

УДК 534.26,534.222.1,534.6.08

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА ТВЕРДЫХ СРЕД В ОБРАЗЦАХ МИЛЛИМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ

© 2023 г. Д. И. Макалкин^а *, А. А. Карабутов^а, Е. В. Саватеева^а

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: dmitrymakalkin@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.06.2023 г.

После доработки 12.09.2023 г.

Принята к публикации 19.09.2023 г.

Предлагается методика высокоточного локального измерения групповой скорости продольных волн в твердых образцах миллиметровой толщины. Для достижения требуемой точности используется лазерное термооптическое возбуждение субмикросекундных ультразвуковых видеоимпульсов и сверхширокополосная пьезоэлектрическая регистрация отраженных от контролируемого образца акустических сигналов. Исследуются плоскопараллельные образцы из дюрала, кварца и стали толщиной 2–6 мм. Для достижения необходимой точности измерения групповой скорости ультразвука используется математическая обработка формы сигнала с компенсацией дифракции ультразвукового пучка при распространении в образце. Показана возможность обеспечения неопределенности измерения групповой скорости ультразвука в диапазоне частот 1–15 МГц на уровне 0.1% в образцах миллиметровой толщины.

Ключевые слова: скорость ультразвука, фотоакустика, лазерный ультразвук, дифракция, эталон

DOI: 10.31857/S0320791923600622, **EDN:** ZGWXRO

ВВЕДЕНИЕ

Проблема старения объектов критической инфраструктуры продолжает оставаться чрезвычайно злободневной, что делает актуальной разработку все более точных и информативных методов диагностики ее реального состояния. Ультразвуковые (УЗ) методы неразрушающего контроля нашли широкое применение при решении этих проблем.

Изменение механических свойств материалов (плотность, модули упругости, прочность и т.п.) при старении могут изменяться весьма незначительно (на доли и единицы процентов), что, однако, может приводить к радикальному уменьшению времени их службы. Поэтому неразрушающий контроль текущих локальных механических свойств материалов конструкций представляет важнейшую проблему оценки остаточного ресурса элементов критической инфраструктуры. Существующие методы такого контроля (рентгеновская дифрактометрия, вихревой контроль, флэш-термография) имеют ограниченные возможности и, как правило, не дают возможности провести количественную оценку состояния объекта контроля.

УЗ методы контроля позволяют устранить значительную часть этих трудностей. Однако для ре-

шения таких задач требуется прецизионное измерение (как правило, с точностью лучше 1%) скорости ультразвука с высокой локальностью (единицы или десятки мм). Достижение такой точности стандартными средствами УЗ контроля мегагерцового диапазона не представляется возможным ввиду ограниченности длительности зондирующего УЗ импульса и значительной (2–5 мм для металлов) протяженности “мертвой” зоны системы контроля.

Использование для решения этих задач термооптического механизма возбуждения коротких субмикросекундных УЗ видеоимпульсов и сверхширокополосной пьезорегистрации акустических сигналов представляется одним из возможных путей решения упомянутых задач.

Более полувека назад были представлены методы измерения скорости звука, дающие принципиальную возможность достижения точности измерения на уровне 0.001% [1]. Однако для достижения такой точности возникает ряд жестких условий, невыполнение которых не позволяет достигнуть упомянутой точности. К ним относятся требования на минимальные габариты (толщина, ширина) образца, ширина спектрального диапазона излучающего и принимающего устройств,

жесткая стабилизация температурного режима ввиду зависимости скорости звука от температуры, обеспечение однородности распределения температуры по объему образца.

В силу этого измерение скорости ультразвука не в эталонных образцах и условиях, а на промышленных изделиях обычно осуществляется с точностью в 1–5%. В то же время ужесточение требований к свойствам материалов деталей и элементов критической инфраструктуры и их фактическому состоянию делают актуальной задачу локального измерения скорости ультразвука с более высокой точностью.

На точность измерения скорости звука время пролетным методом влияет погрешность измерения габаритов образца и его геометрической формы, а для бесконтактных акустооптических методов, пригодных для оптически непрозрачных образцов, требуется толщина образца не менее 5 мм [2]. Проведенные измерения улучшенным резонансным методом на образцах из разных материалов (Д16Т, сплавы стали, стекло К8) обладали погрешностью порядка десятка м/с, а для образцов из Д16Т хоть и была достигнута погрешность порядка 1 м/с, но была отмечена изменчивость скорости звука для толщины образца до 5 мм, что было объяснено большим влиянием качества механической обработки поверхностей образцов [3]. В любом случае для прецизионного измерения скорости ультразвука (с точностью лучше 1%) жесткие требования предъявляются к плоскостности и, вообще говоря, параллельности поверхностей образца. Упомянутые методы не являются новыми, однако в Американском стандарте методов измерения скорости ультразвука 2015 г. E494-15 astm [4] не много ссылок на более новые методы, и, в целом, они пригодны для образцов толщиной от 5 мм при обеспечении точности в 1%.

К началу 21-го века бесконтактные методы генерации и приема УЗ волн для проведения контрольных измерений были, пожалуй, самыми многообещающими [5]. Отдельно остановимся на бесконтактном лазерно-ультразвуковом методе [6], который обеспечил измерение групповой скорости для некоторых случаев с погрешностью не хуже 0.1%. Метод предполагает доступ к обеим сторонам образца, что может быть непригодно для смонтированных деталей, а для сохранения высокого динамического диапазона интерферометра необходима предварительная полировка поверхностей. Из-за острой фокусировки возбуждающего лазерного луча возникает незначительная абляция поверхностей образца, и к тому же температура в зоне облучения изменяется на сотни градусов, что влияет и на скорость звука и может существенно увеличивать методическую погрешность.

Подобная схема используется в отечественной эталонной установке. В Государственном первичном эталоне ГПЭ 189-2012 [7, 8] используется эхо-импульсный способ измерения скорости продольных УЗ-волн с помощью оптического метода генерации и приема УЗ-волн: в источнике звука используется моноимпульсный твердотельный лазер (длительностью импульса не более 40 нс), а в приемнике — одномодовый He-Ne лазер. Заявленная относительная систематическая погрешность измерения скорости продольных волн — менее 0.014%/м для диапазона скоростей 5000–6500 м/с. В ГПЭ используются образцы разных толщин в диапазоне от 2 до 100 мм из стали 40Х13, Д16Т и кварцевого стекла К8. Этот эталон в 2014 г. преобразовался в ГЭТ 189-2014 (Государственный первичный эталон единиц скоростей распространения и коэффициента затухания УЗ волн в твердых средах) [9].

В данной работе мы показываем результаты измерения групповой скорости звука в некоторых твердых телах с помощью метода лазерного ультразвука [10], оцениваем влияние дифракции на форму распространяемого УЗ импульса и на измеренную скорость звука, и приводим алгоритм дифракционной компенсации групповой скорости звука.

Основой этого процесса является термооптический эффект, т.е. быстрое тепловое расширение поглощающей лазерный импульс области твердого тела. В отличие от существующего эталона для термооптического возбуждения звука, в настоящей работе используется специализированный поглотитель, оптимизированный для получения акустического импульса требуемой длительности и достаточной амплитуды. Этот “пробный” импульс вводится в исследуемый образец, и скорость ультразвука в материале образца определяется по времени пробега акустического импульса по толщине образца.

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ

В общем случае, распространение акустического пучка сопровождается эффектами дифракции, нелинейности и диссипации среды. Распространение акустического пучка в параксиальном приближении в таком случае описывается уравнением Хохлова–Заболотской–Кузнецова [11]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\epsilon p}{\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p.$$

Однако, в случае, максимально приближенном к условиям исследования, когда амплитуда сигнала мала (порядка 10 кПа) и акустические пути коротки (десятки миллиметров), нелинейностью и диссипацией можно пренебречь. Тогда упрощаем это

уравнение, сохраняя только дифракционную компоненту:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial \tau} \right) = \frac{c_0}{2} \Delta_{\perp} p.$$

Решением такого уравнения является временной профиль сигнала (импульса), сильно трансформированный по отношению к исходному:

$$p \left(\tau = t - \frac{z}{c_0}, r_{\perp} = 0, z \right) = p(\tau, r_{\perp} = 0, z = 0) - \omega_D \int_{-\infty}^{\tau} \exp(-\omega_D(\tau - \theta)) p(\theta, r_{\perp} = 0, z = 0) d\theta,$$

где $p(\tau, r_{\perp} = 0, z = 0) = p_0 \exp\left(-\left(\frac{\tau}{\tau_a}\right)^2\right)$ – исходный гауссовский сигнал, $c_0, a_0, \tau_a, z, \tau$ – скорость звука, начальный радиус пучка, половинная длительность импульса на полувысоте (FWHM), координата и время импульса, соответственно, $\omega_D = 2c_0z/a_0^2$ – частота, на которой апертура излучателя равна одной зоне Френеля.

После интегрирования окончательно получим решение в размерном виде:

$$p \left(\tau = t - \frac{z}{c_0}, r_{\perp} = 0, z \right) = p_0 \exp\left(-\left(\frac{\tau}{\tau_a}\right)^2\right) - p_0 \omega_D \frac{\tau_a \sqrt{\pi}}{2} \exp\left(\frac{\omega_D^2 \tau_a^2}{4} - \omega_D \tau\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\tau}{\tau_a} - \frac{\omega_D \tau_a}{2}\right) + 1 \right].$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду, введя новые переменные $\theta = \tau/\tau_a$ – временная координата, $\sigma = z/L_D$ – пространственная координата, $L_D = \pi a_0^2/(c_0 \tau_a)$ – длина дифракции, и получаем временной профиль импульса в безразмерных координатах:

$$p(\theta, \sigma) = p_0 \exp(-\theta^2) - 2\sqrt{\pi} p_0 \sigma [\operatorname{erf}(\theta - 2\sigma) + 1] \exp(-4\sigma\theta + 4\sigma^2). \quad (1)$$

Заметим, что для дальнейшего получения численных значений требуются значения начального радиуса a_0 , длительности импульса τ_a и скорости звука c_0 , которые следует брать близкими к экспериментальным. Кроме того, радиус гауссового пучка увеличивается с ростом акустического пути импульса:

$$a(z) = a_0 \sqrt{1 + (z/L_D)^2}. \quad (2)$$

Если построить семейство профилей (1) при разных значениях пространственной безразмерной координаты σ , то видно (рис. 1), как при ее росте смещается максимум импульса относительно безразмерного времени $\theta = 0$. Это смещение является следствием дифракции звука в преобра-

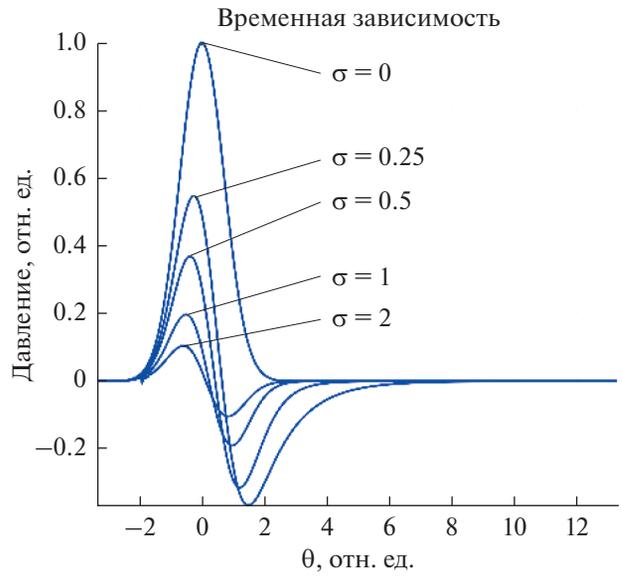


Рис. 1. Трансформация типичного гауссовского импульса при разных значениях $\sigma = z/L_D$, где $L_D = \pi a_0^2/(c_0 \tau_a)$. При $\sigma = 1$ координата z равна длине дифракции L_D .

зователе, и оно напрямую влияет на изменение групповой скорости звука. Примечательно превращение профиля в свою производную для больших значений σ , что соответствует переходу из ближней волновой зоны в дальнюю.

Сложность аналитически полученного выражения для временного профиля импульса в безразмерных координатах не позволяет в разумное время найти его экстремум аналитически, однако высокодискретный численный расчет дает следующий интересный результат (рис. 2). Заметно, как функция смещения экстремума замедляется и почти выходит на постоянное значение для больших значений σ . О том, что это может значить для измерения скорости звука, поговорим чуть далее.

Таким образом, можно заключить, что при распространении в твердом теле УЗ импульс получает временной сдвиг, который может оказать влияние на точность опирающихся на импульс расчетов. Насколько сильным окажется влияние будет показано в следующей части при обсуждении методики измерений.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка [12] (см. рис. 3) для измерения групповой скорости продольных звуковых волн работает в эхо-режиме. В ее основе Nd:YAG лазер с модуляцией добротности с диодной накачкой, испускающий 10 нс импульс света, оптико-акустический преобразователь (ОАП) с

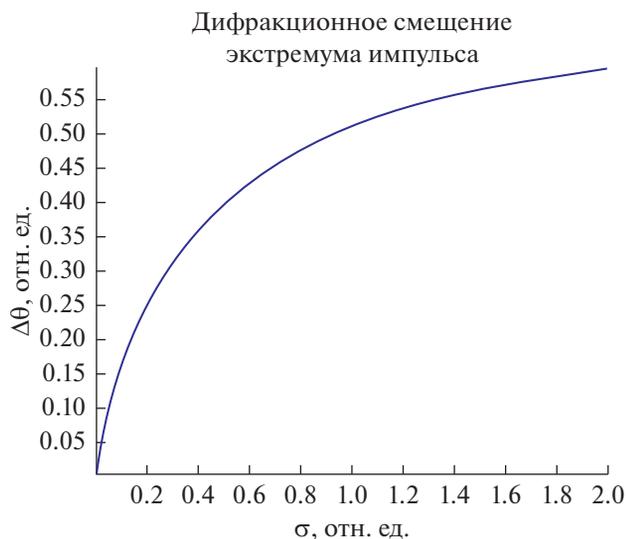


Рис. 2. Смещение экстремума импульса от начального положения в зависимости от безразмерной пространственной координаты σ .

апертурой 5.6 мм, который преобразует падающий свет в импульс с начальной длительностью порядка 60 нс, распространяющийся, в том числе, в направлении образца, широкополосный пьезоэлектрический приемник ультразвука с апертурой 4 мм и специальный волновод, пропускающий световой импульс от лазера к ОАП и пропускающий УЗ импульс, вернувшийся от образца, к

пьезоприемнику. Между поверхностями ОАП и образца наносится слой воды для лучшего акустического сопряжения импедансов данных объектов. Принятый пьезоэлектрическим преобразователем сигнал оцифровывается АЦП и с помощью компьютера выводится на экран или в файл в виде временной зависимости амплитуды. Благодаря небольшой апертуре ОАП, исследования образца осуществляются локально.

После генерации импульса на приповерхностном слое ОАП происходит его распространение в обоих направлениях – в сторону приемника-преобразователя и в сторону образца. На рис. 4а показан вид принимаемых преобразователем сигналов, специально упрощенных для лучшего восприятия. Первым из пришедших на приемник сигналов является опорный, это продольные волны с неизменной фазой, которые не проходят через склейку и образец, а, родившись на приповерхностном слое ОАП, распространяются через звукопровод сразу к пьезоприемнику. Далее следуют 1-й донный сигнал – это первое отражение продольной волны от донной поверхности образца со смещенной на π фазой из-за акустически мягкой границы – и остальные донные сигналы: 2-й, 3-й и т.д. Заметим, что при распространении звука через несколько слоев разных сред (ОАП, водный слой, образец, воздух), на границах раздела этих сред имеет место частичное преобразование продольной волны в поперечную. Импульсы этих волн тоже проявляются среди регистрируемых сигналов, но они имеют существенно мень-

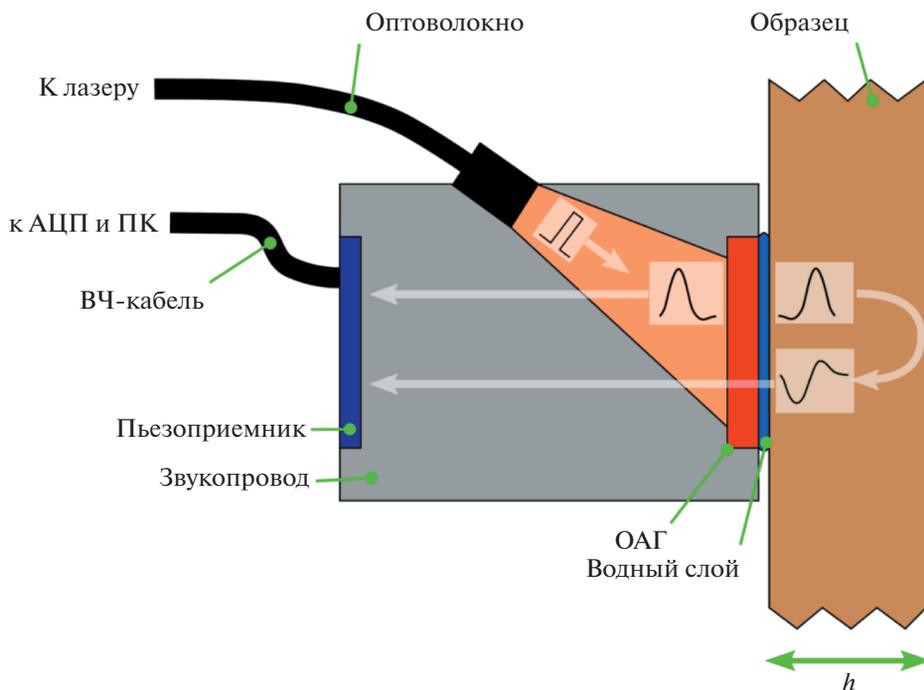


Рис. 3. Схема экспериментальной установки измерения скорости звука в твердых телах.

шую амплитуду за счет того, что отношение длины волны к диаметру мало. Кроме того, они достигают приемника в более низком частотном диапазоне, поэтому могут быть легко отфильтрованы цифровым фильтром.

Временная форма сигналов (рис. 4б) содержит следующие за основным импульсом фазы противоположной полярности: такие “хвосты” являются следствием дифракции широкополосного ультразвукового пучка. Если бы влияние дифракции было бы мало, то вычислить групповую скорость продольных волн можно было бы по времени задержки между любыми двумя отражениями и, учитывая разницу их акустических путей, получить

$$V = \Delta z_{12} / \Delta t_{12}, \quad (3)$$

где Δt_{12} и Δz_{12} – разницы времен и путей между указанными сигналами 1 и 2.

Теперь же нужно учитывать дифракционную трансформацию каждого отражения, внося в формулу расчета скорости временной сдвиг их экстремумов $\Delta \tau_1$ и $\Delta \tau_2$. На рис. 4в показан исходный (реально наблюдаемый) сигнал “с хвостом” синего цвета и его первоначальный гауссовский вид “без хвоста” красного цвета. Согласно численным расчетам выше, дифракция приводит к более быстрому “распространению” экстремума сигнала, что отразится на точности измерения скорости ультразвука в данном образце. Для компенсации этой методической погрешности используется следующая формула:

$$V_{\text{комп}} = \frac{\Delta z_{12}}{(t_2 + |\Delta \tau_2|) - (t_1 + |\Delta \tau_1|)} = \frac{\Delta z_{12}}{\Delta t_{12} + |\Delta \tau_{12}|}. \quad (4)$$

Был проведен численный расчет дифракционной ошибки E_D измерения групповой скорости как функции скорости звука и толщины образца для нескольких отражений, что дает представления о влиянии дифракции на погрешность измерения. Для этого требуется задать начальный диаметр УЗ пучка $a_0 = 2.76$ мм и начальную полуширину импульса. Тогда дифракционная ошибка $E_D(n, h, c_0) = (V(n, h, c_0) - c_0) / c_0$, где c_0 – истинная скорость ультразвука в образце, а $V(n, h, c_0)$ – искаженная дифракцией скорость, которую и можно экспериментально измерить: $V(n, h, c_0) = \Delta z(n, h, c_0) / \Delta t(n, h, c_0)$, где $\Delta z(n, h, c_0)$ и $\Delta t(n, h, c_0)$ – разницы акустических путей и времен n -й пары отражений для толщины образца h и истинной скорости c_0 .

Расчеты проводились для условий эксперимента. По графикам (рис. 5) видно, что область значений E_D не превышает 0.3% для скоростей ниже 8000 м/с и толщин более 2–3 мм. Также для выбранных толщины и скорости звука в образце заметно явное уменьшение E_D при рассмотрении дальних отражений. Интересной деталью также

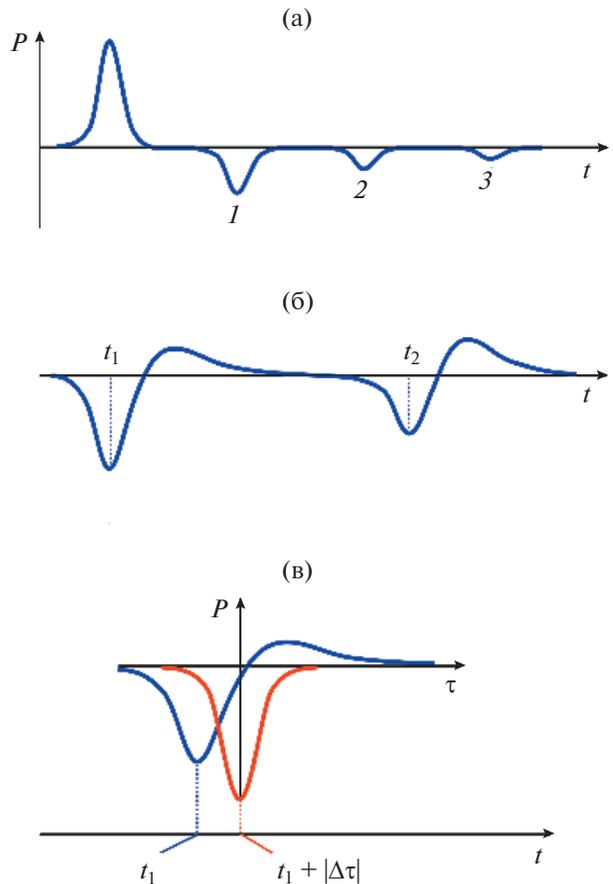


Рис. 4. Сдвиг экстремума широкополосного ультразвукового импульса при дифракции пучка.

является то, что даже для высоких скоростей и малых толщин дифракционный вклад составляет менее 1%.

Таким образом, можно сделать вывод, что дифракция должна оказывать существенное влияние на величину измеренной групповой скорости продольных УЗ волн.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Были проведены измерения скорости ультразвука без компенсации и с компенсацией дифракционной трансформации формы сигнала для трех разных образцов, параметры которых занесены в табл. 1: это сплав Д16Т, плавный кварц (КВ) и сталь 12Х18Н10Т. Шероховатость поверхностей металлических образцов не превышала Rz5, а вариации толщины по поверхности образца, измеренные микрометрически, 5–15 мкм. Статистический разброс результатов измерения толщины связан в значительной мере с инструментальной погрешностью.

Измерения проходили при нормальном давлении и температуре окружающего воздуха 21°C с

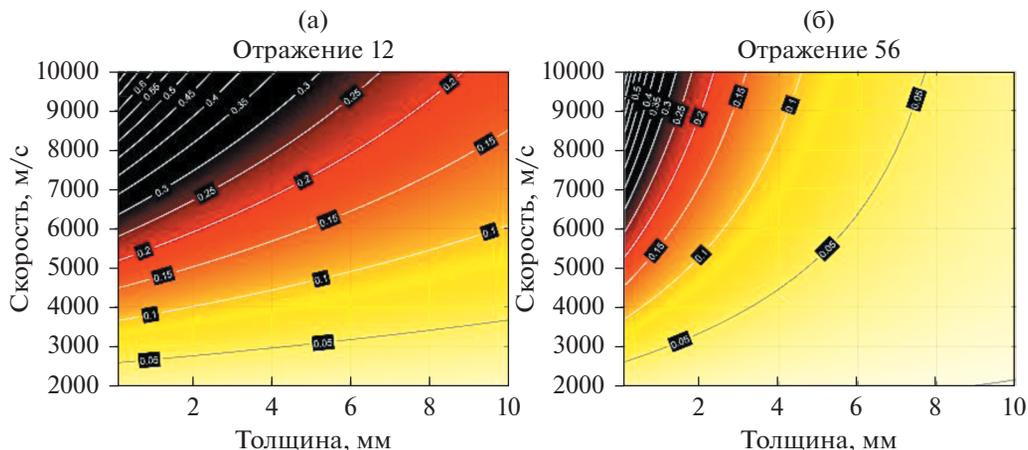


Рис. 5. Численный расчет дифракционной ошибки (%) групповой скорости звука, вычисленной по разным парам отражений.

усреднением по 1000 замерам. На рис. 6 приведен пример записи сигналов с АЦП – результат прохождения звука через образец № 1 после усреднения. Опорный сигнал в данном случае обладает характерным дифракционным “хвостом”, на который накладывается его отражение от ближайшей (лицевой) поверхности образца, что видно на врезке в этом рисунке. Первый донный сигнал также содержит в себе дифракционное искажение. Далее с примерно тем же интервалом можно заметить и остальные донные отражения: второе, третье и т.д.

В табл. 2 представлены результаты измерений скорости звука по формуле (3) без учета дифракции для пар отражений каждого образца. Номера строчек – это номер стартового отражения из пары, с него начинается отсчет времени распространения акустического импульса и пройденного пути. Номер столбца соответствует номеру последнего отражения из пары, на котором этот процесс заканчивается. Результаты расположены таким образом, что каждой главной диагонали таблицы соответствует определенное значение акустического пути, а каждой строке соответствует определенный начальный радиус пучка (хотя начальный радиус акустического пучка $a_0 = 2.76$ мм, но из-за уширения пучка с ростом акустического пути по формуле (2) каждому стартовому номеру из пары отражений соответствует свой “начальный” радиус).

Можно заметить, что для образцов Д16Т и КВ измеренная величина скорости хоть и на доли процента, но меняется в зависимости от фактического акустического пути и от комбинации отражений, и у пар с большими номерами значение скорости в целом меньше. Это связано с более сильным влиянием дифракции на измеренную скорость, вычисленную по первым отражениям, чем по последним, или вообще для случая тонких образцов с малыми акустическими путями отражений: согласно графику из рис. 2 для больших значений пространственной координаты зависимость дифракционного смещения экстремума импульса от начального положения выходит почти на константу. Поэтому, измеряя скорость по паре “дальних” отражений, дифракционные сдвиги обоих отражений почти взаимосокащаются, обеспечивая результат скорости, меньший по значению, и близкий к истинной скорости.

Таким образом, можно сделать два вывода:

1) учет дифракции для “тонких” образцов может быть не существенен при возможности регистрации многократных отражений в образце; пример – образец № 3.

2) учет дифракции может быть не нужен в случае “толстых” образцов, толщина которых $z \gg L_D$ – длины дифракции спектральных составляющих опорного акустического сигнала.

Таблица 1. Наименование, размеры и плотности образцов

	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3
Материал	Д16Т	Кварц КВ	Сталь 12Х18Н10Т
Толщина, мм	5.59 ± 0.01	5.88 ± 0.01	1.33 ± 0.01
Плотность ρ , кг/м ³	2690 ± 40	2170 ± 30	7700 ± 200

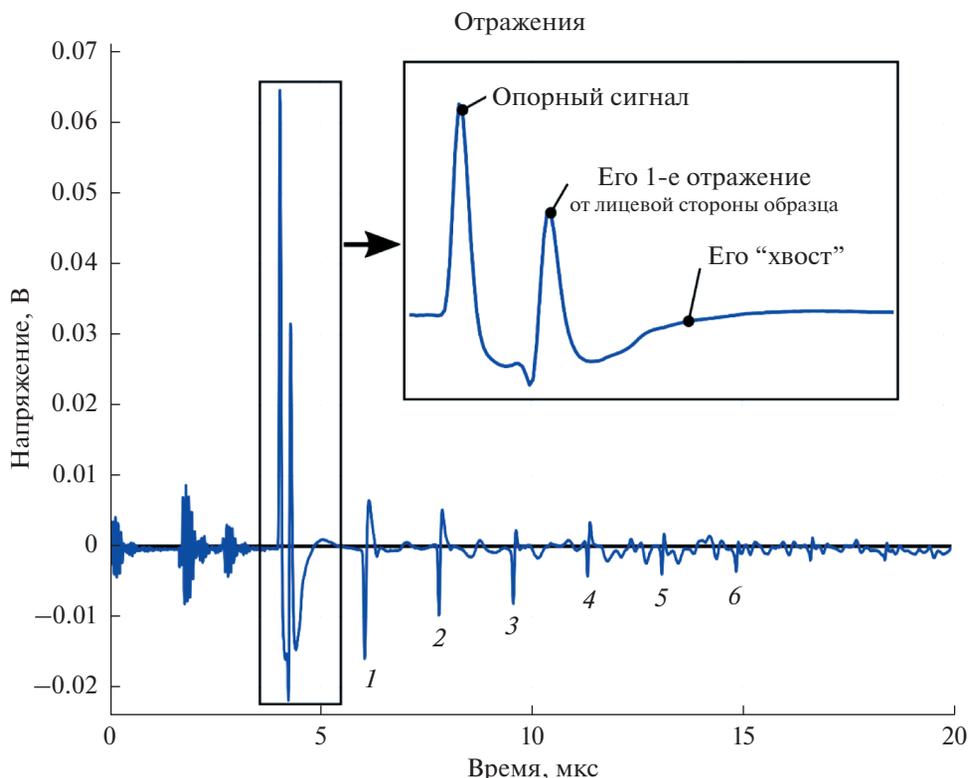


Рис. 6. Многократные отражения УЗ импульса от поверхностей образца № 1.

Образец стали был таким тонким, что “хвост” опорного сигнала и отражение опорного сигнала от лицевой стороны образца оказались близкими по времени с донными отражениями, из-за чего они неудачно наложились на последние, влияя на положение их экстремума (рис. 7). Поэтому для данного случая групповая скорость с ростом номеров отражений не уменьшается, а растет. Большой вклад вносит погрешность измерения тол-

щины, которая для данного образца оказывается более 0.3%.

Из результатов измерений в образце № 3 следует, что при малых толщинах образцов погрешность измерений скорости ультразвука определяется в первую очередь погрешностью измерения толщины и, очевидно, качеством подготовки образца.

Таблица 2. Результаты измерений скорости без компенсации дифракции. В верхней части ячейки – скорость в м/с, в нижней – акустический путь в мм

	Образец № 1 Д16Т, $h = 5.59$ мм					Образец № 2 КВ, $h = 5.88$ мм					Образец № 3 12Х18Н10Т, $h = 1.33$ мм				
	2	3	4	5	6	2	3	4	5	6	2	3	4	5	6
1	6357.8	6354.7	6354.7	6354.8	6354.3	5980.1	5977.9	5978.1	5976.8	5975.4	5941.2	5952.7	5961.6	5964.4	5963.6
	11.192	22.384	33.576	44.768	55.960	11.762	23.524	35.286	47.048	58.810	2.668	5.336	8.004	10.672	13.340
2		6351.5	6353.1	6353.9	6353.5		5975.7	5977.1	5975.7	5974.3		5964.2	5971.8	5972.2	5969.2
		11.192	22.384	33.576	44.768		11.762	23.524	35.286	47.048		2.668	5.336	8.004	10.672
3			6354.7	6355.0	6354.1		5978.5	5975.6	5973.8			5979.4	5976.2	5970.9	
			11.192	22.384	33.576		11.762	23.524	35.286			2.668	5.336	8.004	
4				6355.3	6353.8			5972.8	5971.4				5973.1	5966.7	
				11.192	22.384			11.762	23.524				2.668	5.336	
5					6352.3				5970.0					5960.3	
					11.192				11.762					2.668	

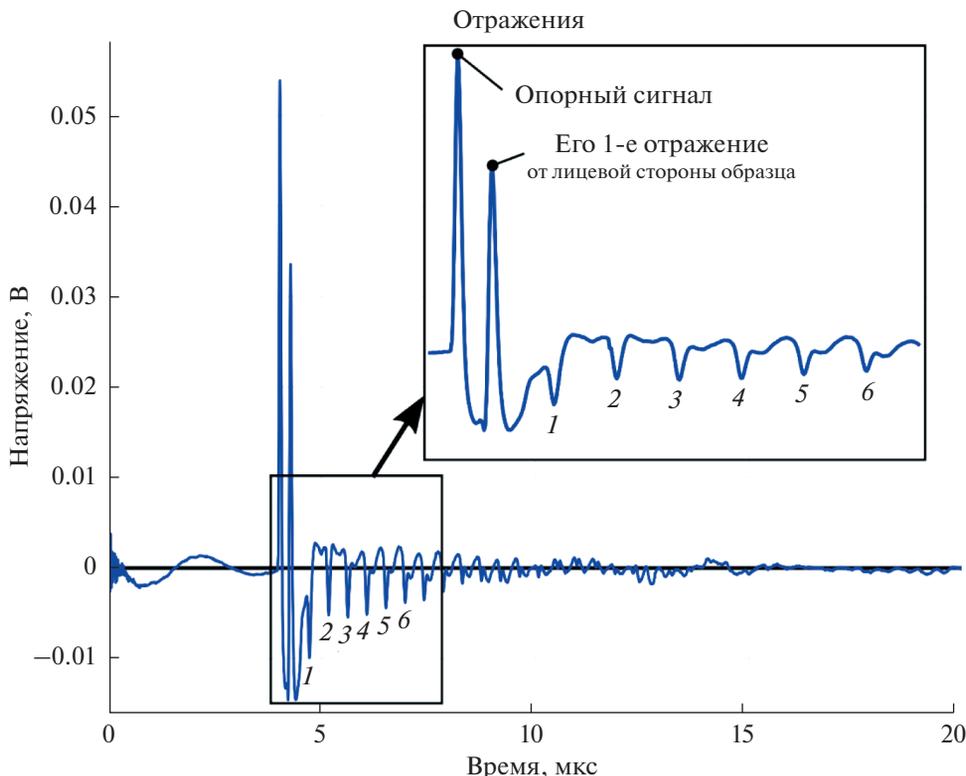


Рис. 7. Многократные отражения УЗ импульса от поверхностей образца стали 12Х18Н10Т.

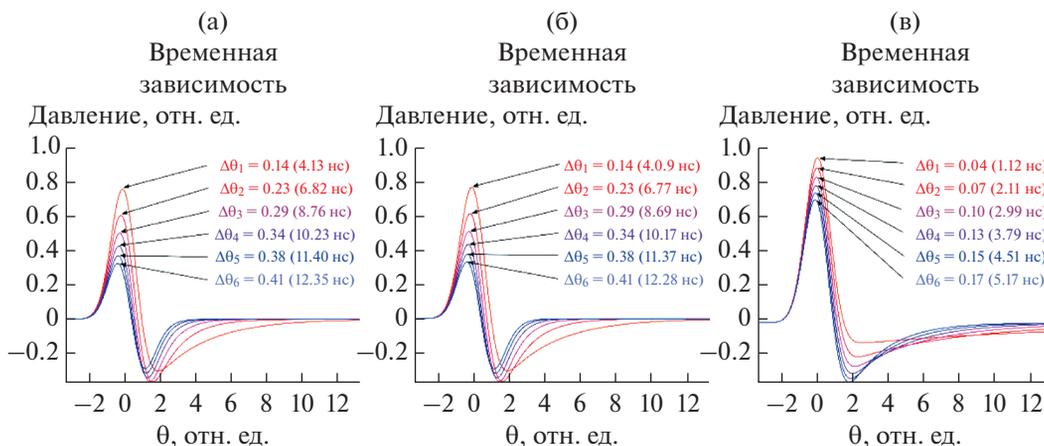


Рис. 8. Дифракционная трансформация гауссовского импульса для образцов Д16Т, KB и 12Х18Н10Т (слева направо) с указанием времени сдвига экстремума для каждого отражения.

Для компенсации влияния дифракционной трансформации формы ультразвуковых импульсов на результат измерения скорости ультразвука в расчетах использовалась формула (5), подобная (4):

$$V_{\text{комп}ij} = \frac{\Delta z_{ij}}{\Delta t_{ij} + |\Delta \tau_{ij}|}, \tag{5}$$

где $\Delta \tau_{ij} = \Delta \tau_j - \Delta \tau_i = \Delta \tau_a (\Delta \theta_j - \Delta \theta_i)$ – разница дифракционных сдвигов j -го и i -го сигнала.

Сдвиг экстремума сигнала при дифракции ультразвукового пучка рассчитывался для каждого отражения теоретически по методике, описанной в начале статьи (см. рис. 1). Графики дифракционной трансформации гауссовского импульса для определенных значений пространственной координаты, соответствующей каждому отражению и иным параметрам, совпадающим с условиями эксперимента, показаны на рис. 8.

Таблица 3. Результаты для образцов Д16Т, кварца КВ, стали 12Х18Н10Т. Верхнее число в ячейке – измеренная скорость (м/с), нижнее – скорость после компенсации дифракции

	Образец № 1 Д16Т, $h = 5.59$ мм					Образец № 2 КВ, $h = 5.88$ мм					Образец № 3 12Х18Н10Т $h = 1.33$ мм				
	2	3	4	5	6	2	3	4	5	6	2	3	4	5	6
1	6357.8	6354.7	6354.7	6354.8	6354.3	5980.1	5977.9	5978.1	5976.8	5975.4	5941.2	5952.7	5961.6	5964.4	5963.6
	6348.1	6346.3	6347.4	6348.3	6348.4	5972.0	5970.9	5972.0	5971.3	5970.5	5928.2	5940.3	5949.8	5953.2	5952.8
2		6351.5	6353.1	6353.9	6353.5		5975.7	5977.1	5975.7	5974.3		5964.2	5971.8	5972.2	5969.2
		6344.6	6347.0	6348.4	6348.5		5969.9	5972.0	5971.1	5970.1		5952.5	5960.6	5961.6	5959.0
3			6354.7	6355.0	6354.1			5978.5	5975.6	5973.8			5979.4	5976.2	5970.9
			6349.4	6350.3	6349.8			5974.0	5971.6	5970.1			5968.7	5966.1	5961.2
4				6355.3	6353.8				5972.8	5971.4				5973.1	5966.7
				6351.1	6350.0				5969.2	5968.2				5963.5	5957.5
5					6352.3					5970.0					5960.3
					6348.9					5967.2					5951.5

Сравнение групповой скорости до компенсации и после компенсации дифракции приводятся в табл. 3, но более наглядно они отображены на графиках рис. 9, где скорости сгруппированы с помощью цветов по общим начальным радиусам пучка (т.е. каждому цвету соответствует определенная строка из табл. 3). Видно, что компенсация дифракции уменьшает значения скорости для всех образцов, но разброс значений скоростей “до” и “после” не во всех случаях в пользу компенсации. Для образца Д16Т положительный эффект наступает при акустическом пути более 40 мм, для КВ – для пути более 30 мм, а для образца стали – более 10 мм, причем для стали компенсация дифракции становится исключением, когда про-

являются проблемы, описанные выше. Заметим, что во всех трех случаях вариации как скомпенсированных, так и нескомпенсированных скоростей меньше их смещения друг относительно друга. Для Д16Т и КВ это смещение доходит до 0.1% (~7 м/с), а для образца стали – до 0.2% (~11 м/с). Таким образом, эффект осуществленной компенсации дифракции оказывается сильнее разброса скоростей для указанных акустических путей. Добавим, что эффект компенсации может быть улучшен, если усовершенствовать существующую модель сигнала с помощью метода деконволюции, и принимая за исходную форму сигнала не гауссовский импульс, а более приближенный к реальности вид.

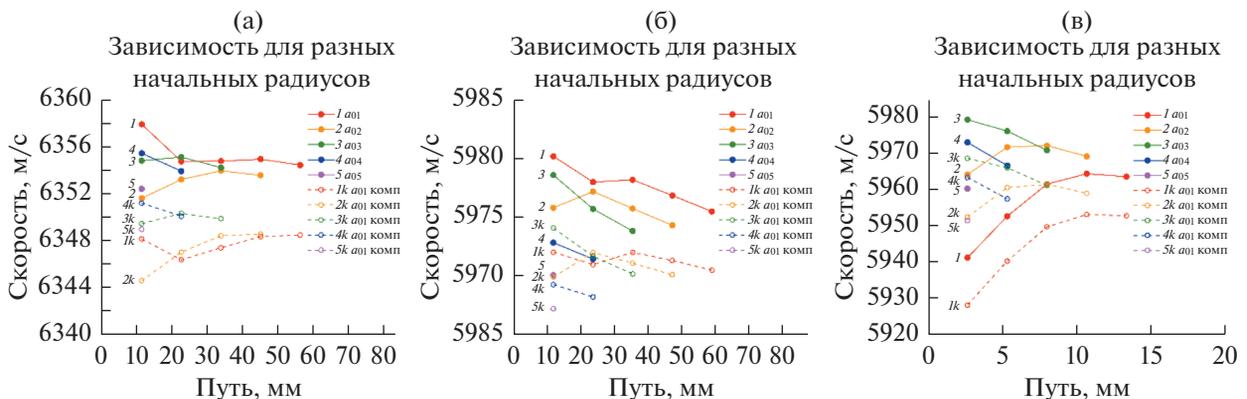


Рис. 9. Групповые скорости без компенсации и с компенсацией дифракции для образцов Д16Т, кварца КВ и стали 12Х18Н10Т (слева направо). Линии визуализируют группы точек с общим начальным радиусом пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана методика локального измерения групповой скорости продольных волн в образцах миллиметровой толщины из разных однородных твердых материалов с компенсацией трансформации профиля за счет дифракции. Полученные результаты показывают, что при толщинах более 5 мм достижение погрешности измерений 0.1% возможно даже при использовании первых эхоимпульсов. Проведенные исследования показали, что возможны локальные высокоточные измерения групповой скорости в образцах из дюрала, кварца и стали для толщин более 3–4 мм, а также то, что данная методика для образцов толще 5 мм уменьшает разброс скорости. Обсуждаются возможности улучшения методики.

Работа выполнена в рамках Госзадания (номер темы FFWG-2019-0008, номер в ЕГИСУ АААА-А19-119121790089-0) Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труэлл Э., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
2. Богданов С.В., Зубринов И.И., Пестряков Е.В., Сапожников В.К. Интерференционный акустооптический метод измерения скорости звука // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 35–41.
3. Кондратьев А.И. Прецизионные измерения скорости и затухания ультразвука в твердых телах // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 470–476.
4. <https://www.astm.org/e0494-15.html>
5. Неразрушающий контроль: Справочник в 7 т. / Под ред. Клюева В.В. Т. 3. Ермолов И.Н., Ланге Ю.В. Ультразвуковой контроль. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.
6. Aussel J.-D., Monchalin J.-P. Precision laser-ultrasonic velocity measurement and elastic constant determination // Ultrasonics. 1989. V. 27. № 3. P. 165–177.
7. Базылев П.В., Изотов А.В., Кондратьев А.И., Луговой В.А., Нигай В.П., Окишев К.Н. Государственный первичный эталон единицы скорости распространения продольных ультразвуковых волн в твердых средах // Измерительная техника. 2011. № 11. С. 7–10.
8. Базылев П.В., Изотов А.В., Кондратьев А.И., Луговой В.А., Окишев К.Н. Государственный первичный эталон единиц скоростей распространения продольных, сдвиговых и поверхностных ультразвуковых волн в твердых средах // Измерительная техника. 2013. № 7. С. 6–10.
9. Базылев П.В., Доронин И.С., Кондратьев А.И., Крумгольц И.Я., Луговой В.А., Окишев К.Н. Государственный первичный эталон единиц скоростей распространения и коэффициента затухания ультразвуковых волн в твердых средах ГЭТ 189-2014 // Измерительная техника. 2016. № 5. С. 5–10.
10. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. Лазерный оптико-акустический метод для обнаружения нарушений периодичности структуры углепластиков // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 4. С. 454–461.
11. Новиков Б.К., Руденко О.В., Тимошенко В.И. Нелинейная гидроакустика. Л.: Судостроение, 1981. 264 с.
12. Макалкин Д.И., Карабутов А.А., Саватеева Е.В., Симонова В.А. Измерение локальных модулей упругости конструкционных материалов с использованием лазерных источников ультразвука // Докл. Росс. Акад. наук. Физика, технические науки. 2022. Т. 502. С. 63–66.