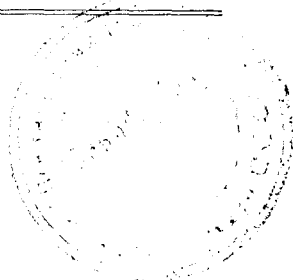


УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

118.



ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПО МЕТОДУ МОДЕЛЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ УЛЬТРААКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

С. И. Кречмер и С. Н. Ржевкин, Москва

Существует ряд способов исследования волновых процессов при помощи моделей. Наиболее простой способ заключается в наблюдении распространения волн на поверхности жидкости. Этот способ прекрасно иллюстрирует преломление, дифракцию и другие волновые явления и широко применяется для демонстрационных целей¹. Для изучения распространения волн в помещениях и выяснения ряда вопросов архитектурной акустики этот метод также с успехом применяется и дает довольно наглядные характеристики распространения волн при отражении от поверхностей сложной формы^{2,3}. Однако несомненно, что совершенно различная природа волн на поверхности (поперечные волны) и волн в воздухе (продольные волны) не позволяет далеко развивать аналогию в сторону количественных выводов. Кроме того, в методе водяных волн имеется ряд серьезных неудобств, происходящих, во-первых, из-за большого затухания поверхностных волн и зависимости их скорости от длины волн⁴. Ввиду того что затухание быстро растет с уменьшением длины волны, приходится применять наиболее длинные волны (с длиной волны порядка 1 см), что приводит, во-вторых, к нерезкости фотографических снимков волновых картин и, во-вторых, к необходимости делать модели очень больших размеров (порядка 1 м). Наличие сильной дисперсии поверхностных волн делает крайне ненаглядным изучение волновых картин для случая распространения импульса, так как форма импульса видоизменяется по мере распространения, и отчетливой картины получить не удастся. Пользование каплей как источником волн дает поэтому всегда весьма неопределенные результаты. Наличие капиллярного поднятия на границе твердых тел искажает и волновую и оптическую картину и делает невозможным заключения о деталях явлений дифракции и поглощения звука. Это создает серьезное ограничение применимости метода.

Наоборот, исследование импульсивных волн прекрасно удается в воздухе при помощи ширен-метода Теплера или непосредственно по наблюдению „тени“ этих волн^{5,6}. Ввиду отсутствия заметной дисперсии, картины фронтов волновых импульсов в воздухе оказываются

совершенно резкими и позволяют исследовать мельчайшие детали отражений от поверхностей очень сложной формы и делать важные заключения в архитектурной акустике¹. Ограничение возможности этого метода заключается в трудности получить картину синусоидальных волн определенной частоты, так как для них метод недостаточно чувствителен. Ввиду этого изучение зависимости различных процессов (например, явлений дифракции, отражения и поглощения) от длины волны делается невозможным. Волновые картины импульсов представляют, очевидно, лишь некоторые интегральные характеристики волн для непрерывного частотного спектра, которому эквивалентен данный импульс, и из них нельзя делать заключения, касающиеся волн определенной длины.

Использование ультразвуковых волн для модельных исследований волновых процессов дает ряд преимуществ по сравнению с другими методами. Как показали исследования, произведенные нами в Физическом институте Академии наук, применение ультразвуковых волн в жидкости дает возможность изучения волновых процессов определенной частоты и, следовательно, позволяет (изменяя частоту) изучать частотную зависимость различных процессов. Ряд примеров такого исследования будет приведен далее. То обстоятельство, что ультразвуковые волны в жидкости являются продольными, позволяет с большим правом искать в них аналогии с волнами в воздухе, чем это имеет место для поперечных волн на поверхности. Аналогия должна, безусловно, распространяться на чисто геометрические качества явлений отражения и дифракции и их зависимости от длины волны. Что касается поглощения звука, то здесь вопрос о подобии явлений значительно усложняется, и можно говорить лишь об иллюстрации явлений, не пытаясь, пока, давать количественных закономерностей. Длины волн ультразвука в жидкости удобно брать миллиметрового порядка. Пользование такими волнами особенно просто технически; кроме того, для них удается получить без труда стробоскопические снимки, пользуясь элементами Керра или другими способами, и, таким образом, изучать картину бегущих волн. Размеры моделей при таких длинах волн удается сделать весьма миниатюрными. На границе твердых тел удается получить совершенно отчетливые и неискаженные волновые картины. Некоторую трудность здесь представляют тепловые неоднородности, появляющиеся вследствие конвекционных токов в жидкости, возникающих в результате выделения тепла кварцевым осциллятором и в результате поглощения ультразвуковых волн.

Экспериментальная методика. Для изучения различных случаев распространения ультразвуковых волн было целесообразно воспользоваться оптической установкой по методу Теплера^{5,6}, позволяющей наблюдать картину распространения ультразвуковых волн в жидкости, налитой в сосуд большого объема с прозрачными плоско-параллельными стенками.

Использованная для работы установка была осуществлена по схеме, приведенной на рис. 1. Лучи от стробоскопического осветителя *С* собираются конденсором *К* в щели *Щ* и, расходясь, попа-

дают в первую длиннофокусную линзу L_1 , поставленную так, чтобы в дальнейшем свет шел параллельным пучком, т. е. главный фокус линзы L_1 как раз находится в плоскости щели. Параллельный пучок света проходит через ванну с плоско-параллельными стеклянными стенками, в которой распространяются ультразвуковые волны от излучателя $И$ и собирается второй длиннофокусной линзой L_2 . В главном фокусе линзы L_2 получается, таким образом, действительное изображение щели, которое закрывается узким экраном $Э$ в виде проволоки подходящей толщины. За экраном находится фотоаппарат $Ф$, сфокусированный на среднюю плоскость ванны

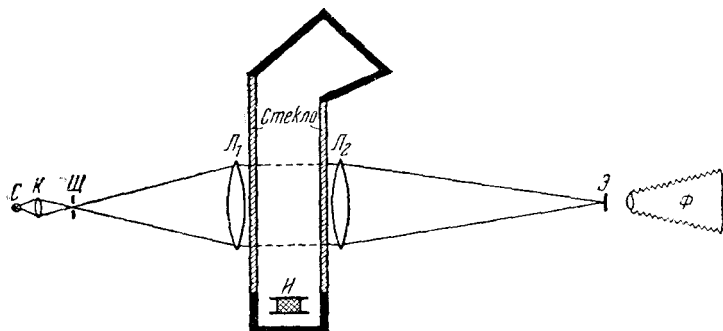


Рис. 1.

в которой распространяется пучок ультразвуковых волн. Длиннофокусные линзы L_1 и L_2 представляли собой две половины аplanата и обладали главным фокусным расстоянием в 750—1100 мм при диаметре 110 мм.

Экран-проволока был установлен на рейтере для передвижения вдоль оптической оси, и кроме того мог передвигаться перпендикулярно оптической оси при помощи микрометрического винта. Изменяя ширину проволоочки экрана или просто передвигая его перпендикулярно к оптической оси (т. е. закрывая дифракционные спектры различных порядков), можно получить различные степени „чувствительности“ оптической установки и выделить более или менее тонкие детали. Этим приемом практически часто приходится пользоваться, чтобы получить наиболее отчетливую картину в той или иной области поля зрения.

Не вдаваясь в анализ сложной дифракционной картины, возникающей на ультразвуковых волнах¹⁾, можно вести рассуждение исходя из соображений геометрической оптики. При прохождении через однородную среду все регулярные световые лучи (спектр нулевого порядка) будут закрыты, и поле зрения будет темным. Если же на пути лучей встретится оптическая неоднородность, то возникнут рассеянные (дифракционные) лучи, которые не будут фокусироваться на экране, пройдут мимо него и дадут в фокусе

¹⁾ Подробный разбор этих явлений сделан Люка и Бикаром, Бриллюэном и др. 8, 9, 10 (Вопрос разобран в обзорной статье Гидемана, Успехи физич. наук, 16, 586, 1936).

объектива фотоаппарата изображение всех неоднородностей, возникающих в жидкости, налитой в ванну, в виде светлых мест на темном фоне. Если между линзами L_1 и L_2 параллельный пучок света проходит через жидкость, в которой распространяются ультразвуковые волны, создающие периодическое изменение плотности и, следовательно, коэффициента преломления, перемещающиеся со скоростью звука (соответствующей данной жидкости), то при стробоскопическом освещении мы увидим ряд светлых полос на темном фоне, отстоящих на расстоянии, соответствующем периоду неоднородности, т. е. длине волны λ . При постоянном же освещении мы увидим некоторое общее посветление того участка, в котором происходит распространение ультразвуковой волны. Стоячие ультразвуковые волны в жидкости дают при стробоскопическом освещении светлые полосы, находящиеся на расстоянии целой длины волны, так как таков будет период неоднородности; при постоянном же освещении светлые полосы будут находиться на расстоянии половины длины волны, так как в

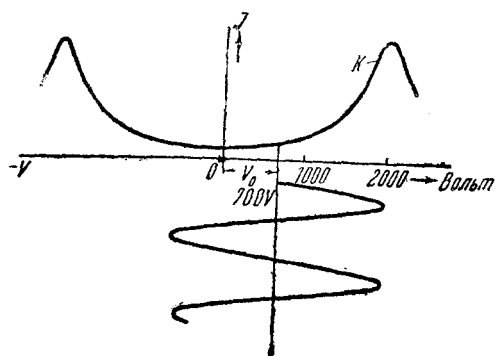


Рис. 2.



Рис. 3.

местах пучностей, находящихся на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$, будет происходить в среднем наиболее сильное рассеяние. Это упрощенное истолкование дифракционных явлений на ультразвуковых волнах ценно тем, что позволяет наглядно представить возникновение изображения фронтов звуковых волн.

Необходимое для получения стоящей картины бегущих волн стробоскопическое освещение осуществлялось при помощи ячейки Керра, связанной с генератором, возбуждающим излучатель ультразвуковых волн. Кроме напряжения высокой частоты, на ячейку Керра накладывалось постоянное напряжение такой величины, чтобы ячейка открывала свет один раз за период и чтобы длительность освещения не превышала 0,1 периода. На рис. 2 пояснено, каким образом модулируется сила света при наложении на ячейку Керра высокочастотного напряжения. Кривая K на рисунке показывает форму характеристики ячейки Керра. Рис. 3 показывает зависимость силы света от времени в течение периода.

Чтобы избежать установления системы стоячих волн, в ванне на

конце ее, противоположном излучателю, была устроена „ловушка“ ультразвуковых волн, представляющая собой систему стенок, расположенных под такими углами, что ультразвуковая волна могла попасть обратно в среднюю часть сосуда лишь после многократных отражений, в результате чего она совершенно затухала (форма ванны показана на рис. 1).

Для фотосъемки наблюдаемой картины волнового поля нами применялся телеобъектив Цейсса, установленный на фотокамере 13×18 см. Телеобъектив давал возможность получить резкое изображение волновой картины в ванне в натуральную величину или даже больше. В результате ряда проб была выработана конструкция ультразвукового излучателя, позволявшая избежать побочных излучений от самого излучателя и получить плоскую ультразвуковую волну. Пьезокварцевая пластинка помещалась между свинцовым блоком и изолированной от него туго натянутой тонкой мембраной (0,02 мм), причем вся эта система могла быть повернута вокруг нормали к пластинке, что весьма важно, как будет видно из дальнейшего изложения, для получения однородного плоского фронта волн. В качестве жидкости, в которой нами изучалось распространение ультразвуковых волн, было выбрано вазелиновое масло, так как оно совершенно прозрачно и является прекрасным изолятором.

Излучение пьезокварцевой пластинки, вырезанной перпендикулярно к электрической оси и возбуждаемой на частоте колебаний, соответствующей толщине, должно было бы иметь форму плоских волн в виде ряда параллельных полос. Наблюдение показало, однако, что кварцевые пластинки большей частью дают неоднородное излучение с рядом побочных лучей (рис. 4).

Это объясняется, как удалось показать¹¹, тем, что в пластинке возникают не только продольные волны, дающие плоский фронт, но сверх того и волны изгиба, причем на пластинке образуется ряд колебательных зон, разделенных узловыми линиями (фигуры Хладни). Пластинка излучает при этих условиях как сложная решетка и дает боковые дифракционные лучи. Это становится совершенно очевидным, если сравнить рис. 4 с рис. 14, показывающим картину прохождения волн через дифракционную решетку. Для уменьшения влияния боковых лучей, искажающих наблюдаемые волновые картины, мы применили упомянутое выше специальное приспособление, позволявшее вращать весь кварцедержатель вокруг нормали к кварцевой пластинке. Так как в прямоугольных пластинках узловые линии большей частью параллельны граням, то повернув пластинку так, чтобы грани стояли под углом к оптической оси установки, мы придаем дифракционным звуковым лучам такое направление, что их изображения не получается. Остается лишь основная плоская волна (рис. 5). Этот прием оказался весьма удачным. Нам удалось получить достаточно однородные волновые пучки с плоским фронтом для длин волн от 1 до 3 мм.

Волновые картины для простейших случаев. При постоянном освещении бегущая волна проявляет свое присутствие лишь общим просветлением фона за счет появления рассеянных на

звуковой решетке свеговых лучей, но отдельных звуковых волн не видно. Если волну отразить от плоской пластинки при нормальном падении, то образуются стоячие волны, которые дают картину параллельных полос на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$, т. е. вдвое меньшем, чем при стробоскопировании. Это происходит потому, что просветление получается в каждой пучности давления, т. е. через промежутки в полволны.

При падении под углом к нормали, как известно, возникают стоячие волны, параллельные отражающей поверхности, с расстоянием между пучностями, равным $\frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{\cos \varphi}$, где φ — угол падения. На снимке рис. 6 ясно видны стоячие волны, параллельные горизонтальной отражающей поверхности масла. Падающая волна идет справа, снизу, отраженная уходит налево, вниз (см. стрелки на рисунке).

На рис. 7 показан снимок (при стробоскопическом освещении) для случая прохождения волн через стеклянную пластинку толщиной 5 мм. Ввиду того что скорость звука в стекле $c_1 = 5000$ м/сек, а в масле $c_2 = 1500$ м/сек, то при угле падения, большем

$$\varphi = \arcsin \frac{c_2}{c_1},$$

должно получаться полное внутреннее отражение от стекла. На рис. 8 как раз и снят случай полного внутреннего отражения от стеклянной пластинки при угле падения около 30° , начиная с которого проходящая волна исчезает. Отраженный луч ясно виден, проходящего нет. При меньших углах падения проходящий луч совершенно отчетливо виден.

Отражательная дифракционная решетка. При нормальном падении на металлическую поверхность с бороздами (шаг между бороздами $d = 4,5$ мм), при плоскости падения перпендикулярной к бороздам, получаются сильные дифракционные лучи.

На рис. 9 дифракция снята для $\lambda = 2,9$ мм ($\frac{\lambda}{d} = 0,645$). Ясно виден дифракционный луч первого порядка. Угол его наклона к нормали по измерению на рисунке равен 40° , что соответствует расчету для дифракционной решетки по формуле $\sin \varphi = \frac{\lambda}{d}$. На

рис. 10 $\lambda = 1,96$ мм ($\frac{\lambda}{d} = 0,436$), и здесь мы видим уже два дифракционных луча под углом 26 и 59° к нормали. Расчет дает в этом случае углы $25,6$ и 60° . В случае $\frac{\lambda}{d} > 1$, при нормальном падении дифракция не может иметь места. При косом падении (под углом φ) дифрагированный решеткой с шагом d луч может появиться (под углом φ'), если соблюдено условие:

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = n \frac{\lambda}{d}.$$

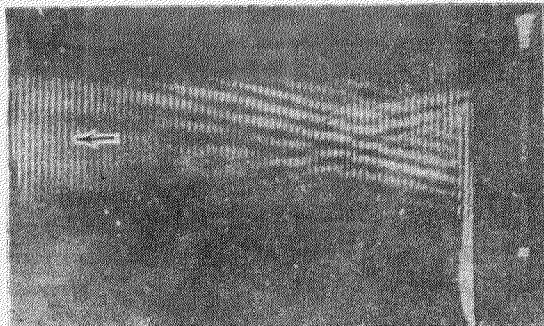


Рис. 4.

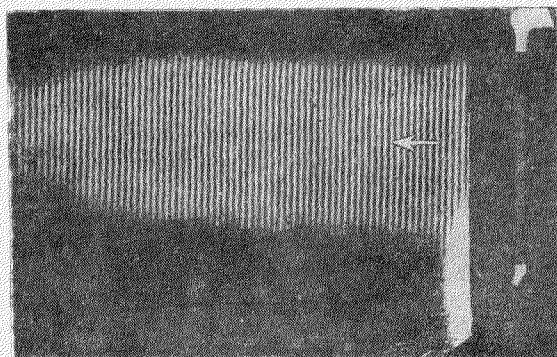


Рис. 5.

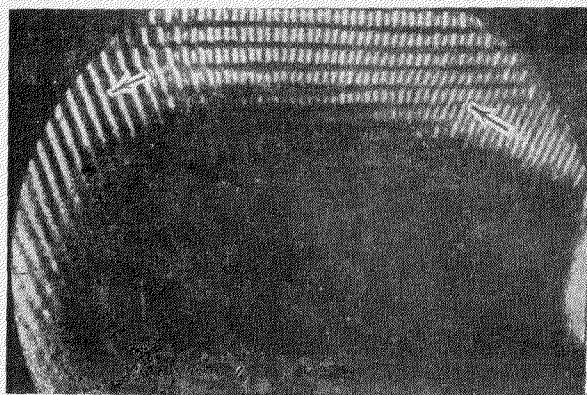


Рис. 6.

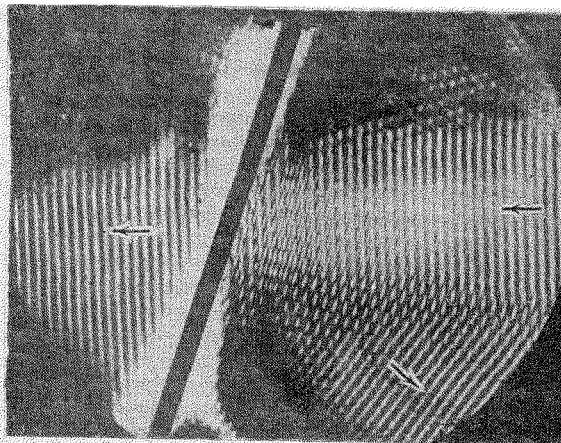


Рис. 7.

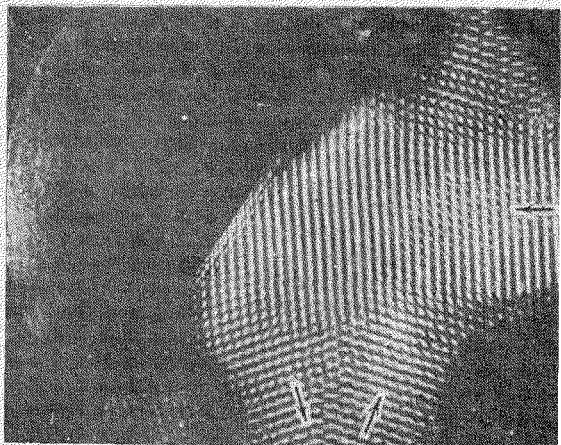
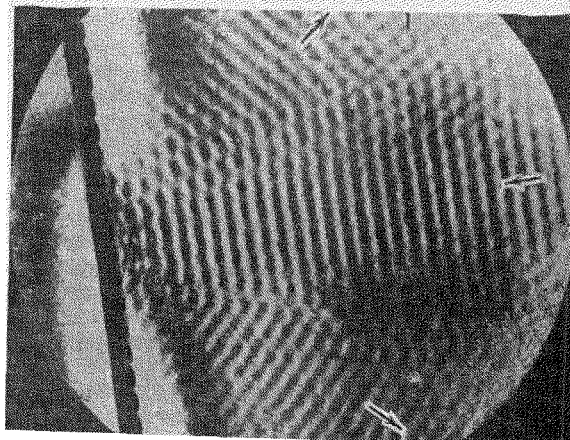


Рис. 8.



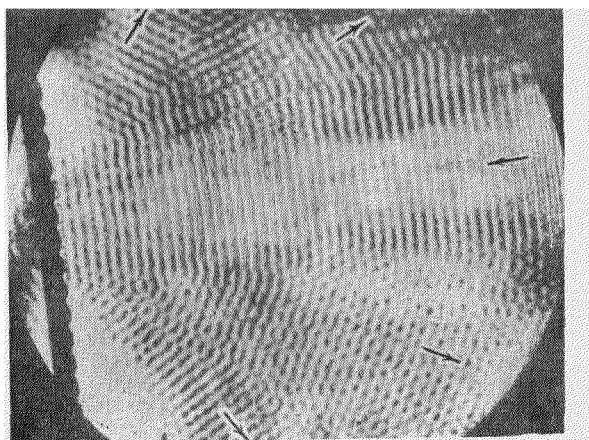


Рис. 10.

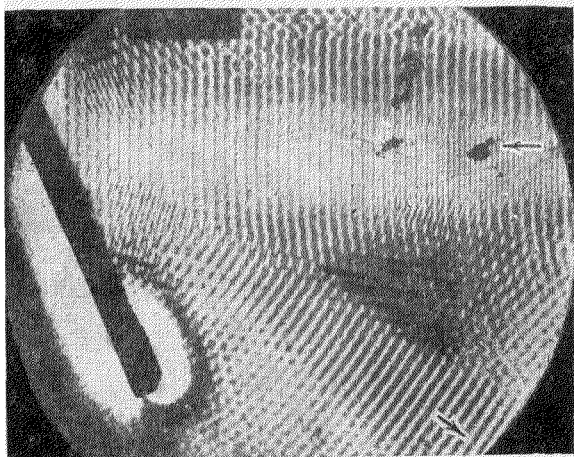
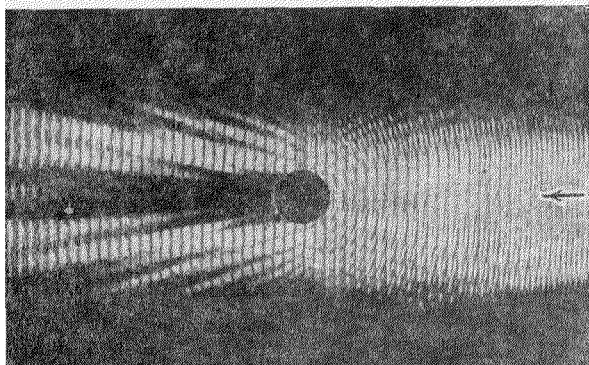


Рис. 11.



Легко видеть, что в случае $\frac{\lambda}{d} = 1,3$ это условие выполняется лишь для углов дифракции, направленных дальше от нормали, чем падающий луч. На рис. 11 при угле падения $\varphi = 23^\circ$ ясно виден дифрагированный луч, идущий ближе к поверхности и назад под углом 57° , что соответствует приведенной выше формуле.

Дифракция плоской волны на цилиндре. Дифракция плоской волны на круглом цилиндре ($d = 9$ мм) снята на рис. 12 со стробоскопическим освещением для случая $\lambda = 1,76$ мм, $\frac{d}{\lambda} = 5,1$.

На снимках ясно видны сферическая дифрагированная волна и темные (беззвучные) дифракционные зоны сзади цилиндра. Отчетливо видно, что сзади на обоих снимках светлая зона. Это показывает, что звук здесь проходит. На снимке (рис. 13) картина при той же длине волны, как и на предыдущем снимке, сфотографирована при постоянном освещении. В этом случае видны стоячие волны на расстояниях, вдвое меньших чем на рис. 12, имеющие форму парабол. Интересно отметить, что стоячие волны загибаются назад за цилиндр и как бы переходят в дифракционные полосы. При более внимательном анализе снимка мы замечаем, что примерно в плоскости передней поверхности цилиндра происходит перескок темных полос стоячих волн в светлые дифракционные полосы сзади цилиндра. Это обстоятельство не вполне ясно теоретически. Хотя задача о дифракции цилиндра считается вполне решенной¹², но распределение волн в деталях не выяснено, и метод моделей здесь может быть весьма полезен в ряде конкретных случаев.

Дифракционная решетка. Для наблюдения волновой картины нами была применена дифракционная решетка из стальных стержней диаметром 2 мм, при расстоянии в 3 мм между центрами. Эта решетка частично отражает, частично пропускает волны. Дифракционные спектры при нормальном падении могут появиться только в том случае, если длина волны λ меньше шага решетки d . На рис. 14 ($\lambda = 1,91$ мм, $\frac{\lambda}{d} = 0,64$) ясно видны дифракционные волны с обеих сторон решетки. Угол дифракционных волн с нормалью составляет около 40° в соответствии с формулой

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{d}.$$

Интересно отметить образование ряда темных „лучей“, идущих посередине между направлениями прямой и дифрагированной волн. Совершенно такую же картину дает излучение кварцевой пластинки в случае возникновения поперечных волн, о чем уже упоминалось выше (рис. 4).

Дифракция щели. Металлическая пластинка пропускает значительную долю ультразвука, и потому изготовление щели в такой пластинке не рационально, так как ультразвук пройдет не только

через щель, но и через толщу металла, что запутывает волновую картину. Ввиду этого нами была взята „воздушная перегородка“ в виде плоского сосуда (толщиной 3 мм) из тонкого целлулоида. Такая воздушная перегородка практически не пропускает ультразвука, так как коэффициент проникновения через границу масло — воздух составляет всего около 10^{-7} . В середине сосуда была вырезана в обеих стенках щель 5×60 мм и внутрь сосуда целлулоидным лаком была вклеена рамочка с просветом такого же размера и толщиной 3 мм. Весь сосуд опускался в ванну с маслом. Таким образом получалась щель в совершенно непрозрачной для ультразвука перегородке. На рис. 15 при $\lambda = 1,2$ мм ($\frac{\lambda}{d} = 0,24$, где $d = 5$ мм — ширина щели) ясно видны дифракционные полосы с обеих сторон. Темные (беззвучные) полосы идут под углом 14 и 29° к оси основного пучка, что согласуется с расчетом по формуле для дифракционных минимумов

$$\sin \varphi_m = m \frac{\lambda}{d}.$$

Интерференция от двух когерентных источников. На рис. 16 снята интерференционная картина, получающаяся при прохождении плоской волны через два отверстия (диаметр 5 мм, расстояние между центрами 12 мм). На снимке ясно видны интерференционные полосы, имеющие форму гипербол, с фокусами, расположенными в центре отверстий.

Практические приложения метода волновых моделей. Получаемые при помощи описанного метода картины волнового поля настолько детальные, что позволяют разобраться в ряде сложных случаев дифракции, отражения или рассеяния звука, встречающихся на практике и большей частью не поддающихся теоретическому расчету. Нам удалось таким способом выяснить картину отражения и рассеяния звука от поверхностей с рядом цилиндрических или конических углублений (кессонов), расположенных в виде регулярной решетки и представляющих модель проектируемого потолка Дворца советов. Выяснено, что при длинах волн, сравнимых с шагом решетки, имеется довольно сильное регулярное отражение от поверхности. При длинах волн, меньших, чем шаг решетки, появляются отчетливые дифракционные явления, и регулярное отражение резко уменьшается. Мы сделали попытку количественно учесть коэффициент отражения от поверхности сложной формы. Для этой цели снимки отражения были сделаны при постоянном освещении. В этом случае структуры волн не видно, но появляется общее просветление темного фона, которое можно ориентировочно считать пропорциональным силе звука. Производя фотометрирование почернения негатива в области падающей и отраженной волн, мы получили для поверхности с цилиндрическими углублениями при $\lambda = 2,65$ мм (отношение λ к шагу решетки d , $\frac{\lambda}{d} = 0,68$) коэффи-

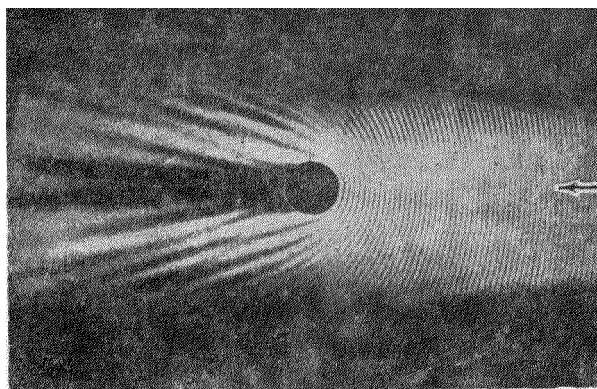


Рис. 13.

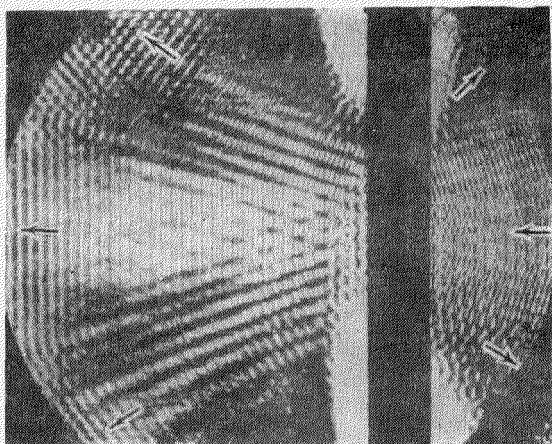
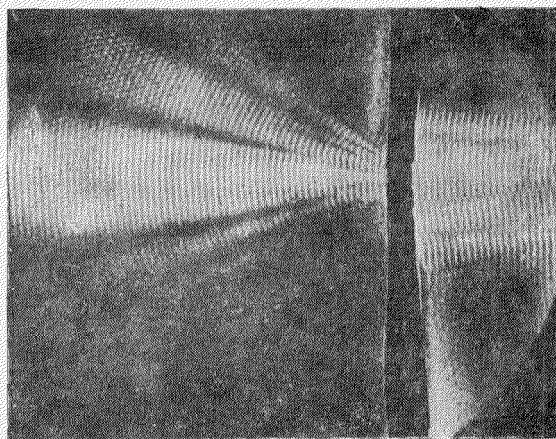


Рис. 14.



циент отражения 0,36, а для $\frac{\lambda}{d} = 0,51$ — коэффициент отражения 0,06. Таким образом с уменьшением длины волны регулярное отражение резко падает.

Эти результаты следует считать лишь ориентировочными. Для получения более надежных данных о коэффициенте отражения требуются, конечно, специальные исследования для выяснения степени почернения как функции интенсивности ультразвука.

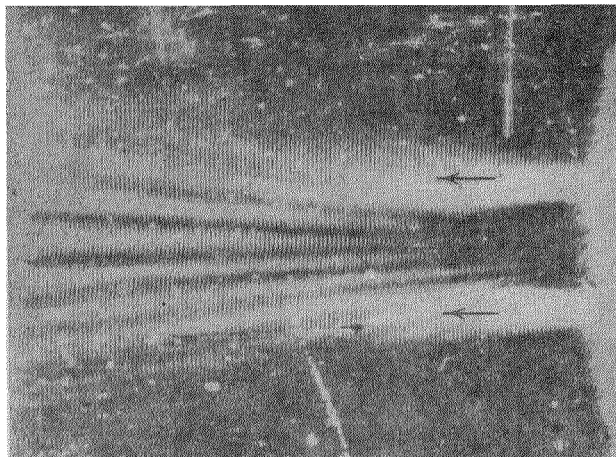


Рис. 16.

Измерение степени почернения для отдельных волновых линий не может дать заключения об интенсивности ультразвука, так как хотя при повышении интенсивности степень почернения вначале и возрастает, но затем в середине темной полосы начинается просветление. Например, на рис. 6 и 11 более темные полосы в области более интенсивных (падающих) волн представляются более светлыми, чем в области менее интенсивных (отраженных и пропущенных) волн. В середине темных полос образуется „обращенная“ более светлая полоска. Это явление теоретически объяснено Рытовым ¹³.

Существенные данные получены также для отражения волн от модели карниза Дворца советов, идущего вокруг всего большого зала и имеющего ширину около 4 м. Выяснено, что при $f > 400$ Hz от карниза в воздухе будет получаться уже отчетливое регулярное отражение в форме направленного пучка. При меньших частотах будет преобладать рассеяние в виде сферических волн.

Очень интересные данные получены при исследовании сильно поглощающих поверхностей. Мы выяснили, что металлическая щетка (кардолента) является полным поглотителем ультраакустических волн жидкости. При распространении волн параллельно поглощающей поверхности обнаружено интересное явление загибания волно-

вых фронтов, что указывает на наличие потока энергии в сторону поглотителя. Теория этого явления недавно дана Н. Н. Андреевым¹⁴.

Несомненно, что метод волновых моделей на ультразвуковых волнах, который даже на первых шагах дал ряд интересных результатов, при дальнейшей разработке сможет оказаться весьма полезным для целого ряда исследований прикладного и научного характера.

ЛИТЕРАТУРА

1. См. например, учебник Р. Поля, Введение в механику и акустику.
2. A. Davis a. G. Kaye, Acoustics of Buildings, London 1927.
3. A. Davis, Modern Acoustics, London 1934.
4. A. Davis, Proc. Phys. Soc. London, 33, 234, 1926.
5. Töpler, Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode, Bohn. Max Cohen u. Sohn 1864; Ostwald Klassicker, 1864.
6. Töpler, Pogg. Ann., 127, 556, 1866; 128, 176, 1866; 131, 33, 180, 1867; Ann. d. Physik, 14, 838, 1904.
7. F. Osswald, Akustische Z., 1, 167, 1936.
8. R. Lucas et P. Biquard, C. R., 194, 2132, 1932; 195, 121, 1932.
9. P. Debye a. F. Sears, Proc. Nat. Acad. Sci., 18, 409, 1932.
10. Brillouin, Diffraction de la lumier par de Ultrasons, Paris 1933.
11. С. Н. Ржевкин, Доклады Академии наук (печатается).
12. P. Epstein, Encykl. d. mathem. Wissensch., Bd. V/3.
13. С. М. Рытов, Известия Академии наук, № 2, 1937.
14. Н. Н. Андреев, Известия Академии наук, 1936.