

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА

С. Я. Соколов

За последние годы ультразвуковые волны нашли широкое применение в различных областях физики и техники. В свою очередь блестящие успехи физики и радиотехники способствовали быстрому развитию ультраакустики. В настоящее время природа ультразвуковых колебаний, их свойства и явления, связанные с воздействием ультразвука на вещество, достаточно глубоко изучены. Значительно расширена область ультразвуковых частот, разработаны методы получения сверхвысоких (гиперзвуковых) частот порядка $f = 1,3 \cdot 10^9$ гц. Эта частота, конечно, не является предельной, и ближайшее будущее покажет, что может быть достигнуто в этом направлении. Надо надеяться, что удастся получить ультразвуковые колебания, близкие по частоте к длинным инфракрасным лучам.

Получение гиперзвуковых волн открывает новые, далеко идущие возможности изучения природы тепловых колебаний и механизма рассеяния света средой. Кроме того, они, видимо, найдут себе ряд важных технических применений.

В настоящей статье рассматриваются основные вопросы применения ультразвука, разрабатываемые в нашей лаборатории, а также результаты, достигнутые нами в этой области к настоящему времени.

1. ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ

Поглощение ультразвуковых волн в твёрдых телах неоднократно рассматривалось теоретически, однако экспериментально оно изучалось очень мало, так как методика получения ультразвуковых колебаний высокой частоты не была до последнего времени достаточно разработана. Поэтому теоретические предсказания в значительной мере ещё нуждаются в опытной проверке.

Большая часть теоретических работ посвящена вопросам распространения и поглощения гиперзвуковых волн частоты порядка 10^{10} — 10^{12} гц и выше в кристаллах. В настоящее время частота ультразвуковых колебаний, полученных в нашей лаборатории, значительно приблизилась к указанному значению. Ниже кратко изложены результаты опытов по распространению и поглощению ультразвука в различных средах.

Если исследуемая среда однородна (например, монокристаллы), то поглощение ультразвуковых волн мало и определяется коэффициентами вязкости и теплопроводности. Если среда неоднородна (например, металлы), то поглощение ультразвука увеличивается по мере возрастания степени неоднородности и может стать очень большим, что особенно заметно в металлах крупнозернистой структуры.

Это влияние степени неоднородности среды на поглощение ультразвука, видимо, следует объяснять таким образом.

В металле, по граням соприкосновения образующих его кристаллов, возникают упругие неоднородности, развитие которых зависит от величины кристаллов и их ориентации. При распространении ультразвуковых волн на гранях соприкосновения кристаллов образуются температурные флуктуации, которые ведут к образованию местных тепловых потоков, что увеличивает энтропию колеблющегося тела, т. е. увеличивает потери энергии ультразвука.

Так как термоупругие свойства зависят от размеров кристаллов, и их ориентации, то возникающие потери ΔE энергии ультразвука будут также зависеть от размеров кристаллов и их ориентации, т. е. от структуры среды. Поэтому

$$\Delta E = \varphi(d, a),$$

где d — средняя величина зерна и a — параметр, определяющий ориентацию зёрен.

Потери энергии ультразвука зависят также от длины волны λ , точнее, от параметра k , где

$$k = F(d/\lambda).$$

Из опыта следует, что по мере увеличения отношения d/λ потери энергии возрастают, становясь заметными уже при $d/\lambda < 1$.

У металлов, структура которых такова, что размеры кристаллов соизмеримы с длиной волны или больше неё ($d/\lambda \geq 1$), наблюдается особенно большое поглощение ультразвука и среда становится для него «мало прозрачной». В этом случае сильное поглощение ультразвука объясняется не только вышеуказанными причинами, но главным образом влиянием диффузного рассеяния ультразвуковых волн, распространение которых в этих условиях может быть уподоблено распространению света в мутной среде, что подтверждается соответствующими измерениями. Однако при изме-

рениях следует учитывать, что ультразвуковые волны многократно отражаются от граней кристаллов, накладываются друг на друга с разными амплитудами и фазами и дают некоторую результирующую амплитуду. В этом случае амплитуды и фазы колебаний должны рассматриваться как случайные независимые величины, и теоретически задачу о распространении ультразвука в среде следует рассматривать как статистическую.

Чтобы избежать, по возможности, влияния многократного отражения от граней кристаллов, мы применили ультразвуковые импульсы длительностью в 1 мксек при частоте $f = 18 \cdot 10^6$ гц, уже использованные нами ранее для дефектоскопии¹. Ультразвуковые импульсы проходили через исследуемую среду, усиливались и регистрировались катодным осциллографом.

В однородной среде с небольшим коэффициентом поглощения ультразвуковые импульсы, медленно затухая, многократно отражаются от противоположных граней образца. В этом случае на экране осциллографа мы видим ряд правильных равноотстоящих друг от друга импульсов. Это явление подобно реверберации звука в закрытом помещении.

Влияние упругой анизотропии на поглощение ультразвука было исследовано на различных образцах из железа, меди и других металлов мелкозернистой и крупнозернистой структуры. Последняя получалась путём термической и механической обработки образцов. Кроме того, были изготовлены из железа армко образцы с выраженной анизотропией, которые «просвечивались» в направлении вытянутых волокон и перпендикулярно к ним.

Было отмечено, что в направлении вытянутых волокон ультразвуковые импульсы проникали через образец, в направлении же перпендикулярном к волокнам импульсы полностью поглощались (проникновение их через образец не отмечалось на осциллографе). Не было обнаружено также проникновения импульсов и через другие образцы с крупнозернистой структурой.

Те же самые металлические образцы исследовались вторично пропуская через них ультразвуковых колебаний более низкой частоты $f = 4 \cdot 10^6$ гц. При этой частоте было зарегистрировано проникновение импульсов, что следует объяснить уменьшением диффузного рассеяния вследствие уменьшения отношения d/λ примерно в 4 раза.

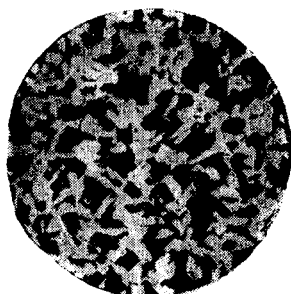
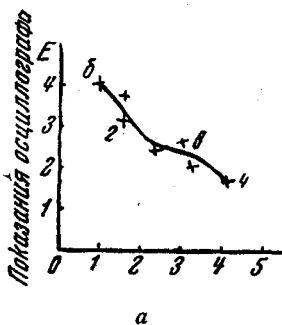
С целью дальнейшего выяснения влияния размера зёрен на поглощение ультразвука исследовались образцы железа с разной структурой. Через каждый образец пропускались ультразвуковые частоты $f = 4 \cdot 10^6$ гц, и с помощью осциллографа измерялась относительная величина импульсов при выходе из металла.

Результаты измерений показаны на кривой рис. 1, а, где по оси абсцисс отложены средние размеры зёрен в образцах, а по оси ординат — величины импульсов, прошедших через образцы.

На рис. 1, б и в приведены фотографии шлифов образцов, соответствующих точкам б и в на кривой рис. 1, а.

Из проделанных опытов, носивших пока качественный характер, следует, что поглощение ультразвука чрезвычайно сильно зависит от наличия в среде упругих неоднородностей и от их размеров.

Механизм поглощения ультразвуковых колебаний в мелкокристаллической среде может быть объяснён примерно так². Если размеры отдельных кристалликов значительно меньше длины волны ультразвука ($d \ll \lambda$), то можно считать с хорошим приближением, что каждый кристаллик находится под воздействием однородно распределённого давления, которое вследствие анизотропии кристаллика и граничных условий на его поверхности вызывает в нём неоднородную деформацию. Таким образом, деформация будет заметно меняться на расстояниях порядка d . Возникающий



б



в

Рис. 1. а — зависимость поглощения ультразвукового импульса от размеров кристаллических зёрен; б и в — микрофотографии шлифов образцов, соответствующих точкам б и в на кривой а.

градиент температуры будет порядка T/d , где T — разность температур, возникающая благодаря деформации. Поэтому влияние теплопроводности сильно возрастает, а влияние вязкости остаётся прежним, так что поглощение, обусловленное теплопроводностью, становится значительно больше поглощения, обусловленного вязкостью. Согласно этой теории коэффициент поглощения ультразвука не зависит от частоты в том случае, если время выравнивания температуры (время релаксации теплопроводности $\tau = d^2/\sigma$, где σ — коэффициент теплопроводности) велико по сравнению с периодом колебаний; если τ мало по сравнению с периодом колебаний, то коэффициент поглощения пропорционален квадрату частоты.

Если учитывать⁸ теплообмен не только внутри кристаллика, но также и на границах между отдельными кристалликами, то коэффициент поглощения при $d \ll \lambda$ будет пропорционален корню квадратному из частоты.

Как уже указывалось выше, если поглощение ультразвука в среде мало, то наблюдается многократное отражение постепенно затухающих импульсов от противоположных граней кристалла. Число наблюдаемых отражений может служить мерой поглощения ультразвуковых волн. Затухание особенно мало и соответственно число наблюдаемых отражений велико, если ультразвуковые волны распространяются в такой однородной среде, как монокристаллы. Это даёт удобный способ измерения поглощения ультразвука.

Наблюдения велись на частотах, лежавших в пределах от $f = 1,6 \cdot 10^7$ гц до $f = 1 \cdot 10^9$ гц. Выбирались монокристаллы, не содержащие внутренних неоднородностей. Кварцевая пластинка (плотно прижатая к монокристаллу) с размерами, во много раз меньшими, чем размеры исследуемого кристалла, возбуждалась и служила источником ультразвуковых волн. В этом случае ультразвуковой импульс отражался от двух противоположных граней десятки и даже сотни раз.

На рис. 2, а показана осциллограмма импульсов, многократно отражённых от граней монокристалла кварца, причём ультразвуковые волны имели частоту $f = 10^8$ гц и распространялись по направлению оптической оси. Импульсы поглощались значительно сильнее, и число отражённых импульсов резко уменьшалось, если в кристалле кварца имели место неоднородности (двойниковатости).

Исследовалось также распространение в монокристаллах кварца ультразвуковых волн с частотой $f = 10^9$ гц, причём поглощение было несколько больше. Соответствующая картина для распространения вдоль оптической оси показана на рис. 2, б.

Частота $f = 10^9$ гц получалась от пьезокварцевой пластинки небольшого размера, возбуждаемой в шестнадцатом оберitone. Длина ультразвуковой волны в кварце при этой частоте

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{5 \cdot 10^5}{10^9} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 5 \text{ м}.$$

Заметим, что приведённый метод наблюдения многократно отражённых импульсов может быть практически использован для распознавания степени неоднородности монокристаллов. Если кристалл однороден, не содержит включений, двойников и т. п., то картина отражённых импульсов будет однообразной с постепенным затуханием импульсов. Если же в монокристаллах имеются неоднородности, то картина импульсов будет неправильной, импульсы будут расположены на неодинаковых расстояниях и величина их будет меняться скачкообразно с резким затуханием.

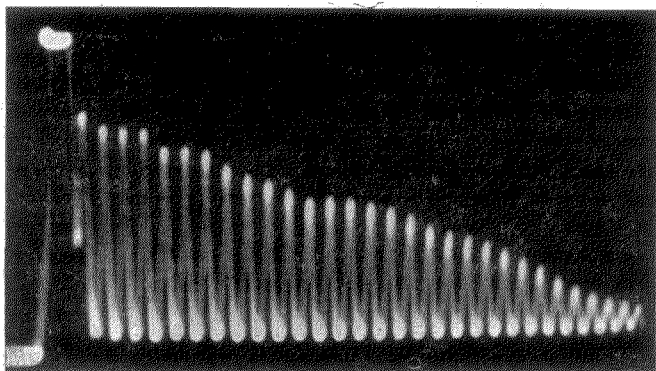
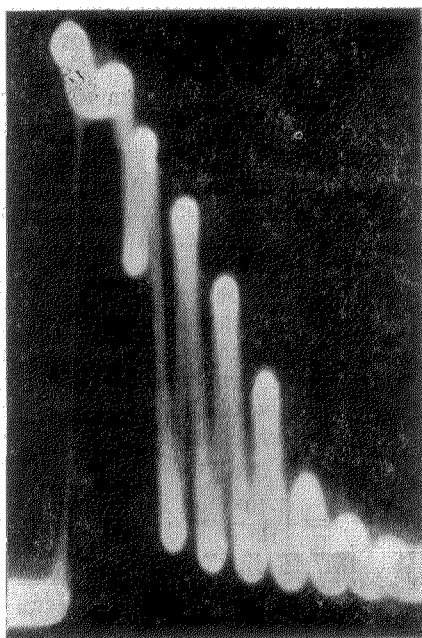
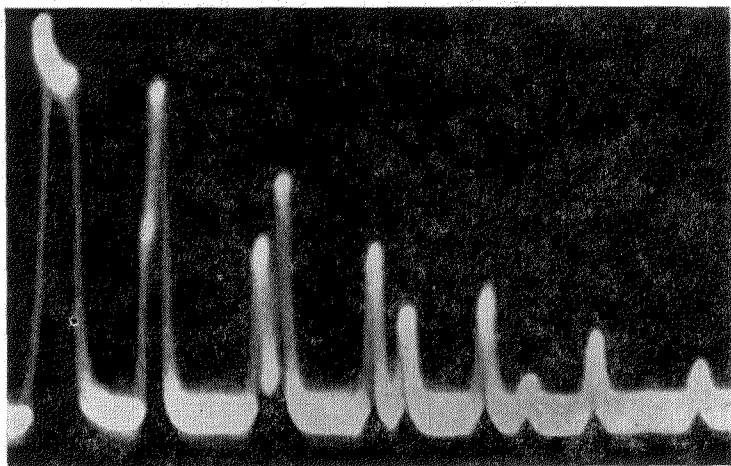
*a**б*

Рис. 2. Многократное отражение импульсов ультразвуковых волн при распространении вдоль оптической оси монокристалла кварца:

a — при частоте $f = 10^6$ гц, *б* — при частоте $f = 10^8$ гц.

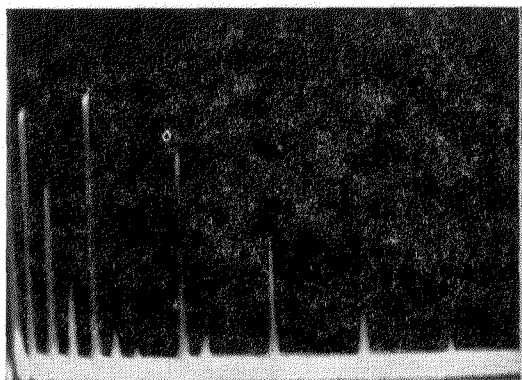
Следует указать, что в большом количестве испытанных нами кварцевых монокристаллов одновременно возбуждались как продольные, так и поперечные волны. На рис. 3, а, относящемся к такому случаю, отчётливо видна разница в скорости распро-



а

странения продольных и поперечных волн.

Особенно интересна картина расположения импульсов на рис. 3, б. Как видно из рисунка, здесь имеются две группы импульсов. Группа импульсов, плотно прилегающих друг к другу и расположенных в левой части рисунка, соответствует продольному типу волн. Вторая группа импульсов, расположенных значительно (примерно в 4,5 раза) реже, соответствует, видимо, другому типу волн, распространяющихся со скоростью в 4,5 раза меньшей. Подобные явления наблюдались на многих кварцевых образцах. Следует ли отнести это явление к новому типу волн (типа капиллярных), распространяющихся в кварце со скоростью порядка



б

Рис. 3. Одновременное возбуждение двух типов волн.

1250 м/сек, или это явление следует объяснить интерференционными причинами, покажут дальнейшие опыты.

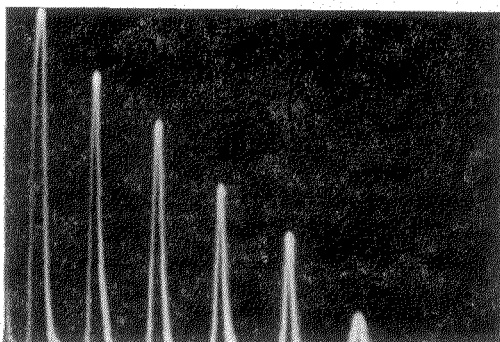
На рис. 4 показаны ультразвуковые импульсы в монокристаллах NaCl и KBr.

Опыты по распространению ультразвуковых волн в монокристаллах пьезоэлектрического кварца в направлении трёх осей (оптической, электрической и механической) показали, что коэффициент поглощения ультразвука имеет анизотропный характер, т. е. имеет разное значение для разных направлений⁴. Минимальное значение его наблюдалось в направлении оптической оси, максимальное значение — в направлении электрической оси.

В некоторых монокристаллах кварца анизотропия коэффициента поглощения была выражена чрезвычайно сильно, например, в направлении оптической оси коэффициент поглощения ультразвука был в десятки раз меньше, чем в направлении электрической оси. Соответствующая картина многократного отражения импульсов частоты



а

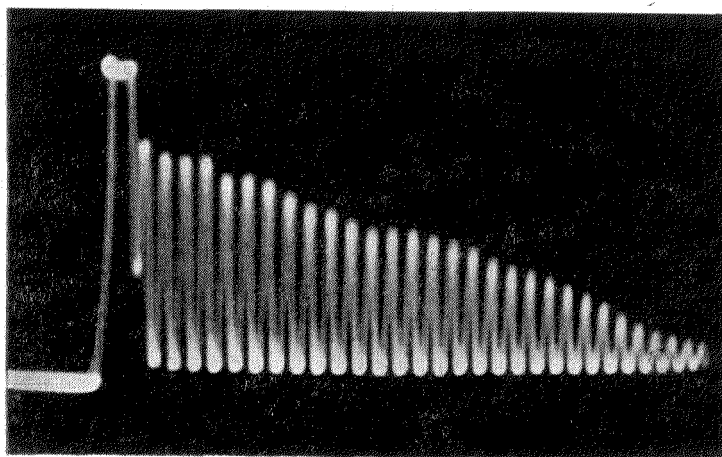


б

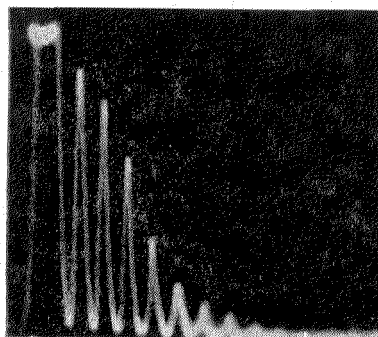
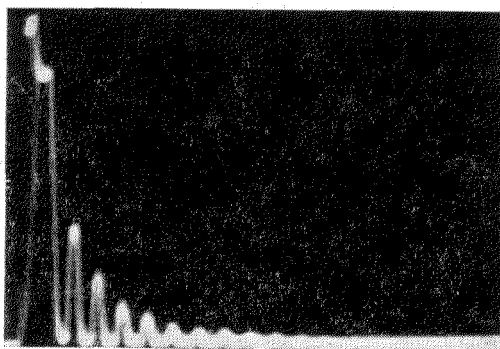
Рис. 4. Ультразвуковые импульсы в монокристаллах NaCl (а) и KBr (б).

$f=10^8$ гц показана на рис. 5. В направлении оптической оси (рис. 5, а) число наблюдаемых отражений было порядка 50, а в направлении электрической оси (рис. 5, б) — порядка 7. Рис. 5, в относится к направлению механической оси.

Анизотропию поглощения ультразвука, видимо, следует частично отнести за счёт пьезоэлектрических свойств кристаллов. При этом необходимо учесть соображения, приведённые в работе Шапошникова⁶, где указано на возможность существования нового типа релаксационных явлений. Возникающие в кристалле под дей-



a



в

Рис. 5.
Анизотропия
коэффициента
поглощения:

a — отражения,
наблюдаемые
при распро-
странении
вдоль оптиче-
ской оси, *б* —
вдоль электри-
ческой оси, *в* —
вдоль механи-
ческой оси.

ствием ультразвуковых волн сжатия и разряжения будут вызывать пьезоэлектрическую поляризацию. Если кристалл обладает электропроводностью, то это должно вести к более интенсивному поглощению ультразвуковых волн и связанной с ним дисперсии. Однако для уточнения данных об этом явлении требуются дополнительные исследования.

Не вдаваясь в детали зависимости поглощения ультразвука в монокристаллах от частоты, следует указать, что выражение для коэффициента поглощения продольных волн в изотропной среде⁵

$$\gamma_l = \frac{\omega^2}{2\rho c_l^3} \left[\left(\frac{4}{3}\eta + \zeta \right) + \frac{xT\alpha^2\rho^3(c_l^2 - 4/3c_t^2)}{c_p^2} \right]$$

должно быть для случая анизотропной среды (пьезоэлектрических монокристаллов) заменено другим, в которое вместо первого и второго коэффициентов вязкости η и ζ войдут компоненты симметрического тензора вязкости 4-го ранга.

2. РАССЕЯНИЕ СВЕТА УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ

Изучение рассеяния света ультразвуковыми волнами, распространяющимися в упругой среде, имеет чрезвычайно большое значение, так как позволяет глубже понять механизм рассеяния света неоднородностями среды. Ещё Рэлей⁷ показал, что если свет рассеивается частицами, размеры которых гораздо меньше длины волны рассеиваемого света, то коэффициент рассеяния света убывает обратно пропорционально четвёртой степени длины волны и зависит от угла рассеяния φ :

$$K = \frac{\pi^2(\mu^2 - 1)^2}{2Nr^2\lambda^4} (1 + \cos^2 \varphi). \quad (2.1)$$

В дальнейшем Смолуховский и Эйнштейн⁸ рассмотрели рассеяние света на флуктуациях плотности, размеры которых малы. Полученная ими формула для случая идеального газа совпадает с формулой Рэля.

Для неоднородностей, размеры которых сравнимы с длиной волны или превышают её, закон Рэля не применим и коэффициент рассеяния существенно зависит от отношения размеров неоднородностей к длине волны.

Бриллюэн⁹ рассматривал рассеяние света как результат многократного зеркального отражения от фронтов тепловых упругих волн, распространяющихся в среде. Флуктуации плотности среды, образуемые термическими упругими волнами, вызывают соответствующие изменения показателя преломления света. Интенсивность рассеяния света в заданном направлении определяется длинами гиперзвуковых волн Λ . Как и в случае отражения рентгеновских лучей от плоскостей кристалла (условие

Брэгга-Вульфа), рассеянный в данном направлении луч света будет иметь максимальную интенсивность только тогда, когда отражение происходит от «плоскостей», находящихся друг от друга (в данном направлении) на расстоянии половины длины световой волны λ . Это условие для света, рассеянного под углом φ , имеет вид

$$\sin \frac{\varphi}{2} = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (2.2)$$

Так как показатель преломления изменяется во времени периодически, в соответствии с изменением плотности среды, то диффрактированный луч, как показали Бриллюен и Мандельштам¹⁰, будет модулирован, т. е. кроме основной частоты ν_0 появятся боковые частоты ν_1 и ν_2 , равные

$$\nu_0 \pm \Delta\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{2v}{c} \sin \frac{\varphi}{2} \right), \quad (2.3)$$

где v и c — скорости распространения звука и света в среде¹¹. Эти боковые частоты в спектре рассеянного света были наблюдаемы на опыте. Измерения $\Delta\nu$ позволили определить скорости распространения продольных и поперечных гиперзвуковых волн в монокристалле кварца.

При распространении ультразвуковых волн в упругой среде создаются правильно распределённые и следующие друг за другом сгущения и разрежения. В соответствии с периодическим распределением сгущений и разрежений среды её показатель преломления также периодически меняется. Это имеет место как для бегущих, так и для стоячих волн. Таким образом, если среда прозрачна, то эти сгущения и разрежения образуют своеобразную «диффракционную решётку». Оптические свойства такой решётки меняются от точки к точке в первом приближении по синусоидальному закону. Постоянная решётки равна половине длины ультразвуковой волны в данной среде. Для получения диффракционной картины необходимо, чтобы длина ультразвуковой волны была достаточно мала.

Явление диффракции света на ультразвуковых волнах было открыто почти одновременно Дебаем и Сирсом¹² и Люка и Бикаром¹³. Так как в настоящее время можно получать ультразвуковые волны с частотами порядка $f = 10^9$ гц, то особый интерес приобретает изучение диффракции света на очень коротких упругих волнах. Схема оптического и электрического устройства, позволяющего обнаружить это явление, показана на рис. 6.

Свет от источника 1 проходит через монохроматор и с помощью линзы 2 фокусируется на щели 3 коллиматора. После коллиматора свет преобразуется с помощью линзы в параллельный пучок и проходит через среду 5, в которой возбуждены ультразвуковые колебания. По выходе из среды свет попадает в линзу 6 и собирается в её фокальной плоскости 7. Здесь на экране (или

в микроскоп) наблюдается изображение щели. Направление распространения ультразвуковых волн перпендикулярно или почти перпендикулярно к направлению света.

Когда в среде не возбуждены ультразвуковые колебания, в фокальной плоскости линзы 6 наблюдается только изображение

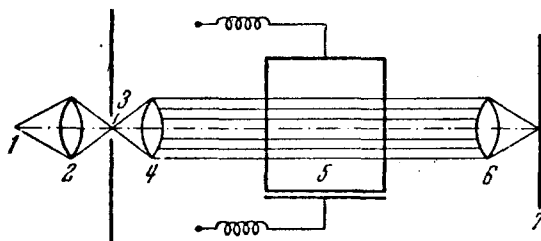


Рис. 6. Схема установки для наблюдения диффракции света на ультразвуковых волнах.

щели (спектр нулевого порядка). При возбуждении ультразвуковых колебаний, кроме спектра нулевого порядка, в фокальной плоскости появляется ряд боковых спектров высших порядков. На рис. 7 показаны диффракционные картины, соответствующие различным частотам ультразвуковых волн *).

Расстояния между спектрами зависят от длины волны света и длины волны ультразвука. При низких частотах ультразвуковых колебаний диффракционные спектры расположены почти вплотную, образуя размытое пятно; по мере увеличения частоты расстояния между диффракционными спектрами увеличиваются.

Явление диффракции света в такой решётке в основном может быть уподоблено диффракции на обычной оптической решётке.

В 1932 г. Дебай¹⁴ создал приближённую теорию, которая даёт возможность рассчитывать интенсивность спектров первого порядка. Согласно этой теории интенсивность спектров первого порядка пропорциональна квадрату амплитуды ультразвуковой волны. Эта зависимость была подтверждена экспериментально для случая весьма малых амплитуд.

В ультразвуковой волне диэлектрическая постоянная среды ϵ и соответственно показатель преломления μ периодически изменяются. Пусть

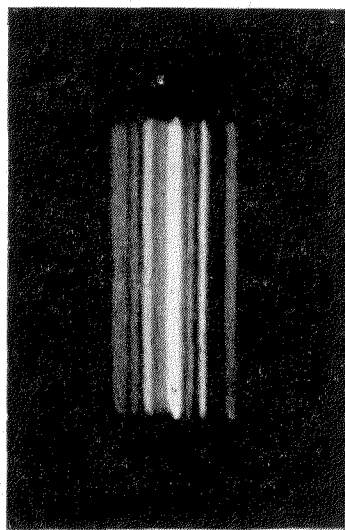
$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon'; \quad \mu = \mu_0 + \mu',$$

*) Интересно отметить, что кварцевая пластинка, в которой наблюдалось явление диффракции света на частоте $f = 2,98 \cdot 10^8$ гц имела частоту основного тона $f = 2,67 \cdot 10^6$ гц.

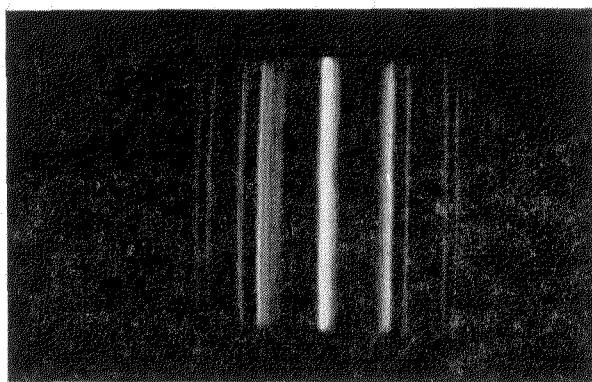
Таким образом, пластинка колебалась на оберitone порядка

$$n = \frac{2,98 \cdot 10^8}{2,67 \cdot 10^6} = 1120.$$

где ϵ_0 и μ_0 — средние значения диэлектрической постоянной и показателя преломления. Для слабых ультразвуковых колебаний



a



б

Рис. 7. Диффракция света на ультразвуковых волнах в кварце:

a — при частоте $f = 2,98 \cdot 10^8$ гц,

б — при частоте $f = 4,81 \cdot 10^8$ гц.

предполагается линейная зависимость μ' от плотности среды. Следовательно, для синусоидальных бегущей и стоячей волн можно написать:

$$\begin{aligned} \mu' &= \mu_1 \cos [\Omega t - (\mathbf{k}\mathbf{r})], \\ \mu' &= 2\mu_1 \cos \Omega t \cos (\mathbf{k}\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь Ω и k — циклическая частота и волновой вектор ультразвуковой волны ($k = 2\pi/\Lambda$).

В предположении, что $\Omega \ll \omega$, т. е. что изменение μ происходит очень медленно по сравнению с частотой света ω , дифракционное поле даётся формулой

$$E = \frac{\mu_1}{\mu_0} \cdot \frac{k^2}{4\pi} \cdot \frac{x_0 y_0 z_0}{R_0} \cdot e^{i[(\omega \pm \Omega)t - (kR_0)]} \frac{\sin \left[\frac{\pi z_0}{\lambda} (\cos \theta - \cos \varphi) \right]}{\frac{\pi z_0}{\lambda} (\cos \theta - \cos \varphi)} \times \\ \times \frac{\sin \left[\frac{\pi x_0}{\lambda} \left(\sin \theta - \sin \varphi \mp \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\frac{\pi x_0}{\lambda} \left(\sin \theta - \sin \varphi \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \right)} \cdot e^{\frac{i\pi z_0}{\lambda} (\cos \theta - \cos \varphi)}. \quad (2.5)$$

Здесь θ — угол дифракции, φ — угол падения пучка света, R_0 — радиус-вектор точки наблюдения, z_0 — длина пути света в области ультразвука, x_0 — ширина ультразвуковой области.

Решение даёт удовлетворительное описание дифракции света для случая, когда имеются только спектры ± 1 -го порядка.

Раман и Нэджендра Нат¹⁵ допустили, что световой луч, проходя через ультразвуковую решётку, сохраняет прямолинейность. На пути между плоскостями $z=0$ и $z=z_0$ различные лучи проходят различную оптическую толщину и выходят из области ультразвуковых волн с различными фазами. В результате электрическое поле в плоскости $z=z_0$ имеет постоянную амплитуду и модулировано только по фазе.

Предположение о фазовой модуляции лучей света легко объясняет наличие спектров высших порядков. Оно позволяет как для бегущих, так и для стоячих ультразвуковых волн дать простой расчёт интенсивности спектров, их частотные и фазовые соотношения.

Теория Рамана и Нэджендра Ната приводит к следующим выводам:

1. Направления, соответствующие главным дифракционным максимумам, определяются выражением

$$\sin \theta - \sin \varphi = \frac{n\lambda}{\Lambda}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2. \quad (2.6)$$

2. Интенсивность n -го спектра при дифракции на бегущей волне пропорциональна

$$I_n^2 \left[\frac{2\alpha\Lambda}{\lambda \sin \varphi} \sin \left(\frac{\pi z_0}{\Lambda} \operatorname{tg} \varphi \right) \right]; \quad \alpha = \frac{\mu_1}{\mu_0}, \quad (2.7)$$

где I_n — бесселева функция n -го порядка; в случае нормального падения интенсивность пропорциональна

$$I_n^2 \left(\frac{2\pi \alpha z_0}{\lambda} \right). \quad (2.8)$$

3. Диффрагированные пучки монохроматичны, и частота n -го спектра равна

$$\omega_n = \omega + n\Omega. \quad (2.9)$$

4. В случае диффракции на стоячей волне интенсивности диффрагированных пучков меняются со временем.

Расположение спектров высших порядков, а также их интенсивность зависят от угла между направлением светового луча и направлением ультразвуковых волн, т. е. от длины пути света в ультразвуковом поле.

Из (2.7) видно, что энергия распределяется по спектрам симметрично. Однако симметричность диффракционной картины относительно спектра нулевого порядка не подтверждается опытом. Как показывает более строгое рассмотрение, теория Рамана и Нэджендра Ната применима только в случае длинных ультразвуковых волн, удовлетворяющих условию

$$\frac{\lambda z_0}{\Lambda} \ll 1. \quad (2.10)$$

С. М. Рытов¹⁶ исследовал случай малых углов падения. Теоретически и экспериментально он показал, что по мере уменьшения длины волны ультразвука картина диффракции приближается к той, которая подчиняется условию Брэгга-Вульфа и соответствует селективному отражению.

Прозрачная среда разделяется ультразвуковыми волнами на ряд отражающих плоскостей, расположенных на равных расстояниях $\frac{\Lambda}{2}$ друг от друга, на которые под некоторым углом падают световые волны. В тех направлениях, в которых отражённые от разных плоскостей световые волны совпадают по фазе, они усиливают друг друга и, таким образом, интенсивность света в этих направлениях будет максимальной. Таким образом, максимум интенсивности света будет наблюдаться в тех направлениях, в которых разность хода между двумя соседними отражёнными лучами равна целому числу длин волн. Эта разность хода равна $\Lambda \sin \varphi$, где φ — угол между направлением распространения света и отражающей плоскостью (так называемый «угол скольжения»). При изменении постоянной решётки и длины волны падающего света максимум интенсивности света получается уже при других углах скольжения.

Для наблюдения явления диффракции света на коротких ультразвуковых волнах¹⁷ нами были предварительно отобраны кварцевые пластинки, которые хорошо возбуждались и давали интенсивные диффракционные спектры высших порядков (свыше 30 порядков). Через пластинку пропусклся тонкий параллельный пучок света, ограниченный круглой диафрагмой. Электрическое напряжение подводилось к кварцевой пластинке при помощи пары электродов небольших размеров. Луч света мог перемещаться таким образом, что можно было просвечивать любой участок

пластинки. Интенсивность диффракционных спектров высших порядков измерялась с помощью фотоэлемента.

Как и следовало ожидать, наибольшая интенсивность диффракционных спектров соответствовала случаю, когда свет проходил через области, расположенные между электродами. Таким путем можно было изучить кривую распределения деформаций в кварцевой пластинке при данном расположении электродов.

Интенсивность и количество диффракционных спектров зависит от температуры пластинки. Для изучения этого вопроса кварцевая пластинка помещалась в специальную печь, температура которой изменялась от комнатной до 600° С. При увеличении температуры от комнатной до 210° С интенсивность и количество спектров увеличивались. При дальнейшем увеличении температуры было заметно уменьшение интенсивности диффракционных спектров. Спектры становились размытыми. При температуре 490° С был заметен только слабый диффракционный спектр первого порядка, а при температуре 535° С диффракционные спектры исчезали совсем.

Так как расстояние между диффракционными спектрами является мерой скорости распространения ультразвука в исследуемой среде, то, измеряя расстояние между спектрами, полученными от пластин различных срезов, можно получить для них отношение скоростей распространения звука.

Таким образом, было установлено, что отношение скоростей распространения звука для параллельного и перпендикулярного срезов имеет следующее значение:

$$\frac{c_{\parallel}}{c_{\perp}} = 1,21 \div 1,25,$$

где $c_{\parallel}$ и $c_{\perp}$ — скорости распространения звука в направлении колебаний соответственно при параллельном и перпендикулярном срезах.

В некоторых кварцевых пластинках при возбуждении их на одной частоте наблюдались одновременно диффракционные спектры высших порядков, соответствующие двум типам колебаний, что можно было легко установить, измеряя расстояния между спектрами одинакового порядка; отмечалось одновременное возбуждение продольных и поперечных волн, наблюдавшееся нами ранее методом ультразвуковой локации.

На рис. 8 показаны диффракционные спектры, полученные от кварцевой пластинки с одновременно возбужденными колебаниями двух типов.

Для исследования диффракции света в жидкой среде исследуемая жидкость наливалась в кюветку с прозрачными стенками. Были исследованы: спирт, глицерин, вода, скипидар и пр.

Наиболее четкая картина диффракции света была получена в скипидаре, вследствие чего в дальнейших опытах исследование производилось со скипидаром.

Если три кварцевые пластины будут на одной частоте излучать в трёх взаимно перпендикулярных направлениях плоские волны, то в среде под воздействием ультразвуковых колебаний образуются уплотнения, т. е. рассеивающие центры, которые будут распределены в пространстве в вершинах элементарных кубиков. Пространственные дифракционные решётки можно получить и в твёрдой прозрачной среде, например в кварце. Для этого возбуждение кварца осуществляется путём соответствующего расположения электродов по поверхности кварцевого кубика.

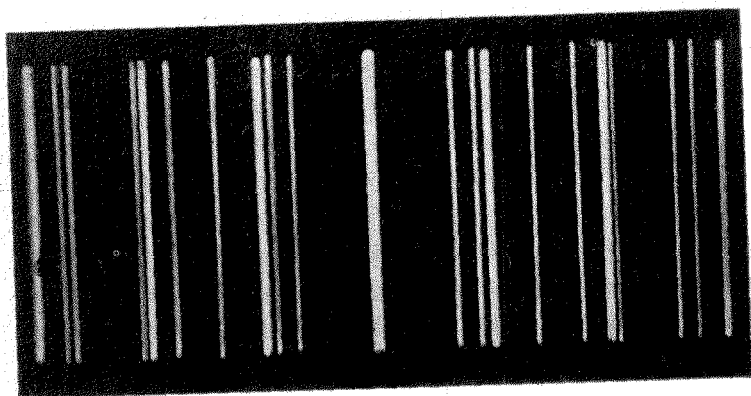


Рис. 8. Дифракционные спектры, полученные при одновременном возбуждении колебаний двух типов.

Явление дифракции света на ультразвуке имеет многочисленные применения как в области физики, так и в области техники. Одно из них представляется особенно существенным, а именно использование явления дифракции света на ультразвуке, как метода модуляции света. Этот метод был предложен и разработан автором ещё в 1933 г.¹⁸

Идея метода заключается в следующем: мощный пучок ультразвуковых лучей от кварцевой пластинки излучается в жидкую среду (керосин). Интенсивный пучок параллельных лучей света проходит через жидкую среду в направлении, перпендикулярном к распространению ультразвуковых колебаний. Как и в обычной дифракционной установке, получают спектры высших порядков.

Если к кварцевой пластинке подаётся модулированное электрическое напряжение

$$E = E_0 (1 + k \cos \Omega t) \cos \omega_0 t, \quad (2.11)$$

где ω_0 — частота колебаний кварца, Ω — частота модуляций и k — коэффициент электрической модуляции, то интенсивность спектра нулевого порядка и интенсивность дифракционных спектров будут колебаться с частотой модуляции Ω .

Обозначим через I интенсивность общего светового потока, проходящего через модулятор, через I_0 — интенсивность спектра нулевого порядка, а через $\sum_{i=\pm 1}^{i=\pm n} I_i$ — интенсивность спектров высших порядков ($i = 1, 2, \dots$). Так как $I = I_0 + \sum_{i=\pm 1}^{i=\pm n} I_i$, то увеличение

интенсивности дифракционных спектров вызывает соответствующее уменьшение интенсивности спектра нулевого порядка I_0 и наоборот. Для целей модуляции света можно использовать или спектры высших порядков, или спектр нулевого порядка. В наших исследованиях был использован спектр нулевого порядка.

Для обеспечения широкой полосы модулированных колебаний декремент затухания кварцевого вибратора должен быть большим. Для целей записи звука достаточно ограничиться шириной полосы порядка $15 \cdot 10^3$ гц. Для целей телевидения ширина полосы должна быть больше. При большой амплитуде колебаний кварцевой пластинки наблюдается явление удара поверхности кварца о жидкость. Кварц в процессе колебаний соприкасается с жидкостью не в течение всего периода, а только некоторой его части. Это обстоятельство влечёт за собой нелинейность колебаний. Кроме того, в жидкостях под действием ультразвуковых волн наблюдаются конвекционные потоки, которые также искажают дифракционную картину.

Чтобы избежать этих недостатков, целесообразно использовать в качестве модулятора света самую колеблющуюся кварцевую пластинку. Этот тип модулятора обеспечивает необходимую интенсивность модулированного света, надёжность в работе и отсутствие нелинейных искажений. Если частота возбуждения кварца и декремент достаточно велики, то такой модулятор обеспечивает модуляцию с шириной пропускания в несколько десятков kilocycles.

3. УЛЬТРАЗВУКОВОЙ МИКРОСКОП

В связи с успешным развитием ультразвуки и получением очень коротких ультразвуковых волн, порядка длин волн видимого света, представляется возможным создать ультразвуковой микроскоп, с помощью которого можно будет видеть в увеличенном масштабе изображение предметов, находящихся как в прозрачной, так и непрозрачной для света среде. Так как почти все тела в природе прозрачны для ультразвуковых волн, то ультразвуковой микроскоп может найти очень широкую область применения. Принцип действия ультразвукового микроскопа был предложен автором ещё в 1936 г.^{19, 20, 21}.

Узкий пучок ультразвуковых лучей (рис. 9), излучаемых пьезоэлектрической кварцевой пластинкой 1 «освещает» рассматриваемый предмет 2. Отражённые от предмета ультразвуковые лучи падают на акустическую собирательную линзу 3, в фокусе которой установлен приёмник 4, представляющий собою пьезоэлектрическую (например, кварцевую) пластинку.

Приёмная пластинка является основанием (дном) катодной трубки 8. Узкий пучок катодных лучей 7 внутри катодной трубки падает на внутреннюю поверхность приёмной пластинки и выбивает с её поверхности вторичные электроны, собираемые на аноде 9.

Под действием зарядов, образованных на внутренней поверхности приёмной пластинки в результате облучения её ультразвуком, вторичная электронная эмиссия с поверхности пластинки будет претерпевать изменения. Эти изменения вторичной эмиссии, сказывающиеся на величине тока, поступающего на анод 9, могут быть усилены с помощью специального усилителя

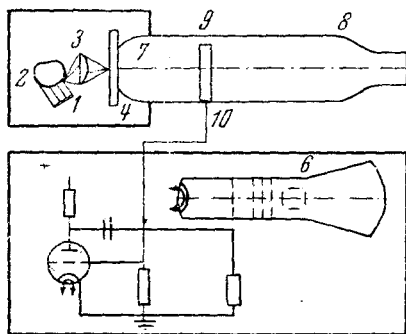


Рис. 9. Принцип устройства ультразвукового микроскопа.

и переданы на модуляционное устройство катодной трубки 6 (передающей). Тогда интенсивность катодного луча в трубке 6 будет меняться в соответствии с изменением вторичной эмиссии приёмника 4. Если осуществить обычными в телевидении методами синхронное движение по строкам и кадрам катодных лучей трубок 6 и 8, то на экране катодной трубки 6 будет получаться видимое изображение распределения электрических зарядов на приёмной пластинке 4.

Пьезоэлектрические заряды выступают на поверхности кварцевой пластинки в точности в тех же точках, в которых имеет место деформация пластинки. Поэтому картина распределения пьезоэлектрических зарядов на поверхности кварцевой пластинки в точности соответствует ультразвуковому полю в фокальной плоскости линзы 3, действующему на кварцевую пластинку.

Так как конфигурация ультразвукового поля в фокальной плоскости в свою очередь соответствует изображению рассматриваемого предмета, то на экране трубки 6 мы будем видеть непосредственно изображение предмета. Перемещение предмета будет, разумеется, вызывать перемещение его изображения на экране.

Увеличение изображения, даваемое описанной системой, определяется отношением линейных размеров кадров трубок 6 и 8.

Расчёты показывают, что в ультразвуковом микроскопе доступны увеличения порядка десятков тысяч раз.

Разрешающая способность зависит от площади поперечного сечения катодного луча в трубке δ , параметров пьезоэлектрической пластинки и длины волны ультразвука.

Опыты показывают, что частота $f \approx 10^9$ гц получается без особых затруднений и имеются надежды получить частоту $f \approx 10^{10}$ гц. В воде длина волны ультразвука на частоте $f = 3 \cdot 10^9$ гц равна

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{1,5 \cdot 10^5}{3 \cdot 10^9} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см},$$

т. е. длине волны видимого света.

При этих частотах разрешающая сила ультразвукового микроскопа может достигать величины, близкой к разрешающей силе оптического микроскопа.

Для капиллярных волн скорость распространения значительно меньше, и длины волны соответственно много меньше длин волн видимого света. Поэтому, используя в дальнейшем излучение типа капиллярных волн на высокой частоте, мы имеем возможность повысить разрешающую способность ультразвукового микроскопа на один-два порядка по сравнению с самыми совершенными оптическими микроскопами.

Рассматриваемые предметы могут быть «освещаемы» как непрерывными ультразвуковыми лучами, так и отдельными импульсами.

Для увеличения вторичной эмиссии целесообразно внутреннюю поверхность приёмной пластинки покрыть специальным слоем, обладающим большой вторичной эмиссией.

Метод получения видимого изображения может быть видоизменён, как это показано на рис. 10, а. Пьезоэлектрическая кварцевая пластинка 1 служит дном вакуумной трубки 2. Ультразвуковые лучи падают на внешнюю поверхность пьезоэлектрической пластинки 1, внутренняя поверхность которой покрыта фоточувствительным слоем. Под действием ультрафиолетовых лучей 3, равномерно освещающих внутреннюю поверхность пластинки, вылетают фотоэлектроны, которые, ускоряясь приложенным электрическим полем, проходят через систему магнитных и электрических линз 4 и падают на флуоресцирующий экран 5. На экране, как в обычном электронном микроскопе, мы должны увидеть изображение источника электронов, т. е. в нашем случае изображение распределения фотоэлектронной эмиссии по поверхности пьезоэлектрической пластинки 1. Распределение фотоэмиссии по поверхности пластинки должно в точности соответствовать распределению пьезоэлектрических зарядов, которое в свою очередь воспроизводит конфигурацию ультразвукового поля. Таким образом, на экране 5 мы будем видеть изображение ультразвукового поля, а

следовательно, и изображение предмета или неоднородностей, помещенных в ультразвуковом поле, в соответственно увеличенном масштабе.

Разрешающая способность в этом случае будет зависеть от длины волны ультразвука, от толщины и диэлектрических свойств применяемой пьезоэлектрической пластинки и от конструкции системы линз.

Ультрафиолетовое излучение, освещающее кварцевую пластинку, может быть заменено однородным пучком электронов.

Другое видоизменение ультразвукового микроскопа показано на рис. 10, б. Как и в предыдущем случае, изображение предмета

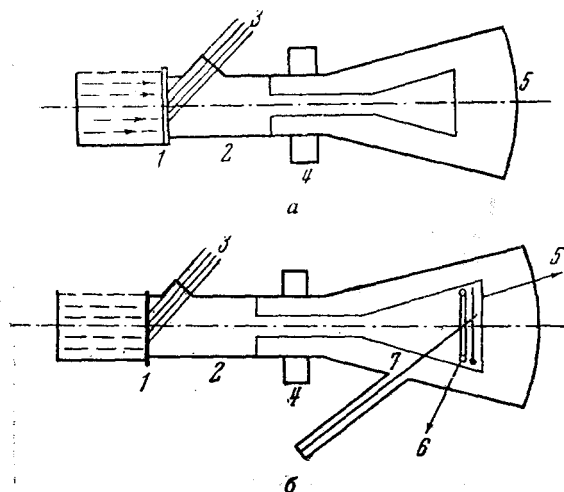


Рис. 10. Видоизменения конструкции ультразвукового микроскопа.

получается в увеличенном масштабе на экране 5. Однако в этой схеме экран 5 представляет собой тонкую пластинку, на которой нанесен фоточувствительный мозаичный слой, испускающий под действием падающих электронов вторичные электроны, собираемые на кольцевом аноде 6. Электронный луч 7 падает на экран 5 и, как в обычной телевизионной трубке, совершает движение по строкам и столбцам, выравнивая, таким образом, на экране 5 образовавшийся от изображения предмета электрический потенциал. Изменения вторичной электронной эмиссии усиливаются и передаются на вторую трубку, в которой катодный луч движется синхронно с катодным лучом 7. В этом случае изображение предмета получается на экране второй трубки.

Следует заметить, что разрешающая способность определяется не только указанными выше факторами, но также и рядом дополнительных причин иного рода, главным образом сложностью

колебаний кварцевой пластинки, возбуждаемой неоднородным ультразвуковым полем, под действием которого в ней могут возникнуть не только продольные упругие волны, но и поперечные и поверхностные, что ведёт к искажению изображения. Путём применения кварцевых пластинок специальных срезов и выбора надлежащих методов крепления (граничных условий) можно поперечные и поверхностные упругие волны в кварцевой пластинке свести почти к нулю, и тем самым повысить чёткость изображения.

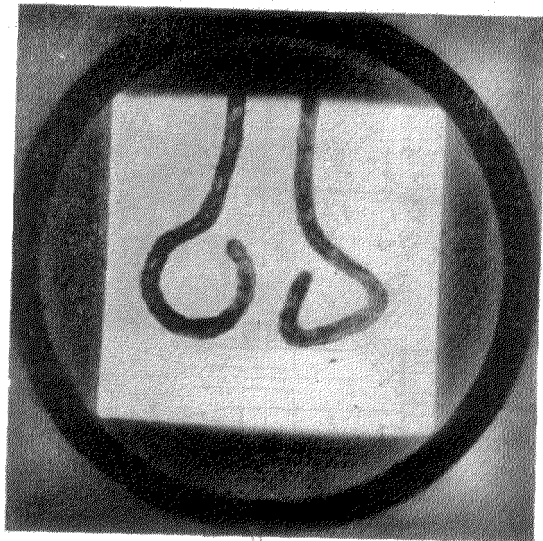


Рис. 11. Изображение металлической петли, погружённой в непрозрачную жидкость (получено с помощью ультразвукового микроскопа).

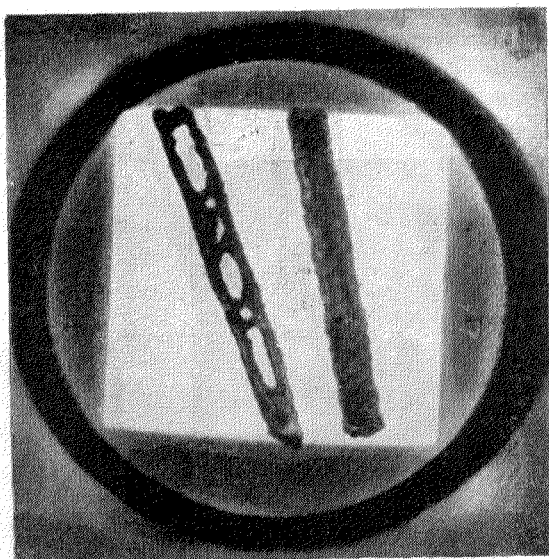
Область применения ультразвукового микроскопа, видимо, будет чрезвычайно разнообразна и будет расширяться по мере возрастания его разрешающей способности.

Приведём описание нескольких опытов, проделанных с ультразвуковым микроскопом в нашей лаборатории.

На рис. 11 показано изображение металлического предмета, погружённого в непрозрачную жидкость (увеличение в 10 раз).

На рис. 12, а показаны изображения стеклянной палочки и стеклянной трубочки одинаковых размеров. По диаметру палочки наблюдается просветлённая полоска вследствие частичного прохождения ультразвуковых волн. От трубочки наблюдается ровная тень, так как ультразвуковые лучи через трубочку не проходят. Таким

образом, с помощью ультразвукового микроскопа можно распознавать наличие тонких капилляров.



a



б

Рис. 12. Изображения стеклянных палочки (слева) и трубочки (справа) в однородном (*a*) и неоднородном (*б*) ультразвуковом поле.

На рис. 12, *б* показано изображение тех же палочки и трубочки, освещаемых неоднородным ультразвуковым лучом. Различные

части освещены с различной интенсивностью и поэтому изображения искажены.

С помощью ультразвукового микроскопа удаётся особенно хорошо наблюдать структуру ультразвукового поля. Необходимо заметить, что структура ультразвукового поля в точности передаёт все типы деформаций, которым подвергается излучающая пластинка (фигуры Хладни). На рис. 13 показано однородное ультразвуковое поле в виде светлого ровного пятна — излучающая кварцевая пластинка

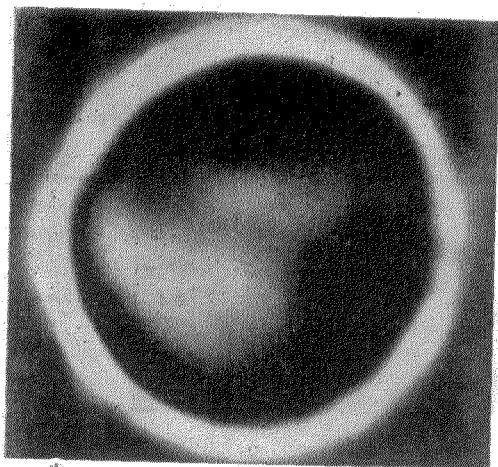


Рис. 13. Однородное ультразвуковое поле, возбуждаемое пластинкой, колеблющейся в основном тоне.

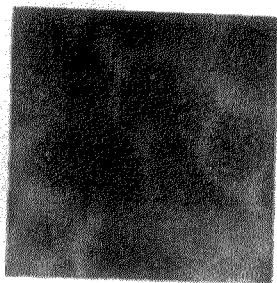


Рис. 14. Неоднородное ультразвуковое поле, возбуждаемое пластинкой, колеблющейся в высших обертонах.

ка колеблется в основном тоне. Изображение неоднородного ультразвукового поля от той же кварцевой пластинки, колеблющейся в высших обертонах, приведено на рис. 14. Рис. 15 даёт изображение ультразвукового поля, распространяющегося в среде, в которой образуются тепловые потоки от нагретой проволоочки. Тепловые потоки отчётливо выступают на фоне ультразвукового поля.

Проводя аналогию между оптическим и ультразвуковым микроскопом, следует указать, что в ультразвуковом микроскопе объективу соответствует трубка, связанная с ультразвуковым полем, а окуляру соответствует передающая трубка, на экране которой мы видим изображение. Объектив и окуляр ультразвукового микроскопа могут быть помещены в разных местах на большом расстоянии друг от друга и электрически связаны между собой. Общий вид ультразвукового микроскопа показан на рис. 16.

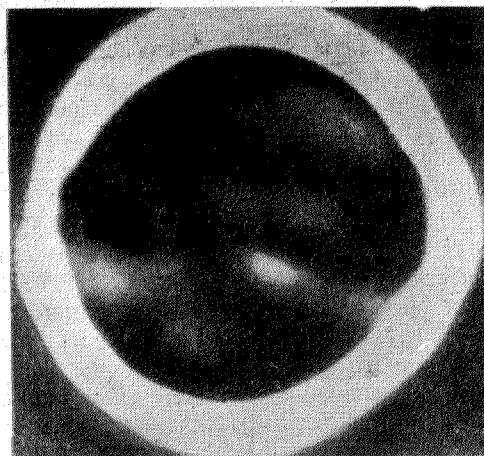


Рис. 15. Ультразвуковое поле в среде с тепловыми потоками от нагретой проволоочки.

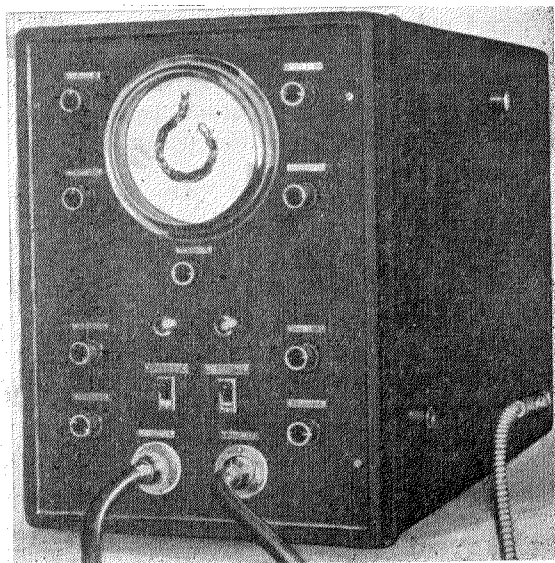


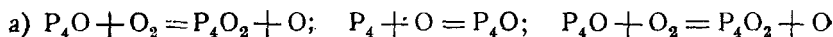
Рис. 16. Общий вид ультразвукового микроскопа.

4. ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

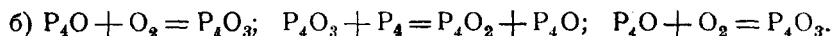
Ультразвуковые волны могут быть использованы также для изучения кинетики разнообразных физико-химических процессов, протекающих в твёрдой, жидкой и газообразной средах, прозрачных и непрозрачных для света. Излагаемый ниже метод позволяет измерять с большой точностью скорость развития реакций независимо от того, как долго длится реакция (от нескольких часов до микросекунд)²².

Идея метода заключается в следующем: развитие физико-химических процессов обычно сопровождается изменением упругих свойств среды и вместе с тем изменением скорости распространения ультразвука c и коэффициента его поглощения a . Следовательно, знание зависимости этих величин от времени (определяемой путём непосредственных измерений в течение процесса) позволяет судить о ходе развития отдельных стадий процесса.

Особенно эффективен должен быть этот метод в случае реакций полимеризации, где изменения c и a достаточно велики. Он может быть также полезен для изучения схемы развития цепей химических реакций. Существующие схемы развития цепей не всегда вполне достоверны, так как в химии пока не имеется непосредственных методов определения лабильных промежуточных продуктов, с помощью которых протекает развитие цепей, особенно в случаях, когда промежуточные продукты имеют короткий период жизни. Например, в реакции окисления фосфора свободным кислородом возможны два пути развития цепи:



и



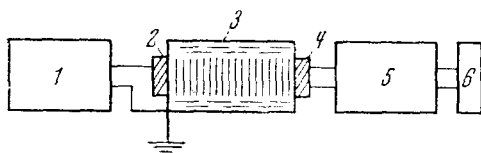
Для обоих возможных путей развития цепи скорости распространения ультразвука и коэффициенты его поглощения будут различны и соответствующие измерения могут служить основанием для выбора между этими возможностями.

Излагаемый метод осуществляется следующим образом²⁸ (см. рис. 17, а). Пьезоэлектрический кварцевый или магнитострикционный излучатель ультразвука, возбуждаемый электрическим генератором высокой частоты, прикладывается с внешней стороны к стенке сосуда, в котором происходит изучаемый процесс. Интенсивность излучения не должна быть велика, во избежание влияния ультразвука на ход самого процесса. Вторая кварцевая пластинка (приёмник ультразвука) прикладывается к противоположной стенке сосуда и связывается с электрическим усилителем и устройством, регистрирующим амплитуду ультразвука, частоту и скорость его рас-

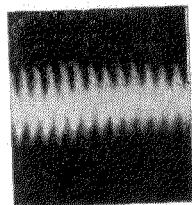
пространения. Скорость распространения ультразвука может быть измерена различными методами, например методом стоячих волн, методом локации, методом диффракции света или методом квазимультиплицированной частоты.

Опишем кратко методы, применяемые в нашей практике.

Метод ультразвуковой локации, описанный выше, заключается в следующем: ультразвуковой импульс длительностью в 0,6 мксек от специального кварцевого генератора излучается в исследуемую среду. Частота колебаний выбирается порядка нескольких мегагерц. Катодный осциллограф с быстрой развёрткой регистрирует отражённый или прошедший импульс в виде синусоиды, видимой на экране осцил-



а



б

Рис. 17. а — установка для изучения кинетики физико-химических реакций: 1 — генератор электрических колебаний, 2 — кварцевая пластинка (излучатель), 3 — сосуд, в котором идёт реакция, 4 — приёмная кварцевая пластинка, 5 — усилитель, 6 — регистрирующее устройство; б — развёртка ультразвукового импульса.

лографа (рис. 17, б). При изменении скорости распространения звука импульс на экране осциллографа перемещается. Перемещение импульса может быть измерено с точностью до $\frac{1}{4}$ длины волны, что соответствует относительному изменению скорости распространения звука на $2,5 \cdot 10^{-8}$ при частоте $f = 10^7$ гц. Такое относительное изменение скорости распространения звука соответствует относительному изменению плотности среды приблизительно на 10^{-8} .

Метод квазимультиплицированной частоты заключается в следующем²³: частота электрического генератора высокой частоты, возбуждающего кварц, периодически изменяется на 5—10% путём изменения ёмкости или самоиндукции контура генератора. Генератор связан индуктивно с приёмником электрических колебаний.

Таким образом, приёмник воспринимает одновременно два колебания: частоты f_1 , возбуждаемое ультразвуковой волной, достигшей в данный момент приёмника (следовательно, излучённой ранее, когда генератор имел отличную частоту), и частоты f_2 , возбуждаемой в данный момент непосредственно генератором. После усиления и детектирования выделяется разностная частота $\Omega = f_1 - f_2$, которая и подаётся на осциллограф.

Легко видеть, что Ω пропорциональна длине пути ультразвукового луча l и скорости c распространения звука в исследуемой среде. Если длина пути ультразвукового луча l задана, то Ω будет прямо пропорционально c и изменения Ω будут строго следовать изменениям скорости распространения звука. Это позволяет регистрировать малейшие изменения скорости распространения звука в среде, упругие свойства которой меняются в процессе развития химической реакции.

Для измерения очень малых изменений Δc целесообразно ультразвуковые колебания пропускать по двум каналам, представляющим собой сосуды с исследуемой средой.

При этом в одном сосуде происходят изменения плотности среды, а в другом нет. В этом случае мы измеряем только разность $c_0 - c_1 = \Delta c$.

Способ, позволяющий с достаточной точностью определять скорость распространения звука и коэффициент его поглощения, может быть основан также на использовании явления дифракции света на ультразвуковом поле, а именно на знании зависимости расстояний между дифракционными спектрами и интенсивностей самых спектров от этих величин. Однако применимость этого метода ограничена прозрачностью среды для света.

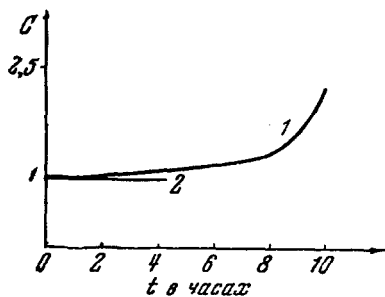
Просвечивая исследуемую среду ультразвуковыми лучами в трёх взаимно перпендикулярных направлениях, можно получить на экране дифракционные спектры, дающие также представление о развитии химической реакции не только во времени, но и в пространстве.

Этим путём нами были изучены следующие реакции:

1) полимеризация метакрилового эфира под действием катализатора (перекиси бензонла) (реакция шла при температуре 50°C ; количество полимеризующегося вещества было взято 100 см^3);

2) инверсия тростникового сахара.

Рис. 18. Изменения скорости ультразвука в процессе реакции:
1 — полимеризация метакрилового эфира;
2 — инверсия тростникового сахара.



На рис. 18 (кривые 1 и 2) даны изменения скорости распро-

странения звука в первой и второй реакциях. По этим кривым можно определить скорость протекания реакции.

Так как исследуемая среда в процессе развития реакции находится всё время под действием ультразвуковых колебаний, то, естественно, возникает вопрос — какое влияние оказывают ультразвуковые волны на ход химических реакций?

Вопрос о влиянии ультразвуковых колебаний на развитие химических реакций экспериментально был исследован автором в прежние годы. Было установлено, что ультразвуковые волны небольшой интенсивности не оказывают существенного, имеющего практическое значение, влияния на химический процесс. По мере увеличения интенсивности ультразвуковых лучей наблюдается возникновение ряда дополнительных явлений, например образование явлений кавитации, образование в пучностях колебаний локальных точек с резким повышением температуры. Эти побочные явления могут, конечно, оказывать некоторое влияние на развитие реакции.

Расчёты показывают, что влиянием ультразвуковых волн на течение химических реакций можно пренебречь, если частота ультразвукового поля мала, а интенсивность не превышает $10^6 - 10^7$ эргов.

5. ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ИССЛЕДОВАНИЯ СТЕПЕНИ ОДНОРОДНОСТИ И СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ

Способность ультразвуковых лучей «просвечивать» практически неограниченные толщи разных металлов (порядка десяти метров) изумительна. Она легла в настоящее время в основу создания новой техники — техники ультразвуковой дефектоскопии.

Родиной ультразвуковой дефектоскопии является Советский Союз, где автор в 1927 г. впервые открыл способность ультразвуковых лучей проникать через металлы²⁴, а в 1928 г. создал первый образец ультразвукового дефектоскопа²⁵. Возможность быстрого обнаружения с помощью ультразвуковых дефектоскопов мельчайших дефектов, раковин, трещин, включений и т. п. позволяет улучшить технологию производства, значительно повысить качество изделий и тем самым поставить технику на более высокий уровень.

В настоящее время ультразвуковые дефектоскопы достигли в нашей стране высокой степени совершенства и нашли широкое применение не только в дефектоскопии металлов, но также и для изучения широкого круга физических явлений. Вместе с тем возможность ультразвукового просвечивания металлов открыла путь для изучения их физико-химических свойств как в твёрдой, так и в жидкой фазах.

Если упругая среда, в которой распространяются ультразвуковые волны, неограничена и однородна, то ультразвук от пластинки кварца радиуса R распространяется в виде узких пучков лучей, направленность которых будет зависеть от размеров излучателя, от частоты излучаемых колебаний и от скорости распространения звука в среде. Угловая ширина пучка для однородной среды устанавливается известным выражением

$$\sin \alpha = 0,61 \frac{\lambda}{R}. \quad (5.1)$$

Наличие неоднородностей и ограничивающих поверхностей значительно усложняет закон распространения волн. Как уже указывалось, ультразвуковые свойства металла зависят от величины зёрен, их ориентировки и от включений между ними. Ультразвуковые волны при распространении в неоднородной металлической среде рассеиваются, испытывая многократное отражение от граней неоднородностей.

Коэффициент отражения от поверхности раздела двух сред с различными упругими свойствами при нормальном падении волн может быть вычислен по формуле

$$r = \frac{\left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} - \frac{\rho_3 c_3}{\rho_1 c_1} \right)^2}{4 \operatorname{ctg}^2 \frac{2\pi d}{\lambda} + \left(\frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} + \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1} \right)^2}, \quad (5.2)$$

где c_1 , ρ_1 , c_2 и ρ_2 — скорости распространения ультразвука и плотности в первой и второй средах соответственно, d — толщина слоя металла, λ — длина волны в металле.

С величиной коэффициента отражения следует особенно считаться при переходе ультразвуковых колебаний из жидкой среды в твёрдую. В этом случае, чтобы уменьшить коэффициент отражения, и тем самым повысить коэффициент проникновения их в твёрдое тело, целесообразно возбуждать колебания в жидкости, в которой величина $c\rho$ (акустическая жёсткость) по возможности близка к её значению в металле.

Известно, что в жидкой среде распространяются только продольные волны, в твёрдом же теле имеют место как продольные, так и поперечные волны, а в некоторых случаях и поверхностные волны. Только в одном случае, именно в случае перпендикулярного падения на поверхность, в металле распространяются только продольные волны. Возникновение поперечных волн главным образом связано с отражениями от граней металла, или от граней неоднородностей, расположенных внутри металла. Вследствие интерференции в металлической пластинке заданной толщины d при перпендикулярном падении максимум интенсивности прошедших волн будет иметь место в тех случаях, когда толщина пластинки удовлетворяет следующему соотношению:

$$d = \frac{(2n-1)\lambda}{4}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5.3)$$

где d — толщина пластины, λ — длина волны, n — целое число. Таким образом, наблюдая максимум интенсивности прошедших ультразвуковых колебаний при перпендикулярном падении на металлическую пластинку, можно измерить длину ультразвуковых волн в металле, а следовательно, и скорость их распространения, если известна частота колебаний. Интенсивность прошедших волн зависит от угла падения волны на поверхность металла. Так как

скорость распространения продольных волн больше, чем поперечных, то можно подобрать такой угол падения, при котором продольные волны полностью отразятся от поверхности металла и внутри его будут распространяться только поперечные волны.

Как уже указывалось, вследствие многократных отражений в любой области внутри металла одновременно распространяется большое число случайных волн одинаковой частоты, различающихся по амплитуде и фазе. В этом случае задачу следует сводить к вычислению наивероятнейшей амплитуды, действующей на приёмную кварцевую пластинку, предполагая независимость отдельных случайных волн, действующих на элемент поверхности, а фазы колебаний равновероятными.

Явление многократного отражения становится особенно заметным, когда колебания возбуждаются в металлических изделиях небольших размеров. В этом случае явление может продолжаться длительное время и напоминает собой известное в акустике замкнутых помещений явление реверберации.

Для возбуждения ультразвуковых колебаний в металле используются пьезоэлектрические колебания²⁶. Излучателем ультразвука является кварцевая пластинка соответствующих размеров, заделанная в специальную оправу и погружённая в трансформаторное масло. В зависимости от конструкции кварцевая пластинка излучает колебания или одной стороной, обращённой к металлу, или обеими сторонами. Такая пластинка может являться как излучателем ультразвуковых колебаний, так и приёмником их.

Первый промышленный образец ультразвукового дефектоскопа, основанный на принципе сквозного «просвечивания» металлов, был, как уже указывалось, разработан автором в 1928 г. Однако наша промышленность, быстро развиваясь, предъявила новые повышенные требования к ультразвуковой дефектоскопии: требовались дефектоскопы с большой разрешающей силой. Для выполнения этой задачи автор разработал в 1935 г.²⁶ дефектоскоп нового типа («рефлектоскоп»), основанный на принципе ультразвуковой локации. Хотя техника того времени позволяла получить ультразвуковые импульсы длительностью порядка 10 микросекунд, всё же разрешающая способность дефектоскопов, построенных на этом принципе, оказалась довольно высокой, и они успешно применялись наряду с дефектоскопами прежнего типа²⁷. В дальнейшем импульсный метод совершенствовался, разрешающая сила повышалась за счёт сокращения продолжительности ультразвуковых импульсов. В 1941 г. наши дефектоскопы этого типа в связи с появлением радиолокации работали на импульсах порядка 2—3 мксек. За последние годы нами получены ультразвуковые импульсы длительностью в доли микросекунды. Это повысило разрешающую способность дефектоскопа настолько, что можно обнаруживать дефекты размерами в доли миллиметра, залегающие на большой

заряды, возникшие на приёмной пластинке под действием ультразвукового импульса, усиливаются и передаются на развёртывающее устройство (катодный осциллограф), где и регистрируются в виде

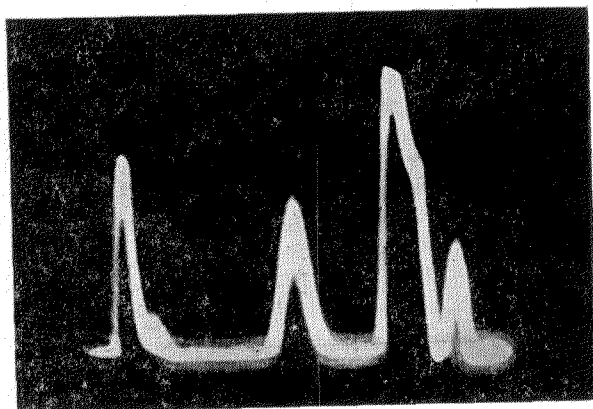
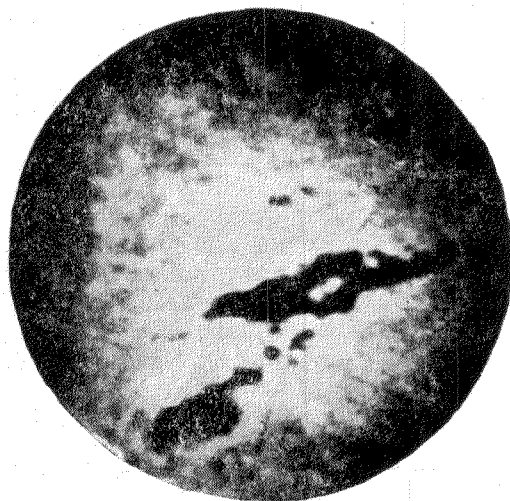
*a**b*

Рис. 21. *a* — типичная осциллограмма; *b* — соответствующие ей дефекты.

пиков. Развёртка катодного осциллографа действует синхронно с распространением ультразвукового импульса в металле таким образом, чтобы отражённый от противоположной грани металла

импульс не отмечался осциллографом вовсе или отмечался только в конце развёртки. Таким образом, дефект, находящийся внутри металла и отразивший ультразвук, будет зарегистрирован на экране осциллографа в виде чётко выраженного импульса, величина которого в некоторой степени является мерой величины дефекта. Расстояние между начальным импульсом и импульсом, отражённым от дефекта, на шкале осциллографа пропорционально глубине залегания дефекта. Частота несущих колебаний ультразвуковых импульсов в дефектоскопах лежит в пределах от $f = 0,5 \times 10^6$ гц до $f = 15 \cdot 10^6$ гц.

Подбирая соответствующую частоту и интенсивность ультразвука, мы можем просветить металлы на большую глубину (порядка 10 м) и обнаружить мельчайшие дефекты внутри металла. На рис. 19 приведена блок-схема импульсного дефектоскопа.

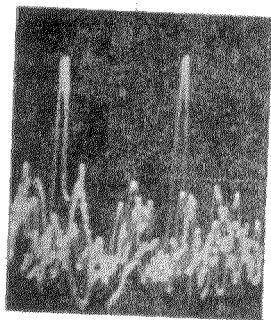


Рис. 22. Отражение от структурных неоднородностей металла.

Рис. 20 показывает общий вид дефектоскопа в работе. Фотографии рисунка 21 дают представление о получаемых осциллограммах (а) и соответствующих им дефектах (б).

Если на пути ультразвукового луча находится несколько дефектов на разной глубине, то все они отмечаются в порядке их расположения на одной и той же шкале. Следует отметить, что ультразвуковые импульсы отражаются не только от явных дефектов в металле, но также от рыхлостей, областей рекристаллизации, включений и др. В этом отношении ультразвуковая дефектоскопия является непревзойдённым по тонкости методом, позволяющим обнаружить мельчайшие неоднородности

внутри металла. В тех случаях, когда в металле нет явных дефектов, а имеются только небольшие рыхлости или области рекристаллизации, целесообразно установить развёртку катодного луча таким образом, чтобы многократно отражённый от дна импульс был зарегистрирован несколько раз (например, пять). Тогда на фоне регулярно расположенных импульсов можно ясно заметить отражения от нарушений структуры металла (рис. 22).

Высокая чувствительность ультразвукового дефектоскопа к мельчайшим нарушениям однородности позволяет применить ультразвуковой дефектоскоп для определения глубины закалённого слоя. В этом случае ультразвуковой луч направляется под небольшим углом внутрь металла, доходит до границы раздела закалённой и незакалённой областей, отражается и регистрируется на осциллографе. Таким путём можно судить в известной степени и о качестве закалки, сравнивая величину отражённых импульсов от

разных участков закалённого слоя²⁰. Конструкция передающего и приёмного щупов должна в этом случае быть несколько скошенной, чтобы обеспечить направление ультразвукового луча под любым углом к поверхности закалённого слоя. Следует отметить, что скорости распространения ультразвука в закалённой и незакалённой областях металла отличаются друг от друга весьма мало (порядка доли процента).

Укажем ещё на одно очень полезное применение ультразвукового дефектоскопа, именно — определение размеров изделий. Если регистрировать при перпендикулярном падении импульс, отражённый от противоположной грани изделия, то тем самым мы можем с большой точностью измерить толщину изделия. Для повышения точности измерений следует ультразвуковой импульс развернуть настолько, чтобы можно было наблюдать отдельные колебания, из которых он состоит.

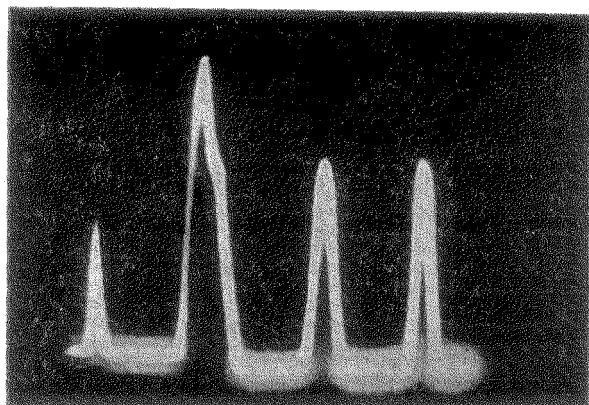
Это даёт возможность измерить толщину изделия с точностью до долей процента.

Указанный метод чрезвычайно удобен, прост и совершенно необходим в тех случаях, когда противоположная грань изделия недоступна для обычных измерительных приборов.

Можно было бы указать ещё целый ряд очень интересных применений ультразвуковой дефектоскопии. Однако подробное описание ультразвуковой дефектоскопии не входит в задачи этой статьи. Укажем только ещё на одно применение в геофизике, именно, на возможность изучения распространения сейсмических волн в земной коре путём моделирования. Необходимо отметить, что при распространении ультразвуковых импульсов не только в металле, но и в любом твёрдом теле возникают наряду с продольными также поперечные и поверхностные волны, распространяющиеся с соответствующими скоростями. Поперечные и поверхностные волны особенно легко возбуждаются при наклонном падении ультразвукового импульса на поверхность («ультразвуковое землетрясение»), что чрезвычайно вредно отражается на работе дефектоскопа. Поэтому в ультразвуковой дефектоскопии главной задачей является разработка такой конструкции щупов, которая не допускала бы появления поперечных и поверхностных волн. На экране осциллографа все указанные типы волн регистрируются в виде отдельных импульсов, отстоящих друг от друга на расстояниях, соответствующих скоростям распространения волн. На рис. 23,а показана фотография импульсов, соответствующих одновременному возбуждению всех трёх типов волн.

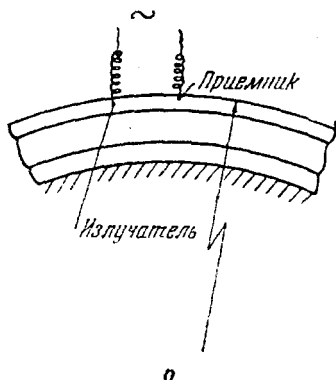
Представим себе модель земного шара, сделанную в разумном масштабе из материалов в соответствии с данными геофизики о строении Земли (рис. 23,б). Распространяющиеся в этой модели ультразвуковые волны должны быть в том же масштабе короче сейсмических волн, распространяющихся в земной коре.

Главная часть спектра сейсмических волн может быть покрыта в ультразвуковой модели спектром ультразвуковых волн с частотами примерно от 10^5 до $3 \cdot 10^7$ гц. (Скорость распространения поверхностных ультразвуковых волн в модели должна быть примерно равна скорости распространения сейсмических волн в земной коре.)



a

Рис. 23. *а* — импульсы, соответствующие одновременному возбуждению продольных, поперечных и поверхностных волн; *б* — модель участка земной поверхности для ультразвукового моделирования сейсмических явлений.



б

Нанося на поверхности модели неоднородности, соответствующие земному рельефу, мы можем, изучая в разных точках модели ультразвуковые импульсы, представляющие собою наложение многих частот в указанном интервале, получить представление о характере распространения сейсмических волн в разных областях земной коры.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Я. Соколов, ДАН **59** (5), 883 (1948).
2. С. Zener, Phys. Rev. **53**, 90 (1938), **52**, 230 (1937).
3. М. А. Исакович, ЖЭТФ **18**, 386 (1948).
4. С. Я. Соколов, ДАН **64** (4), 503 (1949).
5. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Механика сплошных сред. ГИТТЛ, 1944, стр. 610.
6. И. Г. Шапошников, ЖЭТФ **11**, 332 (1941).
7. I. W. Rayleigh, Phil. Mag. **47**, 375 (1899).
8. M. Smoluchowski und A. Einstein, Ann. der Physik **25**, 205 (1908) и **33**, 1275 (1910).
9. L. Brillouin, Ann. de Physique **17**, 88 (1922).
10. Л. И. Мандельштам, ЖФХО **58**, 381 (1926).
11. Е. Ф. Гросс, Nature **129**, 722 (1922).
12. P. Debye a. F. W. Sears, Proc. Nat. Ac. Sci. **18**, 409 (1932).
13. R. Lucas et P. Biquard, C. R. **194**, 2132 (1932).
14. P. Debye, Physik. Zeits. **33**, 849 (1932).
15. C. V. Raman a. N. S. Nagendra. Nath. Proc. Ind. Inst. Sci II (A), 406 (1935).
16. С. М. Рытов, Изв. АН СССР, сер. физ. № 2, 223 (1937).
17. С. Я. Соколов, Physik. Zeits. **4**, 142 (1935).
18. С. Я. Соколов, Патент № 173441 (1935) (Английский патент.)
19. С. Я. Соколов, Авторское свид. № 48426, кл. 42 (1936). Патент № 2164, 185 (1937). (Американский патент.)
20. С. Я. Соколов, ЖТФ **11** (1-2), 160 (1941)..
21. С. Я. Соколов, ДАН **64** (3), 333 (1949).
22. С. Я. Соколов, ЖТФ **6**, 783 (1936).
23. С. Я. Соколов, Journ. Techn. Phys. USSR **III**, 76 (1936).
24. С. Я. Соколов, ENT **6**, 11 (1929).
25. С. Я. Соколов, Авторск. свид. № 23246, кл. 42, 29 (1928).
26. С. Я. Соколов, Зав. Лаб. **4**, 527, 1468 (1935).
27. С. Я. Соколов, Авторск. свид. № 48894, кл. 21 d (1934).
28. F. Faerston, Metall Progress **48** (3), 505 (1945).