

УДК 534-16, 620.179.162

## ВЛИЯНИЕ ПОВРЕЖДЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ АНИЗОТРОПИЮ

А. С. Семенов, В. А. Полянский, Л. В. Штукин, Д. А. Третьяков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
E-mails: semenov.artem@googlemail.com, vapol@mail.ru, lvtvsh4749@gmail.com,  
dmitry.tretyakov93@yandex.ru

С использованием данных о скоростях продольной и поперечных волн предложены соотношения для определения главных значений тензора поврежденности. Установлена связь акустической анизотропии с главными значениями тензора поврежденности. Исследован характер распределения локальных скоростей и поврежденности по толщине образца. Показано, что поврежденность локализуется в узком поверхностном слое, причем локальные максимумы поврежденности существенно превышают среднее значение поврежденности.

Ключевые слова: акустическая анизотропия, эффект поверхностного слоя, эксперимент, моделирование, тензор поврежденности.

DOI: 10.15372/PMTF20180620

**Введение.** Развитие эффективных методов неразрушающего контроля состояния конструкционных материалов и оценка ресурса является важнейшим фактором обеспечения безопасной эксплуатации ответственных конструкций. Исследование влияния на анизотропию акустоупругих свойств твердого тела процессов предшествующего неупругого деформирования и накопления повреждений является актуальной задачей.

Акустическая анизотропия [1, 2], проявляющаяся в различии скоростей распространения двух ортогональных поперечных волн в твердом теле, используется при разработке современных перспективных методов неразрушающего контроля [3], являющихся единственными альтернативными тензометрии методами определения внутренних механических напряжений в конструкции. В отличие от тензометрии, с помощью которой фактически измеряются деформации на поверхности материала, эти методы позволяют получить осредненные по толщине материала данные о механических напряжениях.

Существенное влияние на акустическую анизотропию оказывают такие факторы, как остаточные или действующие напряжения [1–3], пластические деформации [4–6], поврежденность (наличие, ориентация и форма дефектов) [7, 8], анизотропия и неоднородность механических свойств материала и характеристики его микроструктуры (текстура, фазовый состав). Влияние этих факторов исследовалось в работах [3–6]. Разработаны и стандартизированы методики измерения напряжений при упругом деформировании для случая плоского напряженного состояния. В некоторых случаях имеется возможность учитывать

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 18-19-00413).

© Семенов А. С., Полянский В. А., Штукин Л. В., Третьяков Д. А., 2018

влияние пластической деформации и структуры материала [4, 6]. Для проведения исследований выпускается серийное измерительное оборудование.

Вместе с тем в ряде работ (см., например, [9]) экспериментально обнаружено влияние параметров тонкого поверхностного слоя материала на величину акустической анизотропии. Локализация повреждений в поверхностном слое в процессе получения листового проката может быть обусловлена многоэтапным формированием оксидной пленки [10], микрорастрескиванием вследствие трибологических явлений в зоне контакта [10–12], коррозионными явлениями [13], неоднородностью кристаллизации по толщине [10], локализацией деформации вблизи поверхности валков [14].

Толщина исследуемого материала не может быть менее 5 мм, а характерная для большинства измерений толщина — более 10 мм. Необходимо выяснить, почему при толщине слоя, равной нескольким сотням микрометров, существенно меняется время интегральной задержки отраженного акустического импульса.

Данное исследование актуально как для диагностики, так и для выявления в рамках механики сплошной среды основного механизма, от которого зависит акустическая анизотропия (нелинейная упругость, пластичность, накопление повреждений). Также одной из целей настоящей работы является изучение поврежденности поверхностного слоя и ее описание с использованием тензора поврежденности и результатов измерения скоростей распространения продольной и двух ортогональных поперечных акустических волн в плоском образце при последовательном удалении поверхностных слоев различной толщины.

**1. Механические модели, используемые при определении скоростей распространения продольной и поперечных волн.** Ниже определяются скорости распространения продольных и поперечных волн в средах с различными механическими свойствами.

1.1. *Определение скоростей волн в рамках линейной теории упругости.* Линейная теория упругости не позволяет описать акустическую анизотропию. Скорости распространения поперечных волн в изотропном однородном материале во взаимно ортогональных направлениях  $c_{T\parallel}$  и  $c_{T\perp}$  оказываются равными:

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}}, \quad c_{T\parallel} = c_{T\perp} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}. \quad (1)$$

В (1)  $c_L$  — скорость распространения продольной волны;  $c_{T\parallel}$ ,  $c_{T\perp}$  — скорости поперечных волн, поляризованных вдоль и поперек направления действия нагрузки;  $\lambda$ ,  $\mu$  — константы Ламе;  $\rho_0$  — плотность материала. Вследствие равенства скоростей для описания рассматриваемых эффектов необходимо использовать более сложные модели материала.

1.2. *Определение скоростей волн в рамках нелинейной теории упругости.* С помощью нелинейной теории упругости можно описать акустическую анизотропию. При использовании нелинейно-упругой модели Мурнагана [15], в соответствии с которой в выражении для удельной потенциальной энергии деформации учитываются члены не выше третьего порядка малости относительно компонент деформации, в случае распространения волн перпендикулярно направлению действия нагрузки получаем следующие значения скоростей распространения продольных и поперечных волн [2]:

$$c_L = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left[ \lambda + 2\mu + \frac{\sigma}{3K} \left( 2l - \frac{2\lambda(\lambda + 2\mu + m)}{\mu} \right) \right]},$$

$$c_{T\parallel} = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left[ \mu + \frac{\sigma}{3K} \left( \lambda + 2\mu + m + \frac{\lambda n}{4\mu} \right) \right]}, \quad c_{T\perp} = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left[ \mu + \frac{\sigma}{3K} \left( -2\lambda + m - \frac{(\lambda + \mu)n}{2\mu} \right) \right]}.$$

Здесь  $\sigma$  — осевое напряжение;  $l, m, n$  — упругие постоянные Мурнагана (третьего порядка);  $K = \lambda + (2/3)\mu$ .

В случае одноосного нагружения параметр акустической анизотропии  $\Delta a$  пропорционален действующему или остаточному напряжению [3]:

$$\Delta a = \frac{2(c_{T\parallel} - c_{T\perp})}{c_{T\parallel} + c_{T\perp}} = \frac{4\mu + n}{8\mu^2} \sigma. \quad (2)$$

Полученные в экспериментах с образцами из алюминиевого проката значения  $\Delta a$  достигают 0,5 %. В этом случае необходимый уровень остаточных напряжений должен быть больше 285 МПа, что во много раз превышает предел текучести и сопоставимо с пределом прочности. Для оценки значений  $\Delta a$  использовались значения констант Мурнагана [16]  $n = -60$  ГПа,  $\mu = 26,6$  ГПа для алюминиевого сплава марки В 53 S, аналогичного испытанному. Полученные результаты свидетельствуют о существовании альтернативных механизмов, увеличивающих акустическую анизотропию.

1.3. *Определение скоростей волн с учетом пластических деформаций.* Из решения упругопластической задачи для скоростей распространения акустических волн в направлении, ортогональном действию нагрузки при активном нагружении, получаем [6]

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu - rn_{33}^2 + \beta}{\rho_0}}, \quad c_{T\parallel} = \sqrt{\frac{\mu - \beta}{\rho_0}}, \quad c_{T\perp} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}. \quad (3)$$

Здесь  $r = 4\mu^2/(H + 3\mu) \geq 0$ ;  $H = d\sigma_i/d\varepsilon_i^p$  — модуль упрочнения, определяющий наклон диаграммы деформирования;  $\beta = r^2 n_{33}^2 (n_{23}^2 + n_{31}^2)/(\lambda + \mu - rn_{33}^2)$ ;  $\mathbf{n} = 3s/(2\sqrt{(3/2)s \cdot \cdot s}) = n_{31}\mathbf{e}_3\mathbf{e}_1 + n_{32}\mathbf{e}_3\mathbf{e}_2 + n_{33}\mathbf{e}_3\mathbf{e}_3$  — нормаль к поверхности нагружения;  $n_{33} \sim -1/2$ ;  $n_{31} \ll n_{33}$ ,  $n_{32} \ll n_{33}$ ;  $s$  — девиатор напряжений.

С использованием (2), (3) можно определить параметр акустической анизотропии в виде

$$\Delta a = -\beta/(4\mu). \quad (4)$$

В соответствии с (4) изменение акустической анизотропии  $\Delta a$  для рассматриваемых констант материала и условий нагружения не превышает 0,05 %, что также не позволяет объяснить полученные в экспериментах значения.

Использование подхода Хирао — Пао [4], учитывающего вклад в акустическую анизотропию текстуры и линейного относительно пластических деформаций слагаемого  $\Delta a = a_0 + a_1(e_1^p - e_2^p) + a_2(\sigma_1 - \sigma_2)$ , также не позволяет получить результаты, согласующиеся с экспериментальными данными, вследствие многократного некомпенсированного превышения вторым слагаемым величины  $\Delta a$ .

1.4. *Определение скоростей волн с учетом изотропной поврежденности.* Для описания процессов изотропных повреждений достаточно ввести скалярную величину  $0 \leq D \leq 1$  в качестве меры поврежденности, которая представляет собой поверхностную плотность микродефектов и определяется равенством  $D = \delta S_D/\delta S$ , где  $\delta S_D$  — площадь дефектов на элементарной площадке  $\delta S$ .

При формулировке определяющих уравнений в механике континуальных повреждений [17, 18] вместо обычных напряжений используются эффективные напряжения. В соответствии с принципом эквивалентности в деформациях [18] тензор эффективных напряжений выбирается таким образом, чтобы деформации при действии эффективных напряжений в элементарном представительном объеме неповрежденного материала были такими же, как и деформации при действии обычных напряжений в представительном объеме поврежденного материала. При использовании скалярной меры поврежденности взаимосвязь

тензора эффективных напряжений (реально действующих в материале)  $\bar{\sigma}$  и тензора напряжений  $\sigma$  определяется выражением

$$\bar{\sigma} = \sigma / (1 - D).$$

При использовании принципа эквивалентности в деформациях ( $\bar{\varepsilon} = \varepsilon$ ) тензор упругих модулей поврежденной среды  ${}^4C^e$  связан с тензором начальных модулей упругости (неповрежденного материала)  ${}^4C_0^e$  равенством

$${}^4C^e = (1 - D) \cdot {}^4C_0^e.$$

Скорости распространения акустических волн при условии отсутствия изменения поврежденности за время их измерения определяются выражениями

$$c_L = \sqrt{\frac{(\lambda + 2\mu)(1 - D)}{\rho_0}}, \quad c_{T\parallel} = \sqrt{\frac{\mu(1 - D)}{\rho_0}}, \quad c_{T\perp} = \sqrt{\frac{\mu(1 - D)}{\rho_0}}. \quad (5)$$

Из соотношений (5) следует, что рассматриваемая модель не позволяет описать акустическую анизотропию.

1.5. *Определение скоростей волн с учетом ортотропной поврежденности.* При использовании меры поврежденности в виде тензора второго ранга  $D$ , позволяющего учитывать анизотропию процесса накопления повреждений (возникновение и рост микротрещин перпендикулярно направлению действия максимальных главных напряжений), тензор эффективных напряжений определяется из выражения [18, 19]

$$\bar{\sigma} = [(E - D)^{-1} \cdot \sigma + \sigma \cdot (E - D)^{-1}] / 2, \quad (6)$$

где  $E$  — единичный тензор. При этом поврежденность находится с использованием соотношения  $(E - D) \cdot \mathbf{n} \delta S = \bar{\mathbf{n}} (\delta S - \delta S_D)$ .

Уравнение (6) можно записать в виде

$$\bar{\sigma} = {}^4M \cdot \cdot \sigma,$$

где тензор влияния поврежденности  ${}^4M$  определяется выражением

$${}^4M = [E \bar{\otimes} (E - D)^{-1} + E \underline{\otimes} (1 - D)^{-1} + (E - D)^{-1} \bar{\otimes} E + (E - D)^{-1} \underline{\otimes} E],$$

в котором использованы символы непрямого диадного умножения  $(A \bar{\otimes} B)_{ijkl} = A_{ik}B_{jl}$  и  $(A \underline{\otimes} B)_{ijkl} = A_{il}B_{jk}$ , обобщающие операцию прямого диадного умножения  $(A \otimes B)_{ijkl} = A_{ij}B_{kl}$ .

Представление тензора повреждений в собственном базисе содержит три слагаемых:

$$D = \sum_{i=1}^3 D_i \mathbf{n}_i \otimes \mathbf{n}_i,$$

где  $D_i$  — собственные (главные) значения тензора поврежденности.

В собственном базисе  $\mathbf{n}_i$  матрица, соответствующая тензору  ${}^4M$ , допускает диагональное представление

$$[M] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1-D_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1-D_2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{1-D_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \left( \frac{1}{1-D_1} + \frac{1}{1-D_2} \right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \left( \frac{1}{1-D_2} + \frac{1}{1-D_3} \right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \left( \frac{1}{1-D_3} + \frac{1}{1-D_1} \right) \end{bmatrix}.$$

Тензор упругих модулей поврежденной среды связан с тензором начальных модулей упругости соотношением

$${}^4C^e = {}^4M^{-1} \dots {}^4C_0^e,$$

поэтому скорости распространения волн определяются также компонентами тензора  ${}^4M$ , которые, в свою очередь, зависят от компонент тензора поврежденности  $D$ .

В работе [19] получены выражения для скоростей распространения волны в направлении одной из главных осей тензора поврежденности. Для изначально изотропного упругого материала, характеризуемого константами Ламе  $\lambda$ ,  $\mu$  и определяемого тензором упругих модулей вида

$${}^4C_0^e = \lambda E \otimes E + \mu(E \bar{\otimes} E + E \underline{\otimes} E),$$

в предположении, что волна распространяется вдоль  $\mathbf{n}_3$ , а нагрузка приложена в направлении  $\mathbf{n}_1$ , при использовании явной аддитивной схемы симметризации тензора эффективных напряжений скорости акустических волн определяются равенствами [19]

$$c_L = \sqrt{\frac{(\lambda + 2\mu)(1 - D_3)}{\rho_0}},$$

$$c_{T_{\parallel}} = \sqrt{\frac{2\mu(1 - D_1)(1 - D_3)}{\rho_0(2 - D_1 - D_3)}}, \quad c_{T_{\perp}} = \sqrt{\frac{2\mu(1 - D_2)(1 - D_3)}{\rho_0(2 - D_2 - D_3)}}. \quad (7)$$

Выражения для скоростей  $c_L$ ,  $c_{T_{\parallel}}$ ,  $c_{T_{\perp}}$  (7) можно рассматривать как систему нелинейных алгебраических уравнений относительно трех неизвестных главных значений тензора поврежденности  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ . Решение, позволяющее идентифицировать компоненты тензора поврежденности на основе прямого измерения скоростей продольной и поперечной волн, имеет вид

$$D_3 = 1 - \frac{c_L^2 \rho_0}{\lambda + 2\mu}, \quad D_1 = 1 - \left( \frac{2\mu}{c_{T_{\parallel}}^2 \rho_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{c_L^2 \rho_0} \right)^{-1}, \quad D_2 = 1 - \left( \frac{2\mu}{c_{T_{\perp}}^2 \rho_0} - \frac{\lambda + 2\mu}{c_L^2 \rho_0} \right)^{-1}. \quad (8)$$

**2. Методика проведения экспериментов.** Для измерений собственной акустической анизотропии (анизотропии в ненагруженном состоянии) использовался серийный сертифицированный прибор ИН-5101А со стандартным датчиком, имеющим основную частоту акустического сигнала 5 МГц. С помощью трехкомпонентного пьезопреобразователя датчика осуществляются излучение и прием продольной и двух поперечных волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Прибор позволяет выполнить прецизионные измерения запаздывания во времени между несколькими отраженными импульсами с последующим осреднением.

Для проведения экспериментальных исследований из алюминиевого проката марки АМц были изготовлены плоские корсетные образцы толщиной приблизительно 20 мм (рис. 1). Образцы подвергались одноосному растяжению вплоть до их разрушения. Деформации при разрыве составляли 30 %. Измерение локальной осевой деформации проводилось в точке 7 (рис. 2) с помощью высокоточного датчика-тензометра с базой длиной 10 мм и погрешностью  $10^{-4}$  мм.

Для исследования влияния поврежденности поверхностного слоя на акустическую анизотропию проведено четыре этапа шлифовки поверхностного слоя (слои снимались с двух противоположных поверхностей образца). На каждом этапе проводилось измерение акустической анизотропии. Исследуемые точки располагались на центральной линии вдоль рабочей части образца на расстоянии 13 мм друг от друга (см. рис. 2). Акустическая

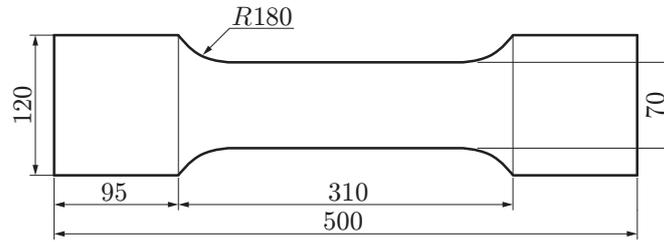


Рис. 1. Схема экспериментальных образцов



Рис. 2. Маркировка точек, в которых проводилось измерение скоростей распространения акустических волн на образце после разрушения

анизотропия измерялась путем последовательной установки датчика в точках контроля, значение осредненной по толщине акустической анизотропии в каждой точке определялось с использованием соотношения

$$\overline{\Delta a} = \frac{2(\bar{c}_{T_{\parallel}} - \bar{c}_{T_{\perp}})}{\bar{c}_{T_{\parallel}} + \bar{c}_{T_{\perp}}} \approx \frac{2(t_{T_{\perp}} - t_{T_{\parallel}})}{t_{T_{\perp}} + t_{T_{\parallel}}}, \quad (9)$$

где  $t_{T_{\parallel}}$ ,  $t_{T_{\perp}}$  — время распространения поляризованных поперечных волн вдоль и поперек линии приложения нагрузки.

**3. Анализ экспериментальных данных.** Экспериментальные зависимости средних по толщине образца скоростей распространения поперечных ( $\bar{c}_{T_{\parallel}}$ ,  $\bar{c}_{T_{\perp}}$ ) и продольной ( $\bar{c}_L$ ) волн от толщины удаленного слоя  $\Delta h$  представлены на рис. 3. Видно, что скорости распространения волн увеличиваются с ростом толщины удаленного поверхностного слоя, следовательно, в поверхностном слое поврежденность больше, чем в глубине материала. Это может быть обусловлено поверхностным микрорастрескиванием при проведении испытаний на растяжение, а также при изготовлении листового проката. Первый сошлифованный слой не рассматривался вследствие значительного разброса экспериментальных данных.

Зависимость от толщины удаленного слоя средней по остаточной толщине образца акустической анизотропии, вычисленная с использованием (9) и средних скоростей  $\bar{c}_{T_{\parallel}}$  и  $\bar{c}_{T_{\perp}}$  (см. рис. 3, а, б), близка к линейной (рис. 4). При толщине сошлифованного слоя порядка 900 мкм акустическая анизотропия составляет приблизительно 0,5 %, что соответствует начальному значению, наблюдаемому до проведения опытов на растяжение.

При использовании дискретной многослойной модели в предположении постоянства локальных скоростей в каждом слое на основе средних по остаточной толщине скоростей на границах  $i$ -го слоя  $\bar{c}_{i-1}$  и  $\bar{c}_i$  можно определить локальную скорость  $c_i$  в пределах  $i$ -го слоя:

$$c_i = \bar{c}_i \left[ 1 + \left( \frac{\bar{c}_i}{\bar{c}_{i-1}} - 1 \right) \frac{h_{i-1}}{h_{i-1} - h_i} \right]^{-1}, \quad (10)$$

где  $i = 1, \dots, N$  — номер слоя, отсчитываемый от свободной поверхности. Как следует из (10), при  $\bar{c}_i > \bar{c}_{i-1}$  наблюдается значительное уменьшение локальной скорости по срав-

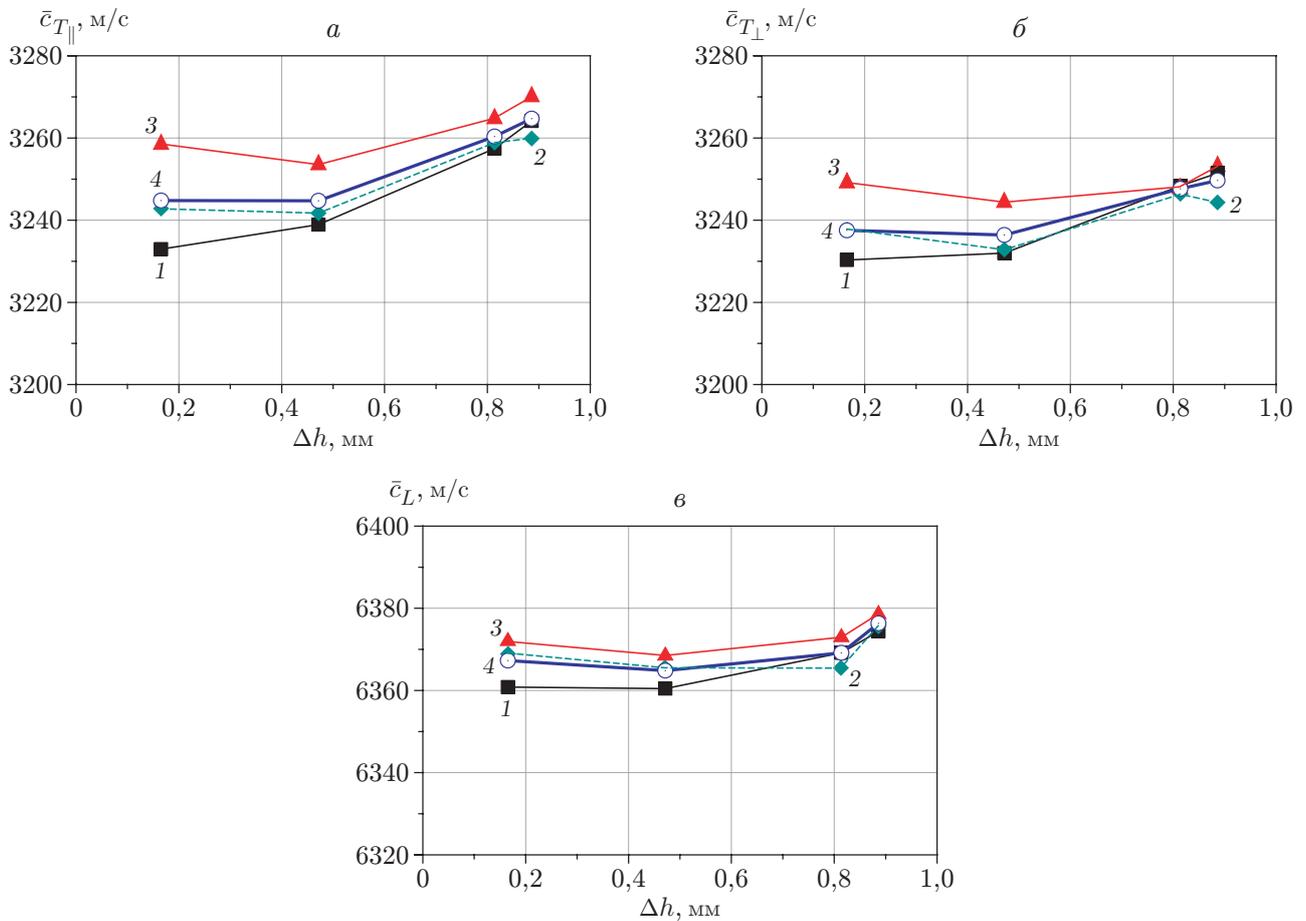


Рис. 3. Зависимости средних скоростей распространения волн от толщины удаленного слоя в различных точках образца:  
 а — поперечная вдоль направления приложения нагрузки волна, б — поперечная ортогонально направлению приложения нагрузки волна, в — продольная волна; 1 — в точке 5, 2 — в точке 6, 3 — в точке 7, 4 — скорость, средняя по толщине образца

нению с интегральной:  $c_i \ll \bar{c}_i$  вследствие малой толщины слоя по сравнению с толщиной образца:  $\Delta h_{i-1} = h_{i-1} - h_i \ll h_i$ .

При использовании континуальной модели локальную скорость  $c$  как функцию толщины удаленного поверхностного слоя  $h$  можно найти на основе средней скорости  $\bar{c}(h)$  и ее производных с помощью равенства

$$c(h) = \bar{c}(h) \left( 1 + \frac{h}{\bar{c}(h)} \frac{d\bar{c}(h)}{dh} \right)^{-1},$$

получаемого из (10) путем предельного перехода  $\Delta h_{i-1} \rightarrow 0$ .

С использованием вычисленных на основе дискретной многослойной модели (10) локальных продольной и поперечных скоростей и уравнений (8) можно найти главные значения тензора поврежденности, постоянные для каждого рассматриваемого слоя. Полученные в расчетах зависимости трех главных значений тензора поврежденности от расстояния от срединной плоскости в направлении свободной поверхности показаны на рис. 5. При вычислении локальных скоростей использовались осреднение по трем рассматриваемым точкам вдоль оси образца, а также значения упругих констант для алюминия  $E = 78$  ГПа,

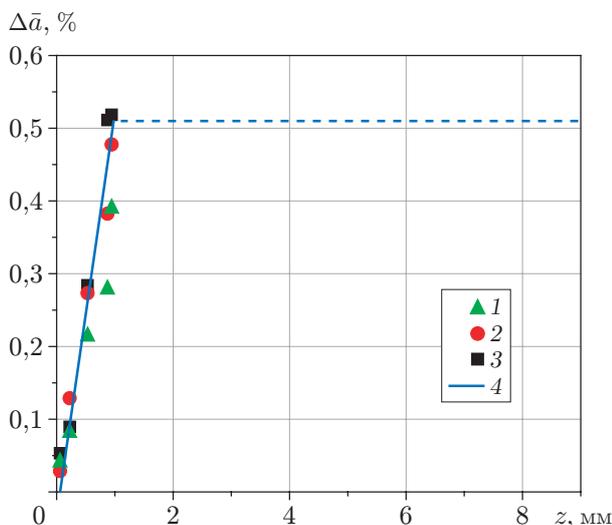


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость средней акустической анизотропии от расстояния от свободной поверхности нешлифованного деформированного образца в различных точках (см. рис. 2):

1 — в точке 5, 2 — в точке 6, 3 — в точке 7, 4 — анизотропия, средняя по толщине образца

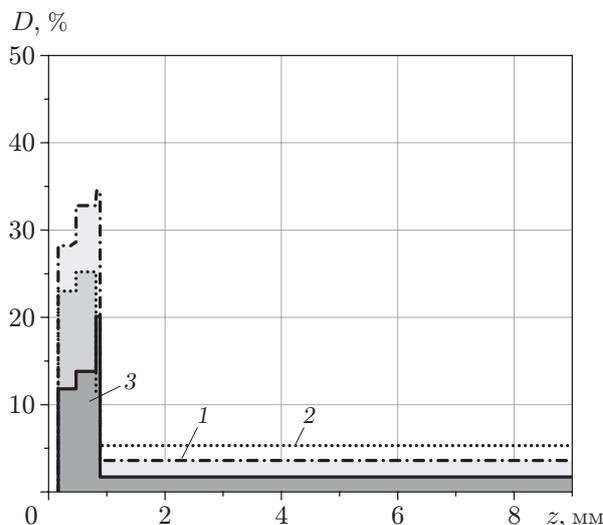


Рис. 5

Рис. 5. Зависимости главных значений тензора поврежденности  $D_1$  (1),  $D_2$  (2),  $D_3$  (3) от расстояния от свободной поверхности нешлифованного деформированного образца

Средние и экстремальные значения поврежденности

Поврежденности	$\bar{D}_i, \%$	$\max_h D_i, \%$	$\min_h D_i, \%$
$D_1$	5,50	34,5	3,57
$D_2$	5,87	25,2	5,31
$D_3$	1,92	20,1	1,69

$\mu = 29,55$  ГПа,  $\lambda = 52,53$  ГПа,  $\nu = 0,32$ , которые соответствуют значениям средних скоростей, измеренным на образце после завершения четвертого (последнего) этапа шлифовки.

На рис. 5 видно, что поврежденность локализуется в узком поверхностном слое толщиной менее 900 мкм. Преобладающей является поврежденность  $D_1$ , вычисленная на площадке с нормалью вдоль линии действия нагрузки, что может быть обусловлено появлением микротрещин, перпендикулярных направлению действия силы при растяжении образца. Наименьшая поврежденность  $D_3$  соответствует площадкам, параллельным поверхности образца (с нормалью вдоль направления распространения акустических волн).

Локальные максимумы поврежденности значительно превышают ее средние значения (см. таблицу).

Локализация поврежденности в узком поверхностном слое коррелирует с экспериментально наблюдаемой локализацией концентрации водорода в исследуемых образцах [20].

Предположение, что в нешлифованной области локальные скорости и локальные поврежденности близки к постоянным значениям, требует дополнительной экспериментальной проверки.

Следует отметить, что представленная на рис. 5 диаграмма имеет качественный характер вследствие существенной неоднородности распределения скоростей вдоль поверхности образца, обусловленной локализацией остаточных пластических деформаций; неоднородности пластических деформаций по толщине образца вследствие особенностей изготовления слябов при многопроходной прокатке; влияния микроструктурной неоднородности; непараллельности поверхностей образца; существенной зависимости средних и локальных скоростей распространения волн от точности измерения толщины; отсутствия статистического анализа для представительной выборки образцов.

Уравнение, описывающее связь поврежденности и акустической анизотропии, можно получить путем подстановки значений скоростей (8) в определение акустической анизотропии через скорости (2). Получаемое в общем случае громоздкое нелинейное выражение, зависящее от всех главных значений тензора поврежденности  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ , можно значительно упростить, ограничившись рассмотрением случая малых значений поврежденностей ( $D_1 \ll 1$ ,  $D_2 \ll 1$ ,  $D_3 \ll 1$ ), для которого в результате асимптотического анализа получаем

$$\Delta a = (D_2 - D_1)/4. \quad (11)$$

Поврежденность  $D_3$  не оказывает влияния на акустическую анизотропию в линейном приближении.

Следует отметить, что в пределах нешлифованной области, в которой значения поврежденностей достаточно малы (см. рис. 5), соотношение (11) выполняется с достаточно высокой точностью (погрешность составляет менее 14 %).

**Заключение.** В работе экспериментально установлено, что поэтапное удаление тонких поверхностных слоев плоского образца, подвергнутого предварительному одноосному растяжению вплоть до разрушения, оказывает существенное влияние на скорости распространения в нем акустических волн. Использование концепции континуальных анизотропных повреждений позволяет математически описать эффекты, наблюдаемые в экспериментах.

Впервые показано, что локализованная поврежденность поверхностного слоя может оказывать существенное влияние на величину акустической анизотропии в случае больших пластических деформаций. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в рассматриваемом случае использование широко распространенных соотношений для компонент тензоров напряжений и деформации и величины акустической анизотропии может приводить к значительным погрешностям.

Обнаруженный “поверхностный эффект” акустической анизотропии при пластическом деформировании позволяет совершенствовать методику измерения акустической анизотропии для повышения точности акустических методов неразрушающего ультразвукового контроля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Benson R. W., Raelson V. J.** From ultrasonics to a new stress-analysis technique. *Acoustoelasticity // Product. Engng.* 1959. V. 30, N 29. P. 56–59.
2. **Hughes D. S., Kelly J. L.** Second-order elastic deformation of solids // *Phys. Rev.* 1953. V. 92, N 5. P. 1145–1159.
3. **Никитина Н. Е.** Акустопругость. Опыт практического применения. Н. Новгород: ТАЛИАМ, 2005.
4. **Hirao M., Pao Y. H.** Dependence of acoustoelastic birefringence on plastic strains in a beam // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1985. V. 77, N 5. P. 1659–1664.

5. Kobayashi M. Ultrasonic nondestructive evaluation of microstructural changes of solid materials under plastic deformation. 1. Theory // Intern. J. Plasticity. 1998. V. 14, N 6. P. 511–522.
6. Беляев А. К., Лобачев А. М., Модестов В. С. и др. Оценка величины пластических деформаций с использованием акустической анизотропии // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2016. № 5. С. 124–131.
7. O'Neill B., Maev R. G. Acousto-elastic measurement of the fatigue damage in Waspaloy // Res. Nondestruct. Evaluat. 2006. V. 17, N 3. P. 121–135.
8. Ерофеев В. И., Морозов А. Н., Никитина Е. А. Учет влияния поврежденности материала на скорость распространения в нем упругой волны // Электрон. журн. Тр. Моск. авиац. ин-та. 2010. № 40. С. 1–5.
9. Muravieva O. V., Muraviev V. V., Gabbasova M. A., et al. Electromagnetic-acoustic structural analysis of rolled bars // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1785, N 1. 030017.
10. Fishkis M., Lin J. C. Formation and evolution of a subsurface layer in a metal working process // Wear. 1997. V. 206. P. 156–170.
11. Ghosh S., Li M., Gardiner D. A computational and experimental study of cold rolling of aluminum alloys with edge cracking // J. Manuf. Sci. Engng. 2004. V. 126. P. 74–82.
12. Riedel H., Andrieux F., Walde T. The formation of edge cracks during rolling of metal sheet // Steel Res. Intern. 2007. V. 78. P. 818–824.
13. Kenmochi K., Yarita I., Abe H., et al. Effect of micro-defects on the surface brightness of cold-rolled stainless-steel strip // J. Mater. Process. Technol. 1997. V. 69. P. 106–111.
14. Головнин М. А., Исхаков Р. Ф. Формирование свойств алюминиевого сплава в режиме горячей прокатки // Сб. науч. тр. 3-й Междунар. науч. шк. для молодежи “Материаловедение и металлофизика легких сплавов”, Екатеринбург, 8–12 дек. 2014 г. Екатеринбург: Изд-во Урал. федер. ун-та, 2014. С. 208–210.
15. Murnaghan F. D. Finite deformation of an elastic solid // Amer. J. Math. 1937. V. 59. P. 235–260.
16. Лурье А. И. Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980.
17. Качанов Л. М. О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук. 1958. № 8. С. 26–31.
18. Murakami S., Ohno N. A continuum theory of creep and creep damage // Creep in Structures / Ed. by A. R. S. Pontor, D. R. Hayhurst. Berlin: Springer, 1981. P. 422–443.
19. Семенов А. С. Симметризация тензора эффективных напряжений для сред с анизотропной поврежденностью // Науч.-техн. ведомости С.-Петербур. гос. политехн. ун-та. Физ.-мат. науки. 2017. Т. 10, № 2. С. 82–98.
20. Belyaev A. K., Grishchenko A. I., Polyanskiy V. A., et al. Acoustic anisotropy and dissolved hydrogen as an indicators of waves of plastic deformation // Proc. of the Intern. conf. “Days on diffraction”, St. Petersburg, 19–23 June 2017. S. 1., 2017. P. 39–44.

*Поступила в редакцию 21/VII 2017 г.,  
в окончательном варианте — 14/XII 2017 г.*