Электронный журнал «Техническая акустика»
http://www.ejta.org
2008, 19

А. А. Карабутов[1], Л. И. Кобелева[2], Н. Б. Подымова[1], Т. А. Чернышова[2]

[1] *Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М .В. Ломоносова, 119991, Россия, Москва, Ленинские горы, МГУ, e-mail: npodymova@mail.ru*
[2] *Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 117334, Россия, Москва, Ленинский проспект, 49, e-mail: chern@ultra.imet.ac.ru*

Лазерный оптико-акустический метод локального измерения упругих модулей композиционных материалов, упрочненных частицами

Получена 28.10.2008, опубликована 28.11.2008

Предложен и экспериментально реализован лазерный оптико-акустический метод локального измерения упругих модулей изотропных композиционных материалов. Метод основан на измерении фазовых скоростей продольных и сдвиговых акустических волн в образцах в спектральном диапазоне 0,2…50 МГц. Получение широкополосных акустических импульсов происходит за счет лазерного термооптического механизма возбуждения ультразвука. Толщина исследуемых образцов может составлять 0,1…70 мм, поперечные размеры – от 10 мм. Локальность измерений в поперечном направлении составляет 1…2 мм, максимальная относительная погрешность определения модуля Юнга – 6%, модуля сдвига – 4%, коэффициента Пуассона – 5%. Измерены локальные значения упругих модулей композиционных материалов на основе алюминиевых сплавов *АК12М2МгН* и *АК12*, упрочненных частицами SiC со средним диаметром 14 мкм и 28 мкм, а также наночастицами Al_2O_3. Разработанный лазерный ультразвуковой метод дает возможность проводить экспериментальный анализ влияния химического состава матрицы, а также состава, размеров и концентрации упрочняющих частиц на упругие свойства композиционных материалов.

Ключевые слова: лазерный оптико-акустический метод, продольные и сдвиговые акустические волны, фазовая скорость, упругие модули композиционных материалов.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема неразрушающего контроля конструкционных материалов по фактическому состоянию является весьма актуальной, поскольку дефекты и изменения структуры материала, возникающие при изготовлении и в процессе эксплуатации изделий, могут существенно уменьшить их прочность. Механические свойства материала (например, упругие модули) материала несут ценную информацию для определения остаточного ресурса детали. Поэтому особое значение имеет разработка оперативных неразрушающих методов диагностики, позволяющих контролировать

локальные изменения структуры материала не только в процессе изготовления, но и при эксплуатации изделий [1, 2].

Одним из наиболее распространенных методов неразрушающей диагностики структуры и состояния конструкционных материалов является ультразвуковой метод. Он основан на анализе характеристик ультразвуковых волн, распространяющихся в объекте контроля [3, 4]. Для исследования неоднородностей и дефектов структуры материалов применяются методы ультразвуковой спектроскопии и дефектоскопии, основанные на анализе частотных зависимостей коэффициента затухания и фазовой скорости акустических волн в исследуемом материале (см., например, [5–11]). По измерениям фазовых скоростей акустических волн в широком частотном диапазоне производится расчет упругих модулей твердых тел, в частности, анизотропных композиционных материалов [12–16].

Характерные размеры неоднородностей структуры конструкционных материалов лежат в диапазоне от единиц до сотен микрометров [17–19]. Поэтому для измерения затухания и фазовой скорости ультразвуковых волн в таких материалах необходимо применять широкополосные акустические импульсы, имеющие спектральный диапазон от долей до десятков мегагерц. В этом диапазоне величина коэффициента затухания ультразвука может достигать десятков обратных сантиметров [17–19], поэтому амплитуда зондирующих импульсов должна быть достаточно большой для обеспечения диагностики изделий толщиной до нескольких сантиметров.

Для ультразвуковой диагностики конструкционных материалов необходимо обеспечить эффективное возбуждение коротких и мощных зондирующих импульсов в широком спектральном диапазоне. Однако пьезоэлектрические излучатели ультразвука имеют низкую эффективность при возбуждении широкополосных акустических сигналов [4].

В настоящей работе предлагается использовать лазерное термооптическое возбуждение звука – импульсный оптико-акустический эффект [20]. Целью настоящей работы является разработка и реализация лазерного оптико-акустического метода локального измерения упругих модулей изотропных конструкционных материалов.

1. ТЕРМООПТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА

Принцип лазерного термооптического возбуждения ультразвука схематически показан на рис. 1. Лазерный импульс с характерной длительностью τ_L падает из прозрачной среды по нормали на поверхность поглощающей среды, коэффициент поглощения света которой равен μ_a . На рис. 1 ось **Z** направлена вглубь поглощающей среды, плоскость $z = 0$ — граница поглощающей и прозрачной сред, $\tau = t - z/c_0$ и $\tau_{tr} = t + z/c_{0tr}$ — время в бегущих со скоростями соответствующих волн системах координат, c_0 и c_{0tr} — скорости распространения продольных акустических волн в поглощающей и в прозрачной средах соответственно.

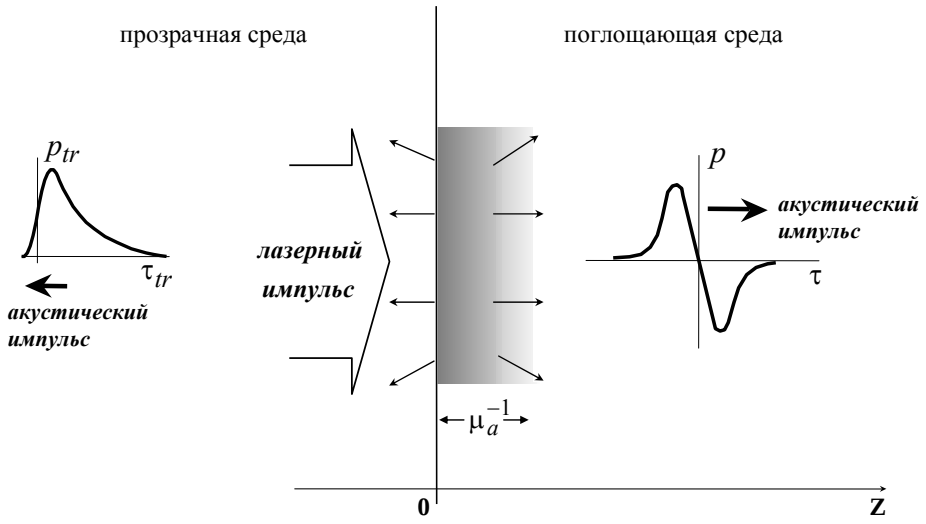

Рис. 1. Принцип лазерного термооптического возбуждения ультразвука. Стрелками условно показаны направления смещения частиц поглощающей среды при ее тепловом расширении. Заштрихованный участок — область повышенной температуры

При поглощении лазерного импульса происходит неоднородный нестационарный нагрев приповерхностного слоя среды глубиной порядка μ_a^{-1}, который приводит к возникновению механических напряжений в поглощающей среде. При этом как в прозрачную, так и в поглощающую среду начинают распространяться импульсы продольных акустических волн $p_{tr}(\tau_{tr})$ и $p(\tau)$ соответственно (рис. 1).

Амплитуда и временная форма (и, соответственно, частотный спектр) термооптически возбуждаемого ультразвукового импульса — оптико-акустического (ОА) сигнала — определяется временной зависимостью интенсивности поглощенного лазерного импульса и теплофизическими параметрами поглощающей среды (коэффициентом поглощения света, коэффициентом теплового расширения и теплоемкостью). При использовании импульсных лазеров с модуляцией добротности (τ_L имеет порядок десятков наносекунд, энергия в импульсе порядка 10 мДж) амплитуда ОА сигналов может достигать десятков и сотен атмосфер, а их спектр — простираться от долей до сотен мегагерц.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН И УПРУГИХ МОДУЛЕЙ

В настоящей работе используется оптико-акустическая ячейка, схема которой представлена на рис. 2. Излучение импульсного Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (длина волны излучения 1,064 мкм, длительность импульса τ_L = 10…12 нс, энергия в импульсе 10…15 мДж) используется для возбуждения импульсов продольных ультразвуковых волн в специальном оптико-акустическом (ОА) источнике, представляющем собой плоскопараллельную пластину из оптического фильтра СЗС-22 толщиной 5 мм и диаметром 23 мм.

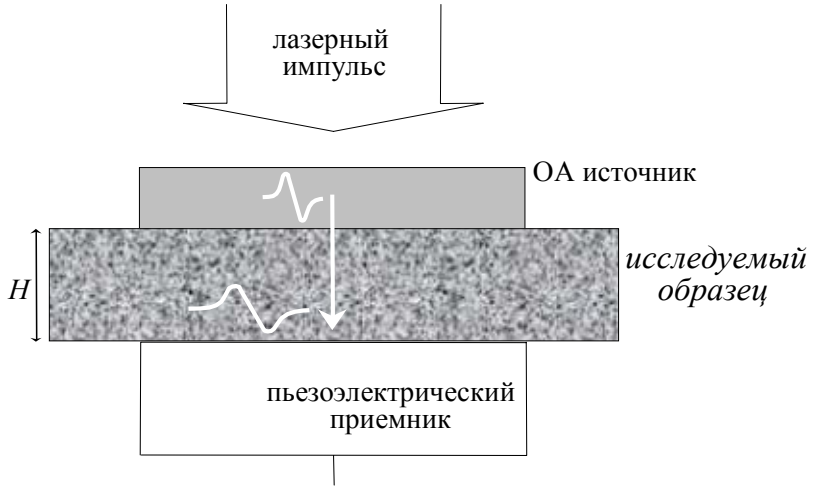

Рис. 2. Схема оптико-акустической ячейки

При поглощении лазерного импульса в ОА источнике в нем возбуждается ультразвуковой импульс продольных акустических волн с известными амплитудой и частотным спектром — зондирующий (опорный) импульс, который затем распространяется в исследуемом образце и регистрируется с помощью специально разработанного широкополосного пьезоприемника, находящегося в акустическом контакте с образцом. Для обеспечения такого контакта ОА источник, образец и пьезоприемник разделяются слоями иммерсионной жидкости (дистиллированной воды) толщиной 1,8 мм. На рис. 3 показаны временная форма и спектр опорного ультразвукового импульса, возбуждаемого в ОА источнике СЗС-22. Локальность тестирования в поперечном направлении определяется поперечным размером излучаемого ультразвукового пучка, совпадающего с характерным диаметром лазерного пучка, и составляет 1…2 мм. Акустические сигналы в системе регистрируются широкополосным пьезоприемником, представляющим собой хорошо демпфированный преобразователь диаметром 3 мм из органической пьезополимерной пленки (ПВДФ) толщиной 30 мкм, рабочая полоса частот 0,2…50 МГц.

Полная длительность опорного импульса составляет 0,4…0,5 мкс, время прихода его реверберацией в ОА источнике определяет рабочее временное окно $T = 2{,}5$ мкс. Ультразвуковой импульс, возбуждаемый в ОА источнике и однократно прошедший образец, регистрируется первым на временном треке. Толщина исследуемых образцов такова, что время прихода импульса после тройного пробега в образце (после переотражений от его границ) меньше, чем времена реверберацией импульса в остальных слоях оптико-акустической ячейки. Требования к шероховатости поверхностей образцов определяются необходимостью пропускания высокочастотных компонент ультразвукового импульса. Как правило, высота шероховатостей не должна превышать 15…20 мкм.

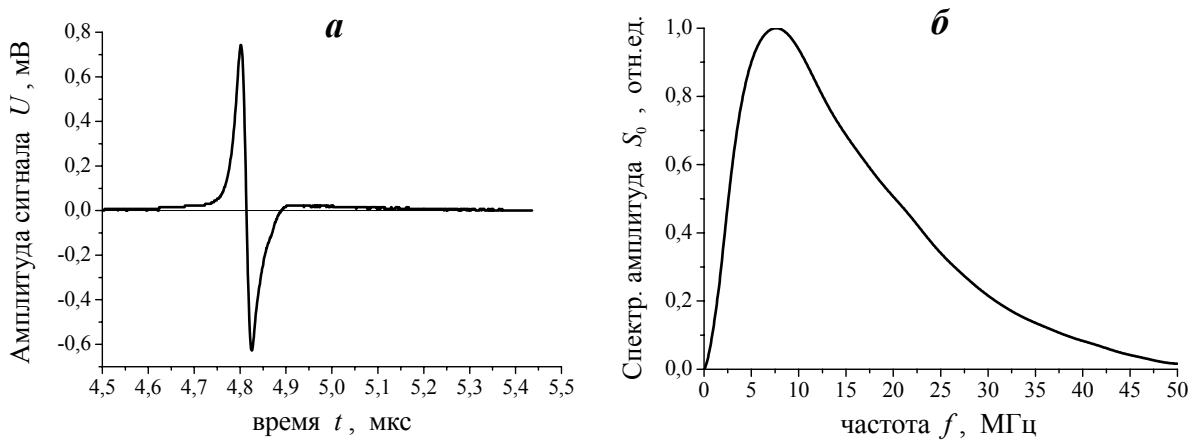

Рис. 3. Временная форма (*а*) и амплитудный спектр (*б*) зондирующего импульса продольных ультразвуковых волн, возбуждаемого в оптико-акустическом источнике — оптическом фильтре СЗС-22

Электрические сигналы с пьезоприемника подаются на двухканальный цифровой запоминающий осциллограф типа Tektronix (аналоговая полоса 100 МГц). Отношение сигнал-шум регистрируемых электрических сигналов составляет 50…60 дБ. Спектры акустических сигналов рассчитываются с использованием стандартного программного пакета быстрого преобразования Фурье (БПФ) с учетом амплитудных коэффициентов отражения акустической волны на границах раздела между образцом и слоями иммерсионной жидкости в оптико-акустической ячейке и с учетом дифракции акустических импульсов. Частотные зависимости коэффициента затухания и фазовой скорости ультразвуковых волн могут быть рассчитаны в реальном масштабе времени благодаря высокому отношению сигнал-шум и высокой стабильности временного профиля зондирующих ультразвуковых импульсов. Характеристики оптико-акустической системы приведены в табл. 1.

Таблица 1. Характеристики оптико-акустической системы

Рабочий частотный диапазон ультразвуковых волн	0,2…50 МГц
Амплитуда давления ультразвуковых импульсов	0,01…10 МПа
Толщина образцов	0,1…70 мм
Локальность тестирования	1…2 мм

По измеренным фазовым спектрам опорного импульса, $\varphi_0(f)$, и импульса, прошедшего образец, $\varphi(f)$, можно определить абсолютное значение и дисперсию фазовой скорости продольных акустических волн c_l в образце известной толщины H:

$$c_l(f) = \frac{H f}{\varphi(f) - \varphi_0(f)} \ . \qquad (1)$$

Для повышения точности вычисления фазовой скорости целесообразно определение разности фаз ультразвукового сигнала, однократно прошедшего образец, и сигнала после «тройного» пробега в образце — прошедшего образец и отразившегося от границ раздела между образцом и слоями иммерсионной жидкости. Таким образом исключается неконтролируемое влияние возможного различия толщины акустических контактов при сборе оптико-акустической ячейки для регистрации зондирующего импульса без образца и ячейки с образцом.

При отсутствии существенной дисперсии фазовой скорости в исследуемом частотном диапазоне 0,2…50 МГц (относительное изменение скорости не превышает 5%) абсолютное значение фазовой скорости продольных акустических волн определяется как:

$$c_l = \frac{2H}{\Delta T_l} \ , \qquad (2)$$

где ΔT_l — разность времен прихода на пьезоприемник импульса, однократно прошедшего образец, и импульса после тройного пробега в образце. В качестве примера на рис. 4 представлена типичная временная форма импульса продольных ультразвуковых волн, прошедшего образец композиционного материала на основе алюминиевого сплава, и импульса после тройного пробега через этот образец.

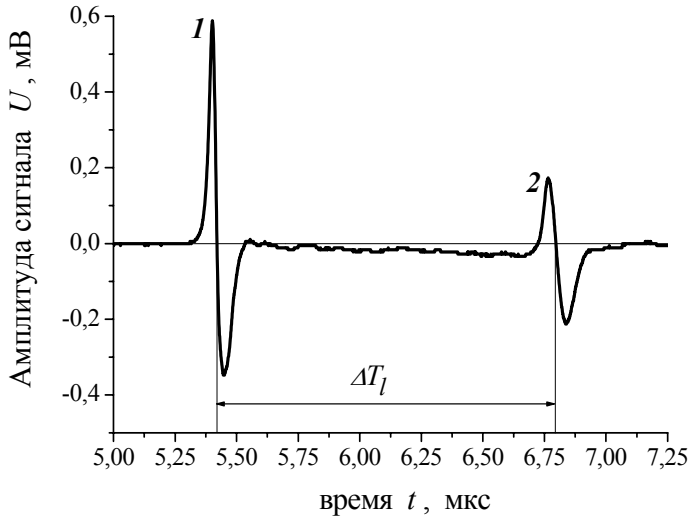

Рис. 4. Типичная временная форма импульса продольных ультразвуковых волн (*1*), прошедшего образец композиционного материала, и импульса после тройного пробега через этот образец (*2*); ОА источник — оптический фильтр СЗС-22

Интервал ΔT_l измеряется по моментам перехода сигналов через «нуль» от фазы сжатия (положительная полуволна) к фазе разрежения (отрицательная полуволна). Поскольку затухание ультразвука в образце влияет на длительность полуволн, и сравниваемые сигналы проходят различное расстояние в образце, то длительность полуволн у них будет различна. Из теоретической модели распространения широкополосных ОА сигналов в поглощающей среде [20] следует, что наиболее близка к фазовой скорости волны при отсутствии существенной дисперсии скорость распространения «нулевой» точки временного профиля двухполярного импульса.

Применение лазерных источников ультразвука позволяет использовать метод измерения фазовой скорости продольных акустических волн «по тройному пробегу» для образцов малой толщины (от 0,1…0,3 мм). Такая возможность обусловлена малой длительностью опорного ультразвукового сигнала; соответственно, импульс, однократно прошедший образец, и импульс после тройного пробега в образце, не будут перекрываться. В этом заключается основное преимущество лазерного оптико-акустического метода перед традиционными методиками ультразвуковой спектроскопии, которые позволяют исследовать образцы металлов и сплавов с толщиной более нескольких миллиметров. Это связано с тем, что зондирующие ультразвуковые импульсы пьезоэлектрических излучателей имеют длительность Δt порядка единиц микросекунд [4], соответственно, пространственная протяженность этих импульсов $\Delta h = c_0 \Delta t$ (c_0 — скорость ультразвука в образце) составляет единицы миллиметров (для оценки брались величины $c_0 = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\Delta t = 1$ мкс). Если образец имеет толщину $H < \Delta h/2$, то импульс после тройного пробега в нем будет перекрываться с импульсом после однократного пробега, и определение фазовой скорости в образце становится невозможным. Другим преимуществом предлагаемого метода является возможность измерения фазовых скоростей акустических волн «по тройному пробегу» для образцов толщиной до 5…7 см, а также для сильно поглощающих ультразвук материалов (значение коэффициента затухания ультразвука до 10…20 см$^{-1}$). Это обусловлено возможностью получения при лазерном возбуждении акустических импульсов с амплитудой в десятки мегапаскалей, достаточной для корректной регистрации сигналов после тройного пробега в таких образцах.

Измерения фазовой скорости поперечных (сдвиговых) акустических волн c_s проводились с использованием оптико-акустического метода при поглощении лазерного импульса в самом исследуемом образце (см., например, [21–25]). На рис. 5 представлена типичная временная форма акустического сигнала, возбуждаемого при поглощении используемого в нашей работе импульса Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности в образце композиционного материала на основе алюминиевого сплава. При этом повреждения поверхности образца не происходит. Возбуждаемый импульс продольных волн ***L*** является однополярным (сжатие), фаза разрежения появляется из-за дифракции ультразвука в образце. Импульс сдвиговых акустических волн возбуждается при отражении импульса ***L*** от облучаемой акустически свободной поверхности образца

(граница воздух - образец). Регистрируемая форма волны ***S*** (рис. 5) определяется акустическим полем сдвиговой волны, трансформируемой в продольную при переходе из образца в слой иммерсионной жидкости.

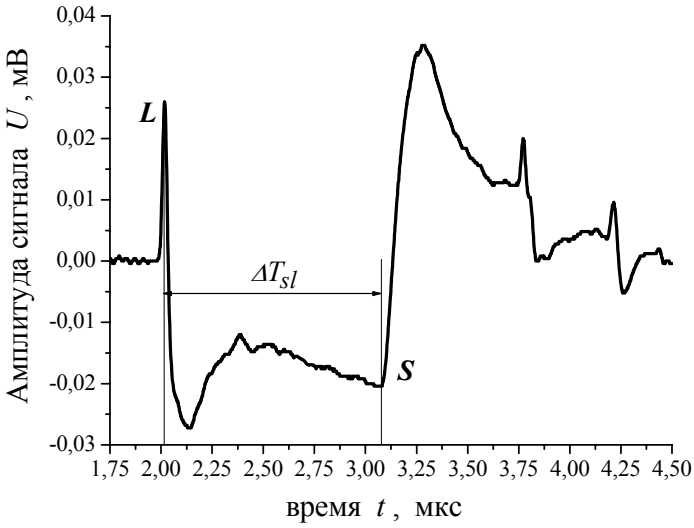

Рис. 5. Типичная временная форма акустического сигнала, возбуждаемого при поглощении лазерного импульса в образце композиционного материала на основе алюминиевого сплава: ***L*** — импульс продольных ультразвуковых волн, ***S*** — импульс сдвиговых (поперечных) ультразвуковых волн

При этом на форму волны ***S*** влияет не только диаграмма направленности возбуждаемой сдвиговой волны, но и зависимость коэффициента трансформации от ее угла падения на границу раздела образец - иммерсионная жидкость, а также конечность апертуры пьезоприемника. Поэтому регистрируемый импульс ***S***, определяемый сдвиговой волной, сильно растянут по сравнению с импульсом продольных волн ***L***, а момент прихода отрицательного пика сигнала ***S*** определяется временем распространения сдвиговой волны по образцу. Импульсы, следующие после этого сигнала, представляют собой переотражения импульса продольных волн ***L*** в образце и в слое иммерсионной жидкости между образцом и пьезоприемником (рис. 5).

По измеренной разности ΔT_{sl} времен прихода на пьезоприемник максимума импульса ***L*** и минимума импульса ***S*** и по измеренной с использованием описанной выше методики скорости продольных акустических волн c_l определяется скорость сдвиговых волн в образце:

$$c_s = \frac{H}{\left(\Delta T_{sl} + H/c_l\right)} = \frac{H}{\left(\Delta T_{sl} + \Delta T_l/2\right)} \ . \qquad (3)$$

Малая длительность импульсов продольных и сдвиговых волн обеспечивает достаточно высокую относительную точность измерения фазовых скоростей $\delta(c_l) \approx 0{,}5\%$, $\delta(c_s) \approx 1{,}5...2\%$. Для продольных ультразвуковых волн величина $\delta(c_l)$

определяется в основном погрешностью измерения толщины образцов $\delta H \approx 0{,}5\%$, поскольку значение ΔT_l (рис. 4) определяется с точностью 1…2 нс, что составляет порядка $10^{-3}\,\Delta T_l$ для образцов толщиной $H \sim 5$ мм. Для сдвиговых ультразвуковых волн величина $\delta(c_s)$ определяется в основном точностью измерения значения ΔT_{sl}, т.е. локализацией максимума импульса сдвиговых волн ***S*** (рис. 5): $\delta(\Delta T_{sl}) \approx 1{,}5...2\%$.

Для изотропного твердого тела связь между скоростями продольных и сдвиговых акустических волн и упругими константами выражается следующими соотношениями:

$$c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}\,, \qquad c_l = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}\,, \tag{4}$$

где λ, μ — константы (коэффициенты) Ламе, ρ — плотность образца (считается известной по результатам гидростатического взвешивания). Коэффициент μ отождествляется с жесткостью материала и называется модулем сдвига: $\mu \equiv G$ — традиционное обозначение модуля сдвига в технической литературе. Таким образом, по измеренным значениям скоростей акустических волн можно вычислить коэффициенты Ламе:

$$\lambda = \rho\left(c_l^2 - 2c_s^2\right), \qquad G = \rho c_s^2\,. \tag{5}$$

Соответственно, модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν для исследуемых образцов рассчитываются по следующим формулам:

$$E = \frac{G(3\lambda + 2G)}{\lambda + G} = \rho c_s^2\left(\frac{3c_l^2 - 4c_s^2}{c_l^2 - c_s^2}\right), \qquad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + G)} = \frac{c_l^2 - 2c_s^2}{2(c_l^2 - c_s^2)}\,. \tag{6}$$

Максимальная относительная погрешность определения модуля Юнга в применяемом оптико-акустическом методе составляет $\delta E = 6\%$, модуля сдвига – $\delta G = 4\%$, коэффициента Пуассона — $\delta\nu = 5\%$.

3. ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В настоящей работе исследовались образцы композиционных материалов на базе алюминиевых сплавов *АК12М2МгН* и *АК12*, упрочненных частицами [26]. Образцы были получены путем замешивания и спекания вышеуказанных сплавов с определенным количеством порошка SiC со средним размером частиц 14 мкм — обозначение $SiC_{(14)}$, 28 мкм — $SiC_{(28)}$, а также с добавлением Ni, Ti, TiB_2, Al_3Ti и наночастиц Al_2O_3 — обозначение $Al_2O_3^{(нано)}$. Плотность, толщина и массовый химический состав всех образцов приведены в табл. 2. Все образцы (за исключением № 1361) представляли собой диски диаметром 40 мм. Фазовая скорость продольных и сдвиговых акустических волн измерялась в центре и на периферии этих образцов. Образец № 1361 имел квадратное поперечное сечение 10×10 мм, измерения проводились в центре образца.

Такие композиционные материалы являются изотропными по акустическим свойствам. В частности, скорость продольных ультразвуковых волн не зависит от направления распространения волны в образце (см., например, [27]).

Таблица 2. Параметры исследованных образцов композиционных материалов

№ образца	Плотность ρ, $\times 10^3$ кг/м^3	Толщина H, мм	Состав (компоненты)	Массовый %
172	2,714	10,70	*АК12М2МгН*	100,0
171	2,66	4,72	*АК12М2МгН*	84,5
			$SiC_{(14)}$	15,5
022С	2,73	4,65	*АК12М2МгН*	96,85
			Ti	3,0
			$Al_2O_3^{(нано)}$	0,15
032С	2,81	4,50	*АК12М2МгН*	93,85
			Ni	3,0
			Ti	3,0
			$Al_2O_3^{(нано)}$	0,15
1361	2,74	9,20	*АК12*	85,0
			TiB_2	5,0
			Al_3Ti	5,0
			$SiC_{(28)}$	5,0

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ УПРУГИХ МОДУЛЕЙ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Фазовые скорости продольных и сдвиговых акустических волн были измерены по методике, описанной в п. 2. Для образца № 172 (сплав *АК12М2МгН* без включений — матрица образцов композиционных материалов) во всем частотном диапазоне опорного импульса практически отсутствовала дисперсия фазовой скорости продольных акустических волн — частотные вариации скорости не превышали относительной погрешности измерений (0,5%), для остальных образцов изменение фазовой скорости не превышало 5%. Поэтому значение c_l во всех образцах определялось по формуле (2). Поскольку импульсы возбуждаемых сдвиговых волн являются существенно более низкочастотными, чем импульсы продольных волн, дисперсия фазовой скорости сдвиговых волн при распространении в образцах не учитывалась, и ее абсолютное значение c_s определялось по формуле (3).

В качестве тестового образца с известными значениями упругих модулей был исследован образец алюминия (плотность $\rho = 2{,}69 \times 10^3$ кг/м^3, толщина $H = 7{,}3$ мм). Результаты оптико-акустических измерений для этого образца и справочные данные для алюминия [28] приведены в табл. 3. Как видно, в пределах точности измерений экспериментальные результаты совпадают с этими данными, что позволяет говорить о достоверности результатов измерений, получаемых лазерным оптико-акустическим методом.

Таблица 3. Сравнение результатов оптико-акустических измерений и справочных данных для образца алюминия

	c_l, $\times 10^3$ м/с	c_s, $\times 10^3$ м/с	E, ГПа	G, ГПа	ν
Справочные данные [28]	6,26	3,08	69…72	25…26,5	0,31…0,33
Результаты оптико-акустических измерений	6,28±0,03	3,13±0,05	70,5±3,9	26,4±0,9	0,340±0,015

Результаты оптико-акустических измерений фазовых скоростей продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) волн, а также рассчитанные по формулам (5) и (6) значения модулей Юнга, сдвига и коэффициента Пуассона в центре и на периферии всех исследованных образцов представлены в табл. 4 (все величины, относящиеся к этим участкам образцов, обозначены индексами *«Ц»* и *«П»* соответственно).

Как видно, добавление частиц $SiC_{(14)}$ в сплав *АК12М2МгН* не привело к увеличению модуля Юнга и модуля сдвига для образца № 171 по сравнению с

исходным сплавом (образец № 172). Это может объясняться локальной пористостью образца № 171, который по технологии изготовления является неоднородно-армированным. О наличии воздушных пор в исследованных участках этого образца свидетельствует также уменьшение фазовой скорости продольных УЗ волн по сравнению с рассчитанной с использованием модели двухфазной среды [29, 30] величиной $c_l^{(теор)} = 7{,}13 \times 10^3$ м/с. Определение объемного содержания пор P по теоретически рассчитанным и экспериментально измеренным значениям скоростей продольных УЗ волн [31] в исследованных участках образца № 171 дает величины $P_{«Ц»} \approx 4{,}6\%$; $P_{«П»} \approx 3{,}9\%$.

Образцы № 022С и № 032С (с добавлением частиц $Al_2O_3^{(нано)}$) оказались существенно неоднородными по механическим свойствам — полученные значения модулей Юнга и сдвига в центре образцов на 6…8% меньше, чем на периферии. По-видимому, это обусловлено особенностями технологии изготовления данных образцов. Максимальные значения модулей Юнга и сдвига имеет образец № 1361, единственный из всех исследованных образцов, изготовленный на основе сплава *АК12* и упрочненного частицами $SiC_{(28)}$. Коэффициент Пуассона оказался практически одинаковым для всех исследованных образцов.

Таким образом, разработанный лазерный оптико-акустический метод дает возможность измерения локальных значений упругих модулей неоднородных твердых тел, позволяет проводить экспериментальный анализ влияния химического состава матрицы, а также состава, размеров и концентрации упрочняющих частиц на упругие свойства композиционных материалов.

Таблица 4. Результаты оптико-акустических измерений для исследованных образцов композиционных материалов

№ образца	Скорость продольных УЗ волн c_l, $\times 10^3$ м/с		Скорость сдвиговых УЗ волн c_s, $\times 10^3$ м/с		Модуль Юнга E, ГПа	
	$c_{l\ «П»}$	$c_{l\ «П»}$	$c_{s\ «Ц»}$	$c_{s\ «П»}$	$E_{«Ц»}$	$E_{«П»}$
172	6,67±0,03	6,73±0,03	3,39±0,06	3,40±0,06	82,7±5,0	83,3±5,0
171	6,66±0,03	6,71±0,03	3,35±0,06	3,44±0,06	79,4±4,8	83,2±5,0
022С	6,17±0,03	6,33±0,03	3,18±0,06	3,27±0,06	72,8±4,4	77,0±4,6
032С	6,32±0,03	6,54±0,03	3,23±0,06	3,36±0,06	77,5±4,7	83,7±5,0
1361	6,63±0,03	–	3,48±0,06	–	87,0±5,2	–

Таблица 4. Продолжение

№ образца	Модуль сдвига G, ГПа		Коэффициент Пуассона ν	
	$G_{«Ц»}$	$G_{«П»}$	$\nu_{«Ц»}$	$\nu_{«П»}$
172	31,2±1,2	31,4±1,3	0,326±0,016	0,328±0,016
171	29,9±1,2	31,5±1,3	0,330±0,016	0,321±0,016
022С	27,6±1,1	29,2±1,2	0,319±0,016	0,318±0,016
032С	29,3±1,2	31,7±1,3	0,323±0,016	0,321±0,016
1361	33,2±1,3	–	0,310±0,016	–

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и экспериментально реализован лазерный оптико-акустический метод измерения локальных упругих модулей образцов изотропных твердых тел. Максимальная относительная погрешность определения модуля Юнга составляет $\delta E = 6\%$, модуля сдвига — $\delta G = 4\%$, коэффициента Пуассона — $\delta\nu = 5\%$ даже для сильно поглощающих ультразвук образцов (коэффициент затухания продольных акустических волн может достигать десятков обратных сантиметров). Для образца с максимальной концентрацией частиц $SiC_{(14)}$ проведена количественная оценка локальной объемной пористости по теоретически рассчитанным и экспериментально измеренным значениям скоростей продольных акустических волн в двух участках образца.

Таким образом, разработанный лазерный ультразвуковой метод позволяет осуществлять неразрушающую локальную диагностику механических и акустических свойств композиционных материалов по фактическому состоянию. Такая диагностика является необходимой на этапе отработки и совершенствования технологии изготовления материала, а также для выявления «слабых» мест с меньшей прочностью в материале перед изготовлением деталей и изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крюков И. И., Агузумцян В. Г. Ультразвуковой теневой дефектоскоп для контроля структурно-неоднородных материалов. Заводская лаборатория, № 1, с. 28–31, 1998.
2. Баранов В. М., Карасевич В. А., Сарычев Г. А. Усталостные испытания материалов в экстремальных условиях с применением акустического метода. Заводская лаборатория, № 9, с. 55–59, 2003.
3. Fitting D. W., Adler L. Ultrasonic spectral analysis for nondestructive evaluation. New York, Plenum Press, 1981.
4. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Москва, Мир, 1972.

5. Nicoletti D., Anderson A. Determination of grain size distribution from ultrasonic attenuation. Transformation and inversion. J. Acoust. Soc. Am., v. 101, № 3, p. 686–689, 1997.
6. Zang X.-G., Simpson W. A., Vitek J. M., et. al. Ultrasonic attenuation due to grain boundary scattering in copper and copper-aluminum. J. Acoust. Soc. Am., v. 116, № 1, p. 109–116, 2004.
7. Layman C., Murthy N. S., Yang R.-B., et. al. The interaction of ultrasound with particulate composites. J. Acoust. Soc. Am., v. 119, № 3, p. 1449–1456, 2006.
8. Дятлова Е. Н., Кольцова И. С., Майсун М. Экспериментальное исследование скорости ультразвуковых волн в дисперсных средах. Акустич. журн., т. 48, № 1, с. 52–59, 2002.
9. Кольцова И. С., Зиновьева Е. Н., Михалев А. Ю. Скорость ультразвуковых волн в феррокомпозитах. Акустич. журн., т. 51, № 5, с. 658–662, 2005.
10. Алымов В.Т., Буров А.Е., Кокшаров И.И., Москвичев В.В. Применение методов неразрушающего контроля для обнаружения макроскопических дефектов в волокнистом композиционном материале. Заводская лаборатория, № 10, с. 26–29, 2001.
11. Велев Г. Ст., Латковски В. В. Метод исследования материалов ультразвуком. Электронный журнал «Техническая акустика», http://ejta.org, 2003, 11.
12. Карабутов А. А., Керштейн И. М., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б. Исследование упругих свойств однонаправленных графитоэпоксидных композитов лазерным ультразвуковым методом. Механика композитных материалов, т. 34, № 6, с. 811–822, 1998.
13. Карабутов А. А., Керштейн И. М., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б. Распространение продольных и сдвиговых акустических видеоимпульсов в графито-эпоксидных композитах. Акустич. журн., т. 45, № 1, с. 86–91, 1999.
14. Pritz T. Measurement methods of complex Poisson's ratio of viscoelastic materials. Appl. Acoustics, v. 60, № 3, p. 279–292. 2000.
15. Plesek J., Kolman R., Landa M. Using finite element method for the determination of elastic moduli by resonant ultrasound spectroscopy. J. Acoust. Soc. Am., v. 116, № 1, p. 282–287, 2004.
16. Norris A. N. Elastic moduli approximation of higher symmetry for the acoustical properties of an anisotropic material. J. Acoust. Soc. Am., v. 119, № 4, p. 2114–2121, 2006.
17. Меркулов Л. Г. Исследование рассеяния ультразвука в металлах. ЖТФ, т. 26, № 1, с. 64–75, 1956.
18. Beecham D. Ultrasonic scatter in metals: its properties and its application to grain size determination. Ultrasonics, v. 4, № 1, p. 67–76, 1966.
19. Stanke F. E., Kino G. S. A unified theory for elastic wave propagation in polycrystalline materials. J. Acoust. Soc. Am., v. 75, № 3, p. 665–681, 1984.
20. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. Москва, Наука, 1991.
21. Aindow A. M., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surfaces. J. Acoust. Soc. Am., v. 69, № 2, p. 449–455, 1981.
22. Bescond C., Audoin B., Deschamps M., Qian M. Measurement by laser generated ultrasound of the stiffness tensor of an anisotropic material. Acta Acustica, v. 88, № 1, p. 50–59, 2002.

23. Arias I., Achenbach J. D. Thermoelastic generation of ultrasound by line-focused laser irradiation. Int. J. of Solids and Structures, v. 40, p. 6917–6935, 2003.
24. Hurley D. H. Laser-generated thermoelastic acoustic sources in anisotropic materials. J. Acoust. Soc. Am., v. 115, № 5, p. 2054–2058, 2004.
25. Zhang F., Krishnaswamy S., Lilley C. M. Bulk-wave and guided-wave photoacoustic evaluation of the mechanical properties of aluminum/silicon nitride double-layer thin films. Ultrasonics, v. 45, № 1–4, p. 66–76, 2006.
26. Чернышова Т. А., Курганова Ю. А., Кобелева Л. И., Болотова Л. К., и др. Композиционные материалы с матрицей из алюминиевых сплавов, упрочненных частицами, для пар трения скольжения. Конструкции из композиционных материалов, вып. 3, с. 38–48, 2007.
27. Sachse W., Kim K. Y. Quantitative acoustic emission and failure mechanics of composite materials. Ultrasonics, v. 25, № 7, p. 195–203, 1987.
28. Физические величины. Справочник. (ред. Григорьев И. С., Мейлихов Е. З.). Москва, Энергоатомиздат, 1991.
29. Жаркий С. М., Карабутов А. А., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б., и др. Исследование слоев пористого кремния лазерным ультразвуковым методом. Физика и техника полупроводников, т. 32, № 10, с. 485–489, 2003.
30. Белов М. А., Карабутов А. А., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б. Диагностика пористости графитоэпоксидных композитов лазерным ультразвуковым методом. Контроль. Диагностика, № 2, с. 48–54, 2003.
31. Поляков В. В., Головин В. А. Влияние пористости на скорость ультразвуковых волн в металлах. Письма в ЖТФ, т. 20, № 11, с. 54–57, 1994.