечности для жёсткой панели. Величины r_n , m_n и P представляют постоянные, соответствующие пористости панели.

пластин, разделённых воздушными зазорами, соответствует фильтру, пропускающему низкие частоты.

В тех случаях, когда длина волны невелика по сравнению с толщиной панели, акустические свойства становятся аналогичными элек-

тронными на рис. 8.

В том случае, когда пористый материал действует одновременно и как панель, с общей массой на единицу площади M_S и эффективной константой упругости на изгиб K_S , появляется вторая цепь из самоиндукции, ёмкости и сопротивления, шунтирующая цепь, относящуюся к движению воздуха в порах. Сопротивление R_S этой ветви обусловлено внутренним трением панели при её изгибах.

Варианты полной эквивалентной схемы для длинных волн изображены на рис. 8. Акустический импеданс на поверхности материала равен импедансу, измеренному в разрыве Z_0 эквивалентных схем, если только толщина материала мала по сравнению с длиной волны в нём. Слоистый материал аналогичен электрическому фильтру. Можно так подобрать пористую структуру, чтобы она поглощала любую нужную полосу частот. Воздушный зазор толщины Z' (малой по сравнению с длиной волны) между панелью и подстилающим материалом соответствует ёмкости $L'/\rho c^2$, шунтирующей Z_L , причём Z_L означает теперь акустический импеданс материала позади зазора. Этот зазор должен быть разделён перегородками, перпендикулярными к поверхности панели, чтобы предотвратить образование в нём стоячих волн в λ .

Акустическая прозрачность материалов также выводится из схем рис. 8, поскольку ток через Z_L соответствует нормальной составляющей скорости воздуха непосредственно позади панели. Поэтому пачка

трической линии с утечками, и возникает необходимость точного решения уравнения (4.8). Некоторые из этих случаев заслуживают обсуждения.

19. Короткие волны

Простейший случай получается тогда, когда подстилающий материал абсолютно твёрдый, Z_L бесконечно, $\alpha + i\beta = \frac{1}{2}i$. Удельный акустический импеданс поверхности стенки ($Z_0/\rho c$) равен

$$\zeta_p = \frac{n_n + iq_n}{P \cos \varphi_r} \operatorname{th} \left[(2\pi L/\lambda) (q_n - in_n) \cos \varphi_r + \frac{1}{2} \pi \right].$$

Значок p означает, что этот импеданс обусловлен движением воздуха в порах материала. Знак s будет означать, что импеданс обусловлен движением панели.

Рассмотрение величин, входящих в это уравнение, показывает, что зависимость импеданса стенки ζ от частоты и от параметров стенки можно выразить семейством кривых с одним параметром. Зависимую переменную обозначим через Γ , независимую — через σ и параметр — через γ , причём определим их следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= 2\zeta (P/m_n)^{1/2} \cos \varphi_r, \\ \sigma &= (L/\lambda) (m_n P)^{1/2} \cos \varphi_r, \\ \gamma &= (r_n L/2\pi\rho c) (P/m_n)^{1/2} \cos \varphi_r. \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

Тогда уравнение для Γ примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= (a + ib) \operatorname{th} \pi \left[-i\sigma(a + ib) + \frac{1}{2}i \right] = \\ &= (2/\rho c) (P/m_n)^{1/2} (\cos \varphi_r) (R_p - iX_p), \\ a &= 2n_n (Pm_n)^{-1/2} = \{ 2[1 + (\gamma/\sigma)^2]^{1/2} + 2 \}^{1/2}, \\ b &= 2q_n (Pm_n)^{-1/2} = \{ 2[1 + (\gamma/\sigma)^2]^{1/2} - 2 \}^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

Переменная σ пропорциональна частоте, параметр γ пропорционален сопротивлению продуванию материала $r_n L$. В том случае, когда числа m_n , r_n и P независимы от частоты, σ пропорциональна частоте, а γ не зависит от частоты.

Кривые для вещественной и мнимой частей величины Γ изображены на рис. 9 в функции от σ для четырёх различных значений γ . При вычислении этих кривых предполагалось, что мнимой частью $\cos \varphi_r$ можно пренебречь. Из этих кривых видно, что для низких частот (малых значений σ) реактивная часть импеданса весьма велика, так что упругость воздуха в порах имеет решающее значение. При этих низких частотах вещественная и мнимая части акустического импеданса стены Z стремятся к следующим простым значениям:

$$R_p \approx \frac{1}{3} r_n L, \quad X_p \approx -(\rho c^2/\omega PL \cos^2 \varphi_r), \quad (4.11)$$

при $\sigma \ll \gamma < 1$ для жёсткого подстилающего материала (см. рис. 8). В этом предельном случае эффективное сопротивление равно трети от статического сопротивления продуванию $r_n L$. Множитель $1/3$ обусловлен тем обстоятельством, что жёсткий подстилающий материал мешает воздуху, пройдя поры, выходить наружу, что имеет место при статических опытах по определению сопротивления продуванию. Реактивное сопротивление обусловлено упругостью воздуха в порах.

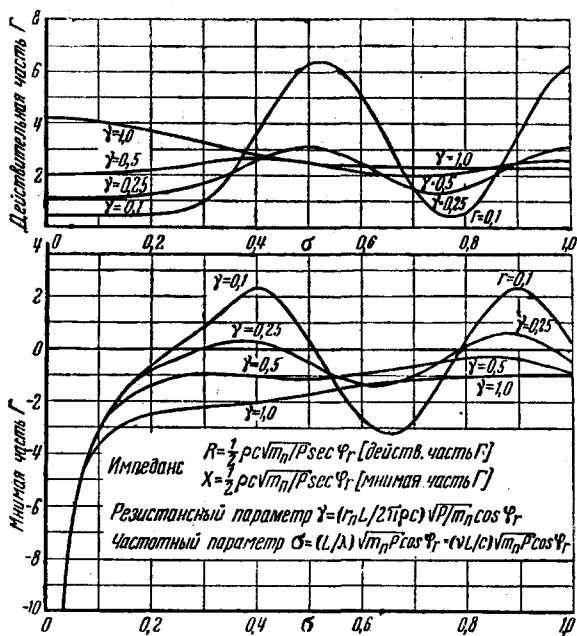


Рис. 9. Кривые акустического импеданса для пористого материала толщиной L на жёсткой стене.

Такой результат получается из рассмотрения эквивалентной схемы рис. 8 для случая бесконечного импеданса Z_L .

При повышении частоты возникают интерференционные явления, вследствие отражения волн от подстилающего материала, и резонансные пики, которые, как показывает кривая рис. 9, тем выше и острее, чем меньше значения γ . Для очень больших значений γ волны не достигают задней стороны слоя материала, акустический импеданс не обнаруживает резонансных явлений, и применимы следующие приближённые формулы:

$$\left. \begin{aligned} R_p &\approx (\rho c / P) n_a \sec \varphi_r, \\ X_p &\approx -(\rho c / P) q_a \sec \varphi_r \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

(если $\gamma > 1$, $\gamma \sigma > 1$ для любого подстилающего материала).

Эти величины представляют собой волновое сопротивление электрической линии, эквивалентной нашему акустическому материалу. Для высоких частот R_p стремится к $\rho c (m_a/P)^{1/2} \sec \varphi_r$, а реактивный член сводится к $-(r_a c/2\omega) (m_a/P)^{-1/2} \sec \varphi_r$. Для очень низких частот (когда σ значительно меньше, чем $1/\gamma$) уравнение (4.12) становится непригодным, и нужно пользоваться уравнением (4.11).

В следующем разделе мы увидим, что качества стенки как поглотителя звука обычно приблизительно пропорциональны вещественной части акустической проводимости $1/Z$. Поэтому большое значение реактивной акустической проводимости при некоторой частоте уменьшает поглощение на этой частоте. Уравнение (4.11) показывает, что для того, чтобы получить материал, сильно поглощающий при низких частотах, он должен быть толст (больше L), порист (P — почти единица) и его тангенциальный показатель преломления должен быть гораздо больше единицы (чтобы $\cos^2 \varphi_r$ было возможно ближе к единице при любых углах падения). Последнее условие предохраняет от того, чтобы акустический импеданс заметно изменялся с углом падения звукового луча.

В следующем разделе мы увидим, что материал поглощает несколько лучше, когда он имеет не чисто активное сопротивление, а содержит небольшое отрицательное реактивное сопротивление (упругое).

20. Влияние воздушного зазора

Для низких частот можно получить отрицательное реактивное сопротивление, устранив позади материала воздушный зазор V_4, V_9 . В этом случае постоянные α и β определяются, если положить Z_L равным импедансу воздушного зазора. Допустим, что толщина зазора L_a мала по сравнению с длиной волны в воздухе. Тогда Z_L будет упругим реактивным сопротивлением. Z_L будет приблизительно равно $(i \rho c^2/\omega L \cos^2 \varphi_i)$. Следует обратить внимание на то, что в эту формулу входит угол падения. Это приближение годится до тех пор, пока в зазоре не могут возникнуть звуковые волны, распространяющиеся параллельно стенке, т. е. пока клетки каркаса, отделяющие пористый материал от капитальной стены, по размерам не превышают длины волны.

Если эти условия удовлетворены, то оказывается, что единственным следствием наличия воздушного зазора является увеличение эффективной толщины материала. Уравнение (4.10) остаётся справедливым, только значения σ и γ изменяются: вместо действительной толщины слоя материала L нужно подставлять эффективную

$$L_e = L + (L_a/P) (\cos \varphi_i / \cos \varphi_r) \quad (4.13)$$

(воздушный зазор, $L_a < \lambda/4$, поперечные волны могут существовать).

Если толщина воздушного зазора L_a больше, чем четверть длины волны, то для Z_L нужно принять более точное выражение, и уравнение (4.10) должно быть пересмотрено.

Вообще говоря, наличие воздушного зазора увеличивает эффективную толщину слоя материала и уменьшает высоту резонансных пик на кривой импеданса в функции от частоты. Причина заключается в том, что воздушный зазор перемещает поверхность нулевой нормальной скорости, совпадавшую раньше с задней стенкой материала, в область воздушного зазора, в силу чего усиливается поток воздуха через поры. При этом получается большая потеря энергии^{В4}.

В тех случаях, когда возможно распространение тангенциальных волн в воздушном зазоре, импеданс оказывается зависящим от угла падения φ_i , так как множитель $\cos \varphi_i$ входит в формулу эффективной толщины; это значит, что при почти скользющем падении звуковых лучей поглощение не зависит от наличия или отсутствия воздушного зазора. Для того чтобы уменьшить такую зависимость от φ_i , необходимо расчленив воздушный зазор сотовым устройством, ячейки которого по размерам малы по сравнению с длиной полуволны^{В9}. В этом случае эффективная толщина материала, которую нужно подставить в уравнения (4.10) и (4.11) вместо L , равна

$$L_e = L + (L_a/P \cos \varphi_i) \quad (4.14)$$

(узкий воздушный зазор, поперечные волны устранены). Это выражение меньше зависит от φ_i , чем L_e , которое соответствует отсутствию каркаса, предотвращающего тангенциальные волны. Поэтому эффективная толщина материала получается увеличенной даже для скользющего падения звуковых лучей.

Когда толщина воздушного зазора делается больше четверти волны или когда материал изготовлен из нескольких слоёв с различными свойствами, анализ усложняется. Несколько раз применяя уравнение (4.8), можно вычислить импеданс стенки даже для этих усложнённых случаев. Конечно, для низших частот, как мы уже указывали, можно исходить из анализа эквивалентных электрических схем (см. рис. 8).

21. Колебания панелей

Приведённый анализ учитывал ту часть нормальной составляющей скорости воздуха у стенки, которая обусловлена проникновением воздуха внутрь пористого материала. Во многих случаях поверхность стены под действием акустического давления двигается как целое, подобно мембране^{R7}, и это движение должно быть принято во внимание. Мы можем рассматривать это явление отдельно потому, что если какая-нибудь пористая стенка работает вместе с тем и как мембрана, то нормальная составляющая скорости воздуха попросту представляет собой сумму скорости материала как целого плюс

скорость воздуха в его порах. Поэтому можно считать, что импедансы, обусловленные обоими явлениями, включены параллельно друг другу. В этом случае играет более важную роль тот импеданс, который меньше. Наоборот, когда стенка состоит из плотного непроницаемого слоя (например, краски), покрывающего пористый материал, то импедансы обоих слоёв действуют как соединённые последовательно. В этом случае играет главную роль тот импеданс, который больше.

Так же, как и в случае воздушного зазора, влияние поддерживающего каркаса (предполагаемого жёстким) будет весьма различным в зависимости от того, больше или меньше полуволны расстояние между элементами каркаса. В первом случае в панели возникают поперечные колебания M_{11} , и для вычисления импеданса необходимо пользоваться теорией колебания пластинок.

Пусть ρ_s означает плотность материала пластинки, s — его коэффициент Пуассона, Q — его модуль Юнга, L — толщину. Тогда уравнение нормальных перемещений пластинки в точке (y, z) его поверхности будет таково:

$$\rho_s L \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + [QL^3/12(1-s^2)] \nabla_i^4 \xi = p_0(y, z) - p_L(y, z). \quad (4.16)$$

Здесь p_0 — означает давление, действующее на переднюю поверхность панели, p_L — на заднюю.

Можно полагать, что давление на переднюю поверхность p_0 удовлетворяет тем же условиям, которые были приняты ранее в уравнении (4.5), причём угол падения определяется уравнением (4.6). Вставляя эти выражения в уравнение (4.16), мы получаем выражение для акустического импеданса стенки панели:

$$Z_s = Z_L - i\omega \rho_s L + \frac{iQL^3 \omega^3}{192 c^4 (1-s^2)} \sin^4 \varphi_i \quad (4.17)$$

(расстояние между элементами каркаса много больше длины волны). Здесь Z_L есть импеданс материала (или воздушного зазора) позади панели.

Второй член в этом выражении представляет обычное реактивное инерционное сопротивление. Третий член обусловлен упругостью пластинки, которая, при косом падении звукового луча, стремится приспособиться к изменениям давления от точки к точке вдоль её поверхности. Этот член имеет положительный знак реактивного упругого сопротивления (X отрицательно). Величина его быстро возрастает с частотой, так как пластинка сильно сопротивляется изгибанию в виде очень коротковолнового гоффра. Ввиду того, что длина волны вдоль панели зависит не только от частоты, но и от угла падения, эта часть импеданса очень заметно зависит от последнего. Она мала при малых углах падения и имеет максимальное значение для заданной частоты при скользющем падении. Поэтому

стенка с очень жёстким наружным покрытием имеет большой импеданс для скользящих звуковых волн и плохо поглощает такие волны, в особенности на высоких частотах.

При достаточно низких частотах длина волны становится больше расстояния между элементами каркаса, и уравнение (4.17) теряет силу. В этом случае каждый кусок стенки, расположенный между несущими элементами каркаса, действует как упругая мембрана с эффективной массой на единицу площади $M_s \approx \rho_s L$, эффективной константой упругости K_s и эффективным сопротивлением R_s (как в эквивалентной схеме). Значения этих констант зависят от распределения несущих элементов каркаса. В этом случае импеданс стенки:

$$Z_s = Z_L - i\omega M_s + i(K_s/\omega) + R_s \quad (4.18)$$

(расстояние между элементами каркаса меньше четверти длины волны). Этот импеданс не зависит от угла падения, что является преимуществом, но сам импеданс при низких частотах становится очень большим, так что стенка представляет собой плохой поглотитель в этом диапазоне.

22. Типы звукопоглощающих материалов

Теперь мы можем произвести классификацию различных видов облицовочных акустических материалов и дать обзор уравнений, определяющих полный акустический импеданс для каждого типа.

1. Тонкий слой пористого материала на жёсткой стене. Импеданс соответствует эквивалентным схемам рис. 8.

2. Тонкий слой пористого материала, позади него воздушный зазор, опорные элементы каркаса удалены более чем на длину волны друг от друга. Импедансы, определяемые уравнениями (4.15) и (4.17), соединены в параллель, причём

$$Z_L = i\rho c^2/\omega L \cos^2 \varphi_i.$$

3. Тонкий слой пористого материала, позади него воздушный зазор, опорные элементы каркаса удалены на расстояние менее полу-волны друг от друга. Импеданс определяется уравнениями (4.15) и (4.18) при параллельном соединении, причём

$$Z_L = i\rho c^2/\omega L.$$

4. Толстый слой материала на жёсткой стене. Импеданс по уравнениям (4.9) и (4.10).

5. Толстый слой материала, воздушный зазор, опорные элементы удалены больше чем на длину волны. Импедансы по уравнениям (4.10), (4.13) и (4.17) в параллельном соединении

$$Z_L = i\rho c^2/\omega L \cos^2 \varphi_i.$$

6. Толстый слой материала, воздушный зазор, элементы каркаса ближе полуволны друг от друга. Импедансы, согласно уравнениям (4.10), (4.14) и (4.18) в параллельном соединении

$$Z_L = (i\rho c^2/\omega L).$$

7. Очень толстый слой пористого материала на стене из любого материала. Импеданс по уравнению (4.12).

8. Толстый слой пористого материала, жёсткая стена, передняя поверхность покрыта тонким плотным непроницаемым слоем (например, краской). Импеданс по уравнению (4.17), причём Z_L определяется уравнениями (4.9) и (4.10).

Для других, более сложных случаев импеданс может быть получен аналогичным путём.

Интересно отметить, что в четырёх из этих случаев (включающих наиболее распространённые материалы) акустический импеданс почти независим от угла падения звукового луча, так как $\cos \varphi_r$ в большинстве случаев почти независим от φ_i . Только в том случае, когда тонкий пористый материал ($L < \lambda$) имеет позади воздушный зазор с опорами каркаса на больших расстояниях друг от друга, или в том случае, когда передняя поверхность достаточно непроницаема, так что преобладает панельное действие, заметна зависимость импеданса от φ_i . Наиболее обычными случаями, разбор которых принесёт наибольшую пользу, являются: случай, когда ζ не зависит от φ_i , и случай, когда ζ равно сумме двух членов: члена, не зависящего от φ_i , плюс чисто реактивный член ($i\rho c^2/\omega L \cos^2 \varphi_i$). Последний случай представляет типичное поведение стенки с воздушным зазором при низких частотах.

Для проверки удовлетворительности описания, даваемого явлению поглощения звука этими теоретическими схемами, было выполнено множество измерений импедансов. Экспериментальные результаты, излагаемые далее в этой главе, указывают, что для многих коммерческих материалов величины P , m и r независимы от частоты в диапазоне от 100 до 6000 герц. Это означает, что эти величины могут рассматриваться как постоянные, характеризующие материал, и что измерение этих трёх постоянных для данного материала позволяет предсказать полностью все его акустические свойства. Эта теория значительно разъясняет свойства поглощающих материалов. Для низких частот, для которых имеют применение эквивалентные схемы, она позволяет рассчитывать поглотители, удовлетворяющие любым заданным акустическим требованиям.

23. Измерения акустического импеданса

Обратимся теперь к краткому изложению экспериментальных методов измерения акустических импедансов. Конечно, самым прямым способом было бы измерение давления, скорости воздуха и сдвига

фаз⁷ между ними на поверхности испытуемого материала. В экспериментальном отношении это представляет чрезвычайные трудности. В частности, трудно построить маленький, но чувствительный микрофон скоростей, а скорость частиц воздуха у поверхности стенки обычно гораздо меньше амплитуды давления^{*}).

Всё же были сделаны попытки построить аппаратуру для этих измерений. Клепп и Файрстон^{С3} разработали «акустический ваттметр». Он состоит из миниатюрного микрофона давлений и резонансного микрофона скоростей, смонтированных тесно рядом друг с другом. Акустическое давление, акустическая скорость и сдвиг фаз между ними могут быть измерены раздельно, а по ним вычисляется импеданс. Оказалось очень трудным производить и сохранять калибровку микрофонов, в особенности из-за их чувствительности к незначительному ветру и изменениям температуры. Прибор был использован для измерения импеданса в трубе, на конце которой помещался образец испытуемого материала. В своих существенных чертах это — «метод гиперболического тангенса», описанный ниже, с той разницей, что p , u и φ непосредственно измеряются в одной и той же точке в стоячей волне, после чего их значения экстраполируются к месту расположения образца.

Другое приближение к прямому методу разрабатывалось Болтом и Питраускасасом^{В7}. Измерялось давление и градиент давления посредством двух маленьких микрофонов давления, отделённых расстоянием d друг от друга и помещённых вблизи образца на нормали к его поверхности. Стационарная плоская волна длины λ , даваемая репродуктором, падает по нормали к образцу. Акустические давления перед обоими микрофонами пусть будут соответственно p_1 и p_2 . Токи на выходе микрофонов комбинируются в схеме, которая даёт напряжение, пропорциональное сумме $(p_1 + p_2)$ и разности $(p_1 - p_2)$, и указывает сдвиг фаз φ между этими напряжениями. Тогда акустический импеданс определяется формулой

$$\frac{Z}{\rho c} = \frac{\pi d}{\lambda} \left| \frac{p_1 + p_2}{p_1 - p_2} \right| e^{i(\varphi - \pi/2)}.$$

Она обладает рядом неточностей: вместо градиента давления взята конечная разность $(p_1 - p_2)/d$; средняя точка между микрофонами на самом деле не находится на поглощающей поверхности, а на расстоянии h от неё; микрофоны имеют конечные размеры. Точно так же волны предполагаются плоскими и дифракционные явления, возникающие около маленького образца, не приняты во внимание. Применяя надлежащий экспериментальный контроль и поправочные коэффициенты, всё же удаётся измерять импедансы в диапазоне от 100 до 700 герц при величине импеданса меньше 5. Эти измерения сов-

^{*}) Авторы упустили добавить здесь слова: «относительно порогов изменений каждой из этих величин». *Прим. ред.*

падают, с точностью до немногих процентов, с теми значениями, которые получены методом гиперболического тангенса. Преимуществом этого прямого метода является принципиальная возможность применения к большим поверхностям поглощающего материала, уже установленным на предназначенном для них месте.

Следующий наиболее прямой метод состоит в наблюдении и анализе вблизи поглощающей поверхности интерференционных явлений T_1 . В его простейшей форме этот метод состоит в использовании длинной прямой трубы постоянного сечения, на конце которой помещён испытуемый образец. Если вдоль трубы распространяется волна определённой частоты, частично отражаясь от конца, то высоты и местоположения максимумов давления в получающейся при этом «стоячей волне»*) определяются исключительно комплексным импедансом материала на конце трубы, если отвлечься от рассеяния энергии в трубе и других явлений, на которые могут быть введены поправки. Импеданс Z материала определяется уравнениями M_{11}

$$Z/\rho c = R/\rho c - iX/\rho c = \text{th } \pi(\alpha - i\beta),$$

$$P_{\min}/P_{\max} = \text{th } (\pi\alpha),$$

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2}(\beta + n), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

В этих уравнениях P_{\min} и P_{\max} означают минимальные и максимальные значения акустического давления, а d_{\min} — расстояние от поверхности образца до первого, второго, третьего и т. д. минимума.

Этот «метод гиперболического тангенса», использующий прямую трубу, обладает рядом недостатков, ограничивающих его применение. Чтобы работать с низкими частотами, нужно брать длинные трубы; так, при частоте 100 герц нужно, чтобы труба была длиннее трёх метров. Со стороны высоких частот предел применимости ставится поперечными собственными колебаниями в трубе, нарушающими простую картину продольных стоячих волн, положенную в основу этого метода. В трубе диаметром 10 см наименьшее поперечное собственное колебание возникает примерно при 2000 герц. Дальнейшие трудности возникают вследствие явлений дифракции, обусловленных наличием микрофона в стоячей волне. Ввиду этих трудностей метод оказывается пригодным только для измерений на образцах умеренных размеров $B_3, P_2, P_3, P_4, S_3, D_3, L_5, P_1, W_{10}, P_8$.

Некоторые недостатки прямолинейной трубы устранил своей остроумной модификацией этого метода Холл ^{H1}. «Труба» представляет собой кольцеобразный жёлоб квадратного сечения, вырезанный в мас-

*) Строго говоря, это псевдостоячая волна, поскольку звуковая энергия непрерывным образом поглощается и восполняется. Такая трактовка часто применяется в акустике в применении к формам собственных колебаний помещения даже при наличии поглощения на стенках.

сивной круглой плите. Сверху этот жёлоб накрыт другой круглой плитой. Миниатюрный конденсаторный микрофон вмонтирован в верхнюю плиту с диафрагмой заподлицо с её нижней поверхностью. При вращении верхней плиты он движется вдоль жёлоба. Акустическая линия дополнена двумя прямолинейными участками квадратного сечения, выфрезерованными в плитах так, что они соединяют диаметрально противоположные концы кольцевого жёлоба. Эти трубы заканчиваются соответственно репродуктором и испытуемым образцом. Этим способом устраняется дифракция от микрофона и уменьшаются размеры установки, необходимые для измерений на низких частотах.

Импеданс может быть также измерен по его влиянию на акустический резонанс в закрытой трубе или в камере. Труба заданной длины при определённой величине оконечного импеданса обладает дискретными собственными частотами, при которых наступает резонанс. «Острота резонанса» может быть определена тремя различными методами, путём измерения давления в функции от: а) частоты звука, б) длины трубы и в) местонахождения микрофона. В каждом случае конечный импеданс можно однозначно определить при помощи определённых формул и при внесении различных поправок.

Наиболее точный метод измерения импеданса предложен Беранеком^{В2, В3}. Этот метод, кроме высокой степени точности, обладает рядом других преимуществ. Измерения с его помощью были проведены в широком диапазоне частот от 100 до 8000 герц. Метод является абсолютным и не основан на сравнении со «стандартным» импедансом. Все возможные источники погрешностей, как температурные изменения, рассеяние звуковой энергии вдоль трубы и т. п., могут учитываться при обработке наблюдений. Измеряются: отношение давлений, длина и частота, причём все эти три величины определяются с большой степенью точности.

Резонансная камера аппарата Беранека представляет собой кусок стальной трубы. Чтобы перекрыть весь нужный диапазон частот, применяются две трубы разных диаметров. На одном конце каждой трубы вделана массивная латунная пробка толщиной около дюйма. Источником звука служит репродуктор, к которому приделана раздвигная капиллярная трубка, проводящая звук в резонансную камеру сквозь канал в латунной пробке. Такой источник звука с высоким (внутренним) импедансом в основном не подвержен изменениям импеданса в резонансной камере^{Н7}. Звукоприёмником служит тонкая латунная трубка, проводящая звук от любой точки вблизи источника наружу к кристаллическому микрофону. Из измеряемого материала выкраивается круглый диск, который вводится внутрь тонкой цилиндрической оправы. Эта оправа укреплена на солидном латунном поршне толщиной около трёх дюймов, который вдвигается внутрь резонансной трубки со стороны, противоположной источнику звука. Конструкция, несущая акустический материал, передвигается посредством прецезион-

ного винта, положение которого отсчитывается с точностью до 0,0005 см. Источником звуковых сигналов служит генератор, частота которого поддерживается постоянной с точностью до 10^{-5} путём сравнения с первичным стандартом частоты. Выходной ток микрофона подвергается усилению и фильтрации, затем проходит через комбинированный ослабитель и измерительный прибор, позволяющий таким образом измерять колебания акустического давления. Для того чтобы вычислить акустический импеданс материала, необходимо начертить резонансные кривые давления в функции длины для случаев наличия

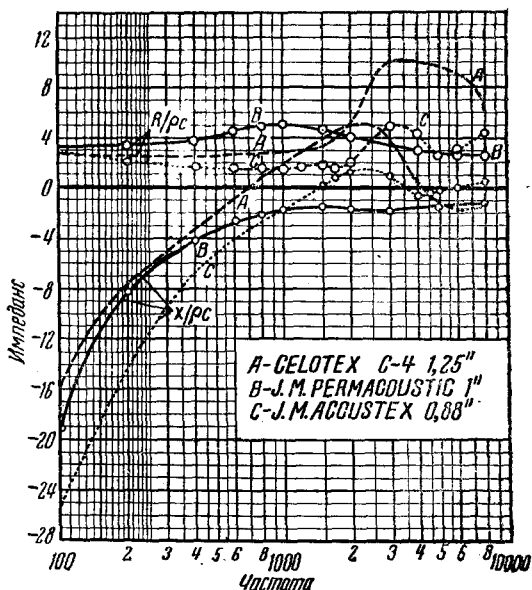


Рис. 10. Акустический импеданс материалов в функции от частоты по измерениям Беранека^{в3}.

и отсутствия материала на конце трубы, определить частоту и узнать скорость звука в трубе. Кроме того, необходимо поддерживать постоянство температуры. Колебания температуры в процессе измерений могут быть введены в формулу.

Типичные результаты, получаемые этим методом, иллюстрированы рис. 10. Эти и другие результаты, полученные Беранеком, использованы в нашем обзоре для сопоставления экспериментальных результатов с выводами теории. Итоговая точность этих измерений определяется воспроизводимостью результатов до $\pm 2\%$ в пределах большей части звукового диапазона. Эта точность совершенно достаточна, потому что она соответствует точности изготовления коммерческих акустических материалов.

Опыт показал, что обсуждённые здесь методы оказались полезны для измерения акустического импеданса небольших образцов, укреплённых простым способом на жёстком основании. На практике акустические материалы применяются большими площадями и монтируются различными способами. Выяснено (вышеприведёнными теоретическими соображениями и предварительными экспериментальными измерениями), что для некоторых способов крепления образцов импеданс сильно изменяется с углом падения звукового луча. Поэтому возникла настоятельная необходимость измерять импеданс больших образцов, по крайней мере, столь больших, чтобы воспроизвести практически применяемые способы крепления. Точно так же необходимо изучить зависимость импеданса от угла падения. Обе эти проблемы изучаются путём усовершенствования обычного метода акустической камеры, а также вышеуказанными прямыми методами.

24. Определение эффективной пористости, плотности и сопротивления продуванию

Результаты экспериментальных измерений, проведённых указанными выше методами, позволяют проверить справедливость теории, изложенной в этой главе. Измерения Беранека были проделаны над образцами с жёстким подстилающим материалом, так что к этому случаю относится уравнение (4.10) и соответствующее семейство кривых рис. 9. Сравнивая конкретную экспериментальную кривую с кривыми импедансов на рис. 9, можно указать приближённое значение параметра γ . Шкала частот подбирается сначала по низкочастотному концу соответствующей кривой сопротивления, после чего может потребоваться новое уточнение величины γ . Этот метод подбора даёт вероятные значения для r , m и P , по которым может быть построена и вся кривая.

Нельзя, конечно, ожидать, что кривая, построенная таким путём для одной системы значений констант, будет воспроизводить экспериментальный результат во всём диапазоне частот. Многие акустические материалы не вполне изотропны и однородны, как это предполагалось при выводе уравнения (4.10). Поэтому нет основания требовать постоянства r , m и P для всех частот. Подобно этому, и в электрических схемах бывает, что самоиндукция и ёмкость меняются с частотой. Поэтому можно считать очень благоприятным результатом то, что больше половины кривых Беранека хорошо представляются уравнением (4.10) с постоянными значениями r , m и P ^{В12, В4}. Позднейшие измерения, произведённые различными методами, показывают, что r , m и P сохраняют удовлетворительное постоянство для большинства акустических материалов в диапазоне от 100 до 6000 герц.

Эти результаты позволяют рассчитывать, что измерение r , m и P с последующим вычислением импеданса, возможно, будет применяться взамен гораздо более трудного метода прямого измерения импеданса

для всех частот и для разных способов крепления. С целью проверки этой возможности для пористых материалов были произведены измерения сопротивления продуванию B_{12} , B_{13} . Здесь существуют те же соотношения для r , входящего в уравнение импедансов, как в электрических схемах для сопротивления постоянному и переменному токам — они не обязательно равны друг другу. Сопротивление продуванию пористых материалов было изучено и измерено Гемантом G_1 , Реттингером R_6 и другими B_4 . Измеряется поток воздуха, продуваемого сквозь образцов материала, а также перепад давления на образце. Сопротивление продувания на кубическую единицу определяется как

$$r = \frac{\delta p}{(V/t)} \frac{A}{L} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \text{ сек}^{-1}.$$

Здесь δp означает перепад давления в барах, V — объем воздуха в см^3 , протекающего сквозь образец за t секунд, A — площадь и

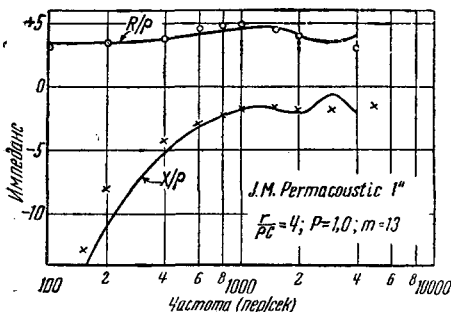


Рис. 11. Сопоставление измеренных и вычисленных значений акустического импеданса. Измеренные значения активного сопротивления обозначены кружками, реактивного — крестиками. Теоретические значения постоянных r , P и m показаны кривыми линиями.

L — толщина образца. Измерения касались большого числа материалов, начиная от очень пористого волосяного войлока с $r=10$, до строительного теса с $r=2 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3 \cdot \text{сек}$ B_{13} . Большинство употребительных акустических материалов даёт значения r в пределах от 50 до 500, за редкими исключениями. Около двенадцати материалов из пятнадцати, исследованных Беранеком B_3 , дают сопротивление, лежащее в этих пределах.

Возвращаясь теперь к сопоставлению численных значений импеданса, мы рассмотрим два случая, в которых совпадение между опытом и теорией получилось очень хорошим, в предположении, что

значения m , r и P не зависят от частоты. Это — материалы «пермакустик» и «акустекс» (рис. 11 и 12). Оба эти материала физически сходны тем, что они сравнительно жёстки, а поверхности их трещиноваты, так что воздух легко проникает внутрь. Измеренное сопротивление продувания у этих материалов находится в отличном

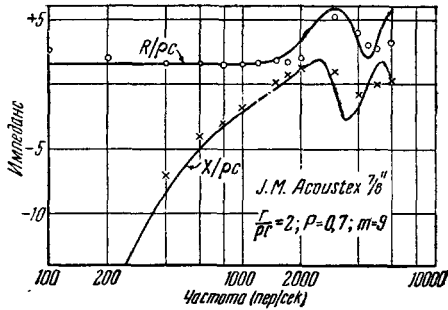


Рис. 12. Сопоставление измеренных и вычисленных значений акустического импеданса.

согласии с значениями r , полученных путём подбора эквивалентных постоянных. Совпадение особенно хорошо у пермакустика; другой же материал даёт расхождение до 30% между статическим и эффективным значением r . Эти данные, повидимому, указывают на то, что

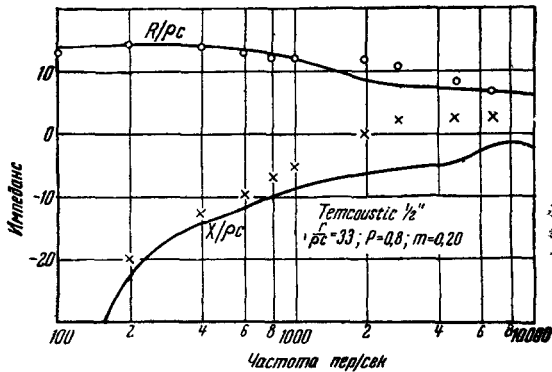


Рис. 13. Сопоставление измеренных и вычисленных значений акустического импеданса.

поглощение звуковой энергии в этом материале происходит в основном путём проникновения воздуха и потерь на вязкое трение в порах — так, как это предполагается простейшей схемой.

Другие материалы имеют параметры, которые не остаются постоянными. Для материала «термакустик» 1,25 см толщиной (рис. 13) экспериментальные точки систематически отклоняются от теоретического значения, обнаруживая постепенное уменьшение γ с увеличением частоты. Этот материал имеет гораздо более «мелкозернистую» структуру, чем оба указанных выше, и не имеет трещин. Он немного сжимаем и имеет губчатую структуру. Продувание этого материала обнаружило значение сопротивления, примерно в два раза большее, чем эффективное, принятое на рис. 13. Повидимому, звуковая энергия переходит в этом материале в колебания сжатия и разрежения и поглощается, помимо вязкого трения в порах, ещё и за счёт внут-

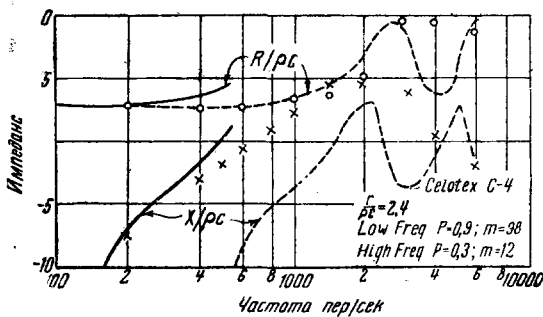


Рис. 14. Сопоставление измеренных и вычисленных значений акустического импеданса. Расхождения объясняются изменениями P и m с частотой.

ренного трения. Имеются указания, что в некоторых случаях сопротивление продувания в сотню раз превышает эффективное динамическое.

Приводимые здесь числовые данные имеют предварительный характер и могут ещё подвергнуться пересмотру. Однако дальнейшее накопление данных происходит быстро, и имеются указания, что для однородных материалов чем точнее измерения, тем ближе они совпадают с теоретическими выводами этой главы.

Материал «целотекс С-4» имеет каналы, пронизывающие плиты материала почти насквозь, и пористость на одной стороне, гораздо большую, чем на другой, окрашенной стороне. Конечно, он не может быть правильно описан простой теорией, выражаемой уравнением (4.10). Поскольку проводимость пор тем больше, чем ниже частота, то при низких частотах эффективная пористость материала равна пористости канальцев.

Пористость для высоких частот соответствует пористости перфорированной поверхности материала, и роль её непрерывно уменьшается по мере роста частоты. В доказательство этого на рис. 14

изображены две пары теоретических кривых для двух разных постоянных значений пористости и эффективной массы. По всей вероятности, кривая, вычисленная для параметров, непрерывно изменяющихся с частотой, всего лучше отобразила бы экспериментальные данные.

В заключение, можно установить, в общем, хорошее согласие между теоретическими значениями импеданса и измерениями для однородных материалов на жёстком подстилающем основании. Многие материалы обладают физическими параметрами, весьма постоянными для разных частот. Точно так же эффективные значения сопротивления равны сопротивлению продувания для более жёстких пористых материалов; оно меньше статического значения для некоторых сжимаемых материалов.

(Продолжение в следующем выпуске).
