

УДК 534.26+621.9.019

РАСSEЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА МИКРОТРЕЩИНАХ В ФРАГМЕНТИРОВАННЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

В. Л. БУСОВ

*Донбасская государственная машиностроительная академия, Краматорск**Получено 05.05.2006 ◊ Пересмотрено 26.01.2007*

С помощью метода интегральных уравнений рассмотрено рассеяние продольных ультразвуковых волн на порах и микротрещинах в фрагментированных поликристаллах в условиях статических и циклических испытаний. Полученная зависимость среднего полного сечения рассеяния отдельной микротрещины в форме диска от волнового размера по характеру соответствует аналогичной зависимости для пор. Проведена оценка размера дефекта, при котором коэффициенты рассеяния на границах зерен, фрагментов и микротрещин близки по величине. Показано, что значение, отвечающее началу объединения микротрещин при одноосном растяжении, находится в пределах расчетного интервала.

За допомогою методу інтегральних рівнянь розглянуто розсіювання поздовжніх ультразвукових хвиль на порах і микротріщинах у фрагментованих полікристалах в умовах статичних і циклічних випробувань. Одержана залежність середнього повного перерізу розсіювання окремої микротріщини у формі диска від хвильового розміру за характером відповідає аналогічній залежності для пор. Проведено оцінку розміру дефекту, при якому коефіцієнти розсіювання на межах зерен, фрагментів і микротріщин близькі за величиною. Показано, що значення, яке відповідає початкові об'єднання микротріщин при одноосному розтягу, знаходиться у межах розрахункового інтервалу.

A scattering of longitudinal ultrasonic waves by pores and microcracks in the fragmented polycrystals, subjected to static and cyclic tests, is considered using the method of integral equations. The obtained dependence of the average full scattering cross-section for an individual disk-shaped microcrack versus its wave dimension is presented, that corresponds by its character to the similar dependence for the pores. The defect size is estimated, for which the scattering coefficients on the boundaries of grains, fragments and microcracks are the similar values. It is shown that the value, that corresponds to the start of microcracks merging under uniaxial extension, lies within the calculation interval.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существуют два способа построения акустической кривой усталости (зависимости коэффициента затухания ультразвуковых волн α_d от числа циклов в поликристаллах металлов и сплавов, см. рисунок) – с помощью иммерсионных пьезопреобразователей, связанных с образцом через жидкую среду [1], и бесконтактных электромагнитно-акустических преобразователей [2]. Совместное влияние рассеяния на границах зерен, фрагментов и поглощения (дислокационного трения) на характер акустической кривой усталости описано в [1, 3]. В то же время, опыт показывает, что наличие различного рода микронесплошностей в материале может привести к их существенному [4, 5], а в ряде случаев преобладающему [5] влиянию на затухание ультразвуковых волн.

Исходя из этого важно сравнить вклады в общее рассеяние ультразвуковых волн, вносимое коэффициентами рассеяния на границах зерен – α_g , фрагментов – α_{fr} , микронесплошностях – α_m (α_p или α_c) и оценить предельные размеры последних, при которых α_g , α_{fr} и α_c близки по величине в условиях статических и усталостных испытаний.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Задачу рассеяния ультразвуковых волн на некотором распределении микронесплошностей (пор, микротрещин и т. п.) можно решить методом сферических гармоник [6] для сферических пор или методом интегральных уравнений [7, 8] для трещин произвольной формы и неизменных во времени размеров. Известно, что при циклических испытаниях рост микротрещин протекает в двух режимах. Если размер микротрещины не превышает предельного значения (длины Гриффитса), то в первом полуцикле она раскрывается, во втором – захлопывается. Превышение предельных размеров приводит к новому режиму роста – перед вершиной стабильного объема микротрещины в первом полуцикле раскрывается цепочка субмикротрещин, захлопывающаяся во втором полуцикле. Затем основная микротрещина раскрывается путем объединения с цепочкой субмикротрещин и т. д. [9].

Примем ряд допущений:

- 1) взаимодействием микронесплошностей как источников силовых полей пренебрегаем и считаем их стабильными в момент прохождения ультразвукового импульса;

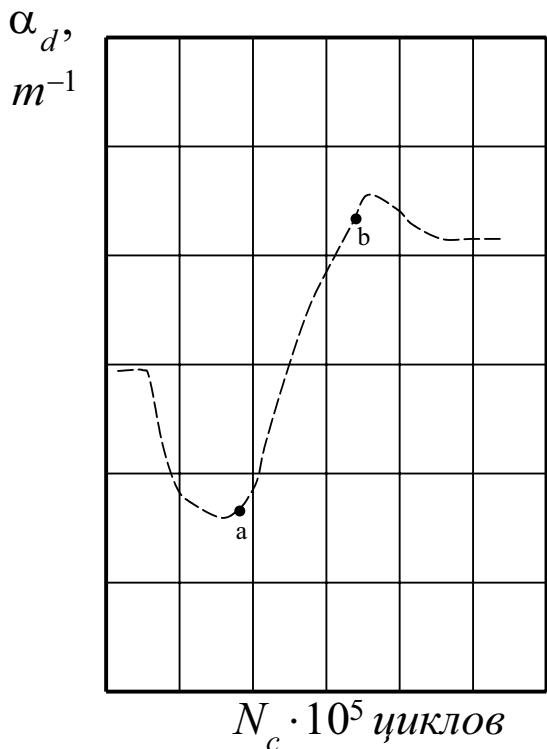


Рисунок. Зависимость коэффициента затухания ультразвуковых волн α_d от числа циклов N_c для ряда сталей (схема)

2) коэффициент рассеяния ультразвуковых волн на микронесплошностях будет

$$\alpha_m = \frac{1}{2} n^* (\tilde{E}) \langle \tilde{P}(a_m(\tilde{E})) \rangle, \quad (1)$$

где n^* – эффективная плотность микронесплошностей; $\langle \tilde{P} \rangle$ – полное сечение рассеяния отдельной микронесплошности, усредненное по времени в пределах цикла и по пространству; $\tilde{E}^{pl} \equiv \tilde{E}$ – средняя пластическая деформация; при испытаниях плотность n^* и радиус микронесплошностей a_m являются функциями \tilde{E} в процессе роста микронесплошностей вплоть до их объединения;

3) соотношение значений среднего диаметра зерна поликристалла \bar{D} [10, с. 80] и волнового числа k_m лежит в длинноволновой области ($k_m \bar{D} \ll 1$) как при статических, так и при циклических испытаниях.

Рассмотрим вначале рассеяние ультразвуковых волн на порах, прибегнув к методу сферических гармоник. В области длинных волн для сфериче-

ских пор коэффициент рассеяния α_p имеет вид [6]

$$\alpha_p = \frac{1}{2} n^* \left[\frac{4}{9} g_{s1} (k_m a_p)^4 \right] \pi a_p^2, \quad (2)$$

где $g_{s1} = g_{s1}(\chi)$ – числовой коэффициент [6, с. 130]; $m=l, t$; $\chi = c_l/c_t$; c_l и c_t – скорости распространения продольных (l) и поперечных (t) волн соответственно; a_p – радиус поры.

Преобразуем выражение (2) с помощью соотношений

$$\gamma_p = n^* V_p, \quad V_p = \frac{4}{3} \pi a_p^3,$$

где γ_p – объемная доля пор в материале [5]:

$$\alpha_p = g_{s2} \frac{f^4}{c_m^4} \gamma_p V_p. \quad (3)$$

В последнем выражении g_{s2} – числовой коэффициент [6], f – частота заполнения ультразвукового импульса. Из [11, с. 245] определяем α_g для падающей продольной волны:

$$\alpha_g = \frac{8\pi^3 c^2 \langle D^3 \rangle f^4}{375 \rho^2 c_t^3} \left(\frac{2}{c_l^5} + \frac{3}{c_t^5} \right), \quad (4)$$

где $c = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$; ρ – плотность материала; $\langle D^3 \rangle = 8\pi(1.45)^3 \bar{d}^3$; \bar{d} – средний диаметр зерна в плоскости шлифа (см. [10, с. 278] и [11, 40–80]).

Из уравнений (3) и (4) найдем отношение α_g к α_p :

$$\frac{\alpha_g}{\alpha_p} = g_p \gamma_p^{-1}, \quad (5)$$

где

$$g_p = \frac{2c^2}{\rho^2 c_t^3} \left(\frac{2}{c_l^5} + \frac{3}{c_t^5} \right). \quad (6)$$

Анализ показывает, что при $k_m a_p \ll 1$ – полное сечение рассеяния отдельной поры будет $P_p \approx (10^{-2} \div 10^{-4}) \pi a_p^2$.

В работе [6, с. 273] приведена расчетная зависимость P_p от $k_l a_p$ для сферической поры в металлической матрице (Al, Au, Be и пр.). Кривая $P_p = P_p(k_l a_p)$ содержит две ветви, имеющие двойный характер:

а) при $\chi = 1.4 \div 1.8$ одна ветвь – восходящая ($\sim (k_l a_p)^4$); вторая – вначале слабо растущая ($\sim (k_l a_p)^2$), затем выходящая на асимптотическое значение при $k_l a_p \approx 1$;

б) при $\chi = 2 \div 3$ одна ветвь – восходящая ($\sim (k_l a_p)^4$), а вторая – нисходящая к асимптотическому значению P_∞ (при $k_l a_p \approx 1$ кривая достигает максимума).

Покажем, что для растущей микротрещины характер $P_c = P_c(k_l a_c)$ определяется формой ее граничной поверхности и совпадает с одной из разновидностей зависимости $P_p = P_p(k_l a_p)$.

Рассмотрим рассеяние ультразвуковых волн на плоских дискообразных микротрещинах с радиусом a_c и шириной h . В этом случае используем линейное интегральное уравнение (аналог уравнения Липпмана–Швингера) [7, 8], для отдельной микротрещины:

$$u_m(\vec{r}) = u_m^0(\vec{r}) - \rho\omega^2 \int_{V_c} G_{im}(\vec{r} - \vec{r}_1) \theta(\vec{r}_1) u_i(\vec{r}_1) d^3\vec{r}_1 - \langle c_{ijkl} \rangle \int_{V_T} G_{im,j}(\vec{r} - \vec{r}_1) \theta(\vec{r}_1) u_{k,l}(\vec{r}_1) d^3\vec{r}_1. \quad (7)$$

Здесь G_{im} – тензор Грина [7]; $\langle c_{ijkl} \rangle \equiv \langle \hat{c} \rangle$ – усредненный тензор модулей упругости поликристалла; $\theta(\vec{r})$ – трехмерная функция Хевисайда [7];

$$\theta(\vec{r}) = \begin{cases} 1 & \text{внутри микротрещины,} \\ 0 & \text{вне микротрещины;} \end{cases}$$

$f_i = \nabla_i f = \partial f / \partial x_i$ – символы дифференцирования ($u_{k,l} = \partial u_k / \partial x_l$ и т. д.).

Причиной рассеяния являются пространственные флуктуации физических параметров на неоднородностях среды. В частности, для микротрещин это флуктуации тензора модулей упругости \hat{c} и плотности ρ' [7]:

$$\tilde{c}' = \tilde{c} - \langle \tilde{c} \rangle = [\tilde{c}] \theta(\vec{r}) = -\langle \tilde{c} \rangle \theta(\vec{r}), \quad (8)$$

$$\rho' = \rho - \langle \rho \rangle = [\rho] \theta(\vec{r}) = \rho \theta(\vec{r}), \quad (9)$$

где усреднение \tilde{c} и ρ проведено согласно [11, с. 37–50]; $[\tilde{c}]$ и $[\rho]$ – скачки \tilde{c} и ρ на границах микротрещин; внутри микротрещин $\rho = 0$, $\hat{c} = 0$. Фрагментированный поликристалл как окружающую среду для распределения микротрещин приближенно заменим эффективной изотропной средой, где скорости распространения c_l , c_t совпадают со значениями аналогичных характеристик для исходной (сплошной) среды [1, 11]. Дифференциальное сечение рассеяния отдельной микротрещины в изотропной среде можно представить в виде [7]

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{k_l(\lambda + 2\mu)|A_i|^2 + k_t\mu|B_i|^2}{k_l(\lambda + 2\mu)|a_i|^2 + k_t\mu|b_i|^2}. \quad (10)$$

Здесь λ и μ – коэффициенты Ламе; $k_l = (\rho\omega^2 / (\lambda + 2\mu))^{1/2}$ и $k_t = (\rho\omega^2 / \mu)^{1/2}$ – волновые числа продольной и поперечной волн;

ω – круговая частота. Для плоской падающей монохроматической волны в направлении оси z в выражении (10) амплитуды составляют $a_i = a^0 e_i^l$ и $b_i = b^0 e_j^t$; e_i^l и e_j^t – единичные векторы продольной и поперечной поляризации; A_i и B_i имеют вид

$$A_i = n_i^{(i)} n_j^{(i)} f_j(k_l); \quad (11)$$

$$B_i = \delta_{ij} - n_i^{(i)} n_j^{(i)} f(k_t);$$

где

$$f_i(k_m) = \frac{k_m^2}{4\pi\rho\omega^2} \times \left[-\rho\omega^2 \int_{V_c} u_i \exp(-i\vec{k}_m \vec{r}_1) d^3\vec{r}_1 - ik_m n_j^{(i)} \langle c_{ijkl} \rangle \int_V \varepsilon_{kl} \exp(-i\vec{k}_m \vec{r}_1) d^3\vec{r}_1 \right]. \quad (12)$$

При однократном рассеянии

$$u_i = \langle u_i \rangle, \quad (13)$$

$$\langle \varepsilon_{kl} \rangle = \langle u_{k,l} \rangle = ik \langle u_i \rangle = -\frac{i}{2} (k_k \langle u_l \rangle + k_l \langle u_k \rangle).$$

Полное сечение рассеяния микротрещины для продольной падающей волны ($b_i = 0$) будет

$$P = \int d\Omega \frac{dP}{d\Omega} = 4\pi \left[\left| \frac{A_3}{a_3} \right|^2 + \frac{k_l}{k_t} \left| \frac{B_3}{a_3} \right|^2 \right]. \quad (14)$$

Выберем ось z декартовой системы координат в направлении распространения падающей продольной волны, $\vec{n}^{(i)} = (0; 0; 1)$. В этом исследовании ограничимся случаем рассеяния продольных волн, что приводит к наиболее простым и негромоздким выражениям:

$$u_3^0 = a_3 \exp(ik_l z). \quad (15)$$

Разобьем смещения $u_i(\vec{r})$ на осредненную и флуктуационную составляющие, при однократном рассеянии примем под знаком интеграла в выражении (7) величину $\langle u_i(\vec{r}_1) \rangle = u^0(\vec{r}_1)$ и вынесем ее за знак интеграла. Отсюда

$$A_3 = \frac{k_l^2}{4\pi\rho\omega^2} (\rho\omega^2 - k_l^2 \langle c_{33} \rangle) a_3 \times \int_{V_c} \exp(-i\vec{k}_l \cdot \vec{r}_1) d^3\vec{r}_1, \quad (16)$$

$$B_3 = 0.$$

При одноосном растяжении распределение микротрещин хорошо известно – они ориентированы преимущественно вдоль оси образца l_i , а нормали ν_i к их граничным поверхностям подчиняются условию $\langle \nu_i l_i \rangle_{\Omega, a_c} = 0$ [12, с. 127]. Здесь усреднение производят с помощью текстурной функции распределения по ориентировкам микротрещин [11, с. 45]. При усталостных испытаниях упомянутое распределение и его эволюция во времени зависят от ряда факторов (см. [12, с. 442] и [13]), поэтому для упрощения расчетов примем, что микротрещины при плоском чистом изгибе преимущественно ориентированы параллельно осевой плоскости образца, нормали N_i которой удовлетворяет условию $\langle \nu_i N_i \rangle = 1$.

В длинноволновом приближении $k_l r_1 \ll 1$ сохраним в разложении $\exp(-i\vec{k}\vec{r}_1)$ первых два члена. Здесь $k_l r_1 \nu_j n_j^{(i)} = k_l r_1 \cos \Theta$; ν_j – единичный вектор нормали к границе микротрещины; Θ – угол между $n_j^{(i)}$ и ν_j . Из выражений (1), (14) – (16) окончательно получаем

$$\alpha_c = \frac{n^*}{8} g_{c1} (k_l a_c)^4 \pi h^2 = \frac{n^* \omega^4}{8c_l^4} g_{c1} \gamma_c V_c, \quad (17)$$

где

$$g_{c1} = 1 + \frac{\langle c_{33} \rangle^2}{\rho^2 c_l^4} - \frac{2\langle c_{33} \rangle}{\rho c_l^2}, \quad (18)$$

$V_c = \pi a_c^2 h$; γ_c – объемная доля микротрещин. Интеграл (16) в цилиндрической системе координат будет

$$\begin{aligned} I_l &= \int_0^{a_c} \int_0^h \int_0^{2\pi} \exp(-ik_l \rho \cos \Theta) \rho \cos \Theta \rho d\rho d\varphi dz = \\ &= 2\pi h \left\{ -\frac{1}{(k_l \cos \Theta)^2} + \left(\frac{1}{(k_l \cos \Theta)^2} - \frac{a_c}{ik_l \cos \Theta} \right) \exp(-ik_l a_c \cos \Theta) \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для нахождения асимптотического значения $\alpha_{c\infty}$ используем очевидные равенства:

$$\begin{aligned} \lim(\dots)^2 &= [\lim(\dots)]^2, \\ \lim_{k_l a_c \rightarrow \infty} \exp(-ik_l a_c) &= 0, \\ \lim_{k_l a_c \rightarrow \infty} [k_l a_c \exp(-ik_l a_c)] &= 0. \end{aligned}$$

В дальнейшем повторим принятый ход рассуждений:

$$P_{c\infty} = g_{c\infty} (\pi h^2), \quad (20)$$

где

$$g_{c\infty} = \frac{1}{\cos^4 \Theta} \left(1 - \frac{k_l^2 \langle c_{33} \rangle}{\rho \omega^2} \right). \quad (21)$$

В ультразвуковой дефектоскопии подробно исследовано рассеяние ультразвуковых волн на имитаторах реальных дефектов: диске, цилиндре, сфере, эллипсоиде и т.д. (см. [4, с. 46] и [14]), где определяющими являются зависимости амплитуды рассеянной волны $A_p = A_p(X, \Theta_{obs})$ и диаграммы направленности рассеянных волн $\Phi_I(X, \Theta_{obs})$ от каждого имитатора ($X = k_m a_c$), угол наблюдения Θ_{obs} – угол между направлением рассеяния $\vec{n}^{(s)}$ и ν_i . В каждом из этих случаев картина рассеяния, найденная с помощью волнового уравнения в соответствующей криволинейной системе (эллипсоидальной, цилиндрической и т.д.), сложна. В частности, для диска при $X < 4$ диаграмма Φ_d соответствует диаграмме точечного источника Φ_{ss} ; при больших X порядка $(10 \div 100)\Phi_d$ приближается к диаграмме бесконечной плоскости $\Phi_d \approx \delta(\theta - \Theta_{obs})$, где $\delta(\theta)$ дельта-функция Дирака. Для промежуточных значений X имеем $\Phi_d \approx \Phi_{ss} \Phi'$, где Φ' аппроксимируют функцией вида $\Phi' = \exp(-mX^2)$. Параметр m определяет угол раскрытия диаграммы. Кроме того, имеет место дифракция на краях. Для эллипсоидальных трещин наблюдается трансформация падающей волны в поперечную и рэлеевскую, обегание волн.

В этой работе будем считать диаграмму микротрещины ненаправленной: $\Phi_c = \Phi_{ss} \approx 1$. Вводим округлости на краях, что обеспечивает отсутствие дифракции на них, влиянием трансформации и обеганием волн пренебрегаем. Кроме того, в соотношении (1) необходимо, вообще говоря, проводить двойное усреднение по пространству – по ориентировкам распределения микротрещин относительно направления $\vec{n}^{(i)}$, а затем с учетом Φ_c отдельной микротрещины относительно направления рассеяния $\vec{n}^{(s)}$. Отсюда при однократном рассеянии получаем

$$\alpha_{c\infty} = \frac{1}{2} n^* g_{c\infty} (\pi h^2). \quad (22)$$

Исходя из многочисленных фотографий микротрещин [12] можно получить эмпирическое соотношение $h = t a_c = 0.03 \div 0.1 a_c$, где t – параметр формы. Для эллипсоидальных микротрещин в области образования магистральной трещины справедливо $a_c/h = 2 \div 5$ [12, с. 128].

Опыт показывает, что, в частности, при прозвучивании плоскопараллельных темплетов из алюминиевых сплавов при $\gamma_p \leq 2\%$ и толщине до 100 мм распределение пор может полностью устранить донный сигнал [5]. Очевидно, такой эффект

имеет место и для микротрещин и связан с воздействием многократного рассеяния на структурных несовершенствах (см. [4, с. 133] и [5]), в основном, на порах и микротрещинах. Поэтому определим влияние многократного рассеяния на α_c в асимптотическом приближении. Для двукратного рассеяния подставим $u_i = \langle u_i \rangle + u'_i$ под знак интеграла в выражении (7), где u'_i – флуктуационная составляющая вектора смещения, и повторим выкладки.

Анализ двукратного и трехкратного рассеяния приводит в выражении P к появлению сомножителя в форме бесконечного функционального степенного ряда:

$$P = \frac{4(\pi h^2)}{\cos^4 \Theta} \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{2^i} g_{i-1} [(k_l h)(k_l I_{\infty})]^i \right\}^2, \quad (23)$$

где

$$\lim |I_l| = I_{\infty}; \quad g_{i-1} = \sum_{j=1}^{i-1} q^j; \quad q = \frac{k_l^2 \langle c_{33} \rangle}{\rho \omega^2}.$$

Для металлов кубической симметрии $q \leq 1$. Ряд в фигурных скобках по признаку Даламбера [15, с. 352] сходится к сумме S , не превышающей сумму ряда

$$S_r = \sum_{i=1}^{\infty} c_i x^i = \sum_{i=1}^{\infty} (2^{-i}) [(k_l h)(k_l I_{\infty})]^i,$$

умноженного на функцию, ограниченную постоянной

$$p = \lim \sum_{j=1}^{\infty} q^j = \frac{1}{1-q}$$

($p \approx 5 \div 10$ для металлов кубической симметрии). Значение суммы оценивается как $S_r \approx 2 \div 3$, что не противоречит [5].

В реальных условиях статических и циклических испытаний поверхностная плотность микротрещин на изломе ρ_{mc} при одноосном растяжении является функцией E [12, с. 123]:

$$\rho_{mc} = \rho_{mc}^{(0)} \exp(E - E_0^{(mc)}), \quad (24)$$

$$\rho_{mc}^{(0)} = 5 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}, \quad E_0^{(mc)} = 0.7 \div 0.8.$$

Объемная плотность микротрещин n^* связана с ρ_{mc} соотношением

$$n^* = (\rho_{mc}^{1/2})^3. \quad (25)$$

Экспериментальные значения α_g при $\bar{D} = 20 \div 50 \text{ мкм}$ и $f = 6 \div 10 \text{ МГц}$ [16] лежат в

интервале $43 \div 550 \text{ м}^{-1}$ для широкого диапазона марок углеродистых и легированных сталей. При усталостных испытаниях стальных образцов для тех же \bar{D} и f имеем $\alpha_g = 50 \div 60 \text{ м}^{-1}$ [1]. Из условия $\alpha_{c\infty} \geq \alpha_g$, а также формул (1), (14), (17) можно оценить предельное значение a_c , при котором $\alpha_{c\infty}$, α_{fr} , α_g близки по величине:

$$a_c = \sqrt{\frac{\alpha_g}{n^* g_{c\infty} \pi t}}. \quad (26)$$

При одноосном растяжении $a_c = 2 \div 20 \text{ мкм}$, где учтена вариация параметра t .

В заключение отметим, что сравнение α_g и α_c проводилось нами без учета рассеяния на границах инфрафрагментов [12] и влияния на рассеяние текстуры (коллективных мод пластичности). Аналогичное рассмотрение рассеяния поперечных и рэлеевских волн при усталостных испытаниях выходит за рамки данной работы.

ВЫВОДЫ

1. Использованный в работе метод интегральных уравнений является более простым и менее громоздким по сравнению с методом сферических гармоник и его модификациями.
2. На акустической кривой усталости (см. рисунок) после минимума имеет место начало интенсивного роста. Последующий ее участок ab , по-видимому, соответствует влиянию микронесплошностей (пор, микротрещин). К такому же выводу пришли авторы исследования [2], где получена акустическая кривая усталости, подобная приведенной в [1]. Отметим, что в [2] значения акустических характеристик на всех участках кривой подтверждены данными просвечивающей электронной микроскопии и акустической эмиссии.
3. Распределение микронесплошностей вносит наибольший вклад в затухание ультразвуковых волн, по сравнению с рассеянием на границах зерен, фрагментов и поглощением на дислокационных структурах без учета влияния инфрафрагментов и текстуры. Однако насколько велико это превышение, можно узнать только из опыта. Судя по немногочисленным известным данным, оно составляет не более $50 \div 100 \%$.
4. Размер микротрещин, отвечающий началу их объединения при одноосном растяжении – $3 \div 5 \text{ мкм}$ [12, с. 134] – находится в пределах расчетной вилки $2 \div 20 \text{ мкм}$.

5. Из расчета следует, что многократное рассеяние является существенным фактором – его влияние на порядок превышает влияние однократного рассеяния.
6. Зависимость среднего полного сечения рассеяния отдельной микротрещины от параметра $kl a_c$ состоит из двух ветвей: восходящей по закону $\sim (kl a_c)^4$, и слабо растущей – от $\sim (kl a_c)^2$ к асимптотическому значению. Это не противоречит акустической кривой усталости.
7. При статических и усталостных испытаниях имеет место эволюция дислокационных структур, приводящая к первичной фрагментации до образования микротрещин (а затем и вторичной наноструктуры в процессе роста и объединения микротрещин), а также эволюция распределения микронесплошностей путем изменения формы и размеров [9, 12, 13]. Плотность микротрещин и пор велика и растет в диапазоне $10^{10} \div 10^{14} \text{ м}^{-1}$ [9, 12]. Такое распределение можно рассматривать как новую фазу, а ее влияние на характер эхосигнала хорошо известно [4, 5, 14].
8. Заметим, что акустическая кривая усталости (впервые получена И. Н. Ермоловым и его школой в конце 1980-ых гг. [17]) использует рассеянные от границ зерен, фрагментов и микронесплошностей эхосигналы как полезный сигнал, по которому можно судить о том, на каком этапе эволюции находится эксплуатируемое изделие. Такой подход позволяет оперативно вмешаться в работу изделия и заменить его до появления магистральной трещины.
1. Бусов В. Л., Шермергор Т. Д. Рассеяние ультразвуковых волн в поликристаллах при развитой пластической деформации на стадии фрагментации // Физ. техн. выс. давл.– 2002.– 12, N 1.– С. 60–70.
2. Hirotsugu O., Yoshikiyo M., Masahiko H. Acoustic study of dislocation rearrangement at later stages of fatigue. Noncontact prediction of remaining life // J. Appl. Phys.– 2002.– 91, N 4.– P. 1849–1854.
3. Бусов В. Л. Поглощение ультразвуковых волн в пластически деформированных поликристаллах // Физ. техн. выс. давл.– 2005.– 15, N 1.– С. 112–120.
4. Ермолов И. Н., Алешин Н. П., Потапов А. И. Неразрушающий контроль.– Акустические методы контроля. Кн.2 / Под. ред. В. В. Сухорукова.– М.: Высшая школа, 1991.– 283 с.
5. Завьялова Н. С. Исследование влияния неоднородностей структуры на акустические характеристики алюминиевых сплавов и разработка неразрушающего метода контроля пористости в слитках / Автореф. дис. канд. техн. наук.– М., 1981.
6. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела.– М.: Мир, 1972.– 307 с.
7. Gubernatis I. E., Domany E., Krumhansl I. A. Formal aspects of the theory of scattering of ultrasound by flows in elastic materials // J. Appl. Phys.– 1977.– 48, N 7.– P. 2804–2811.
8. Kroner E. Bounds for effective elastic module of disordered materials // J. Mech. Phys. Solids.– 1977.– 25.– P. 137–155.
9. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов.– М.: Металлургия, 1984.– 280 с.
10. Чернявский К. С. Стереология в металловедении.– М.: Металлургия, 1977.– 279 с.
11. Шермергор Т. Д. Теория упругости микронеспоодных сред.– М.: Наука, 1977.– 400 с.
12. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.– М.: Металлургия, 1986.– 224 с.
13. Коцаньда С. Усталостное растрескивание металлов.– М.: Металлургия, 1990.– 622 с.
14. Методы акустического контроля металлов / Под ред. Н. П. Алешина.– М.: Машиностроение, 1989.– 456 с.
15. Будаков Б. Н., Фомин С. В. Кратные интегралы и ряды.– М.: Наука, 1967.– 607 с.
16. Федорова Л. Р. Неразрушающий метод контроля структуры металлических изделий с помощью ультразвуковых колебаний повышенной мощности // Контроль надежности изделий с помощью ультразвука.– Харьков: Тр. ХАИ, 1964.– С. 13.
17. Рыбник А. А., Ермолов И. Н. // Тр. ЦНИИТМАШ.– 1981.– 165.– С. 42.