

PACS: 62.20.Fe, 62.80.+f

В.Л. Бусов

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛАХ

Донбасская государственная машиностроительная академия
ул. Шкадинова, 72, г. Краматорск, 84313, Украина

Для пластически деформированных поликристаллов ГЦК-, ОЦК- и ГПУ-металлов и сплавов выполнен расчет коэффициента поглощения ультразвуковых волн (УЗВ) на всех этапах эволюции дислокационных структур, включая однородную фрагментацию. Показано, что для ГЦК- и ОЦК-металлов на акустической кривой упругости (зависимости коэффициента затухания от числа циклов) возможно появление минимума.

Введение

Известно, что коэффициент затухания УЗВ α_d в поликристаллах определяется суммой коэффициентов рассеяния α_s и поглощения α_{ab} . В [1] рассмотрено рассеяние УЗВ в фрагментированных поликристаллах на границах зерен деформационного происхождения. Поглощение УЗВ определяется суммой вкладов от: термоупругого эффекта, дислокационного трения, магнитоупругого взаимодействия, взаимодействия с электронами проводимости и колебаниями решетки и т.д. [2,3]. В условиях пластической деформации (ПД) ϵ^{pl} основным вкладом поглощения, зависящим от $\langle \hat{\epsilon}^{pl} \rangle_V = \hat{E}$, является дислокационное поглощение – потери на трение при колебаниях дислокационных сегментов в поле распространяющейся упругой волны. В качестве элементов закрепления могут быть примесные атомы и пересечения подвижных дислокаций при множественном скольжении [4], приводящие к образованию дислокационной сетки.

За последние десять лет зависимость α_{ab} от ПД в мегагерцевом диапазоне УЗВ рассматривали только на ранних стадиях деформации для моно- [5] и поликристаллических [6] образцов чистых металлов. Основное внимание было уделено зависимости полного затухания α_d и скорости распространения УЗВ от ПД во всем диапазоне значений деформаций вплоть до разрушения [7–9]. В данной работе рассмотрено поглощение УЗВ в образцах, подвергаемых цикли-

ческому нагружению $f_n = 10\text{--}100$ Hz с амплитудой деформации $\varepsilon_a^{\text{ext}} = (0.5\text{--}4) \cdot 10^{-3}$ в условиях плоского чистого изгиба и симметричного цикла испытаний. При эксклюзивном воздействии деформационной волны с частотой f_n и амплитудой деформации $\varepsilon^{\text{ext}} < \varepsilon_l$ (см. приложение, для железа $\varepsilon_l \approx 7.67 \cdot 10^{-4}$) элементами закрепления колеблющихся сегментов являются примесные атомы, а при $\varepsilon_l < \varepsilon^{\text{ext}} < \varepsilon_a^{\text{ext}}$ – узлы дислокационной сетки. Характер аналогичных потерь УЗВ является резонансным при $\varepsilon^{\text{ext}} < \varepsilon_l$, где длина сегментов L_s равна среднему расстоянию между примесными атомами L_c , и при $\varepsilon_l < \varepsilon < \varepsilon_a^{\text{ext}}$, где L_s равна расстоянию между узлами дислокационной сетки L_N [3].

Представляет интерес для пластически деформированных поликристаллов различных металлов и сплавов в условиях циклических испытаний произвести расчеты α_{ab} во всем диапазоне значений E , включая область однородной фрагментации, в интервале частот $10^6\text{--}10^7$ Hz вблизи максимума механического спектра поглощения [2,10].

Теоретическая модель

В струнной модели [2,3] выражение α_{ab} имеет вид:

$$\alpha_{\text{ab}} = aN \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 F(\omega) d \Lambda L^2. \quad (1)$$

Здесь a – числовой коэффициент, $a = 8.686$;

$$N = \frac{2(1-\nu)}{c_p \pi^3} \quad (2)$$

(где ν – коэффициент Пуассона, c_p – скорость распространения УЗВ ($p = l, t$) в поликристаллах); Λ – плотность дислокаций, cm^{-2} ; $\omega = 2\pi f_U$, $f_U = 10^7$ Hz; ω_0 – собственная частота колебаний сегмента,

$$\omega_0 = \frac{1}{L} \left[\frac{2G}{\rho(1-\nu)} \right]^{1/2} \quad (3)$$

(где G – модуль сдвига, ρ – плотность материала);

$$F(\omega) = \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \left(\frac{d}{\omega_0} \right)^2 \right\}^{-1} \quad (4)$$

(где d – величина демпфирования,

$$d = \frac{B}{\pi \rho b^2}, \quad (5)$$

B – коэффициент динамического торможения, P (пуаз); b – величина вектора Бюргерса).

Эта теория удовлетворяет эксперименту при значениях B в пределах 0.05–0.8 мР и длине сегментов $L_s = 10^{-5}$ – 10^{-7} м [3]. Из выражений (1)–(5) ясно, что все параметры, за исключением Λ и $L_s \equiv L$, остаются неизменными в процессе ПД. Приведем экспериментальные результаты, отражающие зависимость Λ и L от E для четырех основных этапов эволюции дислокационных структур [11]:

1. Однородное распределение дислокаций. Плотность Λ меняется в пределах от 10^6 до 10^8 см⁻².

2. Образование клубковых дислокационных структур (жгуты, клубки, косы, кластеры и т.п.). Плотность Λ меняется в диапазоне 10^8 – 10^{10} см⁻².

3. Формирование ячеистой структуры с углами разориентировки $\approx 0.1^\circ$. Внутри ячеек размером 0.1–1.5 $\mu\text{м}$ дислокации равномерно распределены с плотностью $\Lambda \approx 10^{11}$ см⁻². Внутри стенок ячеек толщиной $t = 0.01$ – 0.1 $\mu\text{м}$ равномерность распределения сохраняется, но Λ в несколько раз больше.

4. Формирование однородной фрагментированной структуры. Внутри фрагментов имеет место однородное распределение дислокаций. Плотность Λ зависит от типа кристаллической решетки: для ГЦК-металлов она снижается по отношению к ячеистой структуре до $\sim 10^{10}$ см⁻², для ОЦК-металлов Λ не превышает $\sim 10^9$ см⁻², для ГПУ-металлов значения Λ занимают промежуточное положение.

В.В. Рыбин выявил характер эволюции структурных состояний в процессе ПД: «каждое последующее структурное состояние (однородное распределение дислокаций, ячейки, фрагменты) зарождается в недрах предыдущего ... лишь после того, как последнее завершит свое эволюционное развитие и стабилизируется» [11, с. 57]. Следуя сказанному, предположим, что дислокационная сетка является пространственной и кубической, а длина L_N может быть найдена через среднее расстояние r между однородно распределенными дислокациями [11]:

$$L_x = L_y = L_z = r, \quad r \approx \Lambda^{-1/2}. \quad (6)$$

Коэффициент динамического торможения B подробно рассмотрен в [12, с. 265]. Его значения, измеренные по подвижности индивидуальных дислокаций, составляют (в мР) 0.17–0.7 (для Cu), 0.19–0.26 (Al), 0.4 (Zn); измеренные по амплитудно-независимому внутреннему трению – 0.12–0.85 (Cu), 1.7–3.1 (Al), 0.37 (Pb). Для металлов с ОЦК-решеткой произведем оценку по кривым подвижности индивидуальных дислокаций из соотношения

$$B = \lim_{\sigma \rightarrow \infty} \frac{b\sigma}{v(\sigma)}, \quad (7)$$

где σ – приложенное напряжение, v – скорость движения индивидуальных дислокаций. Для молибдена $B_{Mo} \approx 1.77$ мР [13, с. 53], для железа $B_{Fe} \approx 1.62$ мР [12, с. 233].

Подставим (6) в (1) и придем к следующей зависимости α_{ab} от Λ :

$$\alpha_{ab} = mF(\omega, \omega_0(\Lambda))\Lambda^{-1}. \quad (8)$$

В работе использованы табличные значения G , ν , ρ , c_l , c_t , b [14] (в струнной модели дефекты модуля Δ_G и скорости Δ_c принимаются малыми [2], и зависимостями $G(\omega)$, $\nu(\omega)$ в расчете пренебрегаем). Для Cu, Al, Zn, Pb, Fe, Mo значения m приведены в таблице.

Таблица

Металл	$(m_l \cdot 10^{16})^*$	$(m_t \cdot 10^{16})^*$
Al	0.223–2.232	0.454–4.537
Cu	0.192–0.958	0.398–1.992
Fe	1.703	3.084
Mo	0.334	0.628
Pb	2.686	8.287
Mg**	3.333	6.306
Zn***	0.337	0.657

*Коэффициенты m_l и m_t для продольных и поперечных волн.

**Для Mg и Zn принимается $\nu = 0.3$.

***Для Zn взято расчетное значение $G = c_{11} - c_{12}/2$ [10].

Результаты расчета

1. Металлы с ГЦК-решеткой

До появления дислокационных сеток сегменты длиной L_c определяют значение коэффициента поглощения УЗВ исходного поликристалла α_{ab}^{in} . На второй и третьей стадиях кривой упрочнения ПД поликристаллов осуществляется по нескольким системам скольжения, что приводит к объемным дислокационным сеткам. Если исходное состояние – отожженный поликристалл, то сетки возможны, начиная с образования клубковых структур – второго этапа эволюции и в течение последующих этапов. Опишем предполагаемый ход изменения α_{ab} с помощью (6).

На втором этапе α_{ab} возрастает от α_{ab}^{in} до значений 222.38–3304.0 m^{-1} (для Al) и 191.78–1916.2 m^{-1} (для Cu), а затем монотонно убывает соответственно до 2.23–45.37 m^{-1} и 1.92–19.92 m^{-1} в результате формирования ячеистой структуры. Согласно утверждению [11, с. 4] на этапе образования однородной фрагментированной структуры α_{ab} определяется выражением

$$\alpha_{ab} = f_1\alpha_1 + f_2\alpha_2, \quad (9)$$

где f_1 , α_1 , и f_2 , α_2 – объемные доли и коэффициенты поглощения ячеистой и фрагментированной структур соответственно. На данном этапе f_2 изменяется

в диапазоне 0.1–0.3 и α_2 монотонно растет до 22.32–451.98 m^{-1} (Al) и 19.16–199.12 m^{-1} (Cu) в зависимости от B и типа падающей волны (l, t).

2. Металлы с ГПУ-решеткой

Особенности ПД поликристаллов Zn, Mg, Pb известны [15–17]:

1. ПД по одной системе скольжения всегда осуществляется совместно с поворотом зерна как целого и в приграничных зонах (зонах стесненной деформации) путем межзеренного проскальзывания. Фрагментация как аккомодационный процесс сосредоточена в тех же приграничных зонах, причем $f_2 \approx 0.01–0.1$ [16,17].

2. Повороты зерен обуславливают возникновение мелких трещин практически с самого начала циклирования. Согласно (6) и (9) на этапе однородной фрагментации $\alpha_{\text{аб}}$ составляет 8.42–259.81 m^{-1} (Pb), 9.93–187.9 m^{-1} (Mg) и 1.06–20.8 m^{-1} (Zn).

3. Металлы с ОЦК-решеткой

Механизм ПД и характер эволюции дислокационных структур для ОЦК-металлов такие же, как и для ГЦК-металлов. Для расчета $\alpha_{\text{аб}}$ используем выражения (6) и (9). Значения $\alpha_{\text{аб}}$ составят на данном этапе 444.4–804.3 m^{-1} (Fe) и 99.53–186.88 m^{-1} (Mo) при $f_2 = 0.3$ для обоих типов волн.

4. Сплавы

В настоящей работе ограничимся сталями после закалки и отпуска. В закаленных сталях при одноосном растяжении образование фрагментированной структуры происходит без формирования ячеистой [11, с. 74]. Плотность Λ монотонно возрастает от $\sim 1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (при относительном сужении $\psi = 0$) до $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (при $\psi = 0.55$). Ясно, что потерями на дислокационное трение для этих сталей можно пренебречь. Известно [18, с. 158], что при отпуске сталей при температурах от 100 до 400°C плотность дислокаций снижается до $10^{10}–10^{11} \text{ cm}^{-2}$, а при температурах от 400 до 700°C – еще на порядок: до 10^9 cm^{-2} . Анализ показывает, что при усталостных испытаниях отпущенных стальных образцов на первых трех этапах эволюции $\alpha_{\text{аб}}$ снижается от 880.56–1595.21 m^{-1} до 9.2–16.7 m^{-1} , а на этапе фрагментации – возрастает к величине $\alpha_{\text{аб}}^{\text{ин}} f_2$.

В заключение определим влияние других видов потерь на поглощение УЗВ [2,3,19]:

1. Термоупругие потери в металлах для продольных волн при $f_U = 10^7 \text{ Hz}$ порядка 0.01–0.54 m^{-1} (для Pb 2.5 m^{-1}). Для поперечных волн эти потери отсутствуют.

2. Взаимодействие упругих волн с электронной подсистемой становится заметным при температурах ниже 10 К [2,3].

3. При комнатной температуре и в диапазоне частот $< 10^8$ Hz затухание упругих волн является практически температурно-независимым [3, с. 218].

4. Экспериментальные данные о влиянии большой ПД, в частности фрагментации, на магнитоупругое взаимодействие в литературе отсутствуют, но отмечается [19, с. 119], что доменная магнитная структура в кремнистом железе претерпевает существенные изменения, вызванные циклическим нагружением.

Обсуждение результатов и выводы

Сравним расчетные значения α_{ab} , полученные для пластически деформированных поликристаллов вышеназванных металлов и сплавов, с экспериментальными значениями α_s [20,21] недеформированных поликристаллов при средней величине зерен $D = 30\text{--}60 \mu\text{m}$ и $f_U = 10^7$ Hz. Определим совместное влияние рассеяния и поглощения на характер теоретической акустической кривой усталости [1] – зависимости α_d от числа циклов N_c .

1. На первом этапе эволюции дислокационных структур поглощение вызвано колебаниями дислокационных сегментов на примесных атомах и $\alpha_{ab} \ll \alpha_s$ для всех металлов, кроме Mg.

2. На втором этапе для отожженных ГЦК- и ОЦК-металлов α_{ab} испытывает положительный скачок $[\alpha_{ab}] < \alpha_s$. Для ГПУ-металлов дислокационные сетки не возникают, и $\alpha_d(N_c)$ вырождается в плато (отсутствие скачка): а) при комнатной температуре для Pb; б) при 100–200°C и выше – для Mg и Zn.

3. На третьем этапе ячеистой структуры соотношение $\alpha_{ab} \ll \alpha_s$ имеет место для всех без исключения металлов.

4. На этапе однородной фрагментированной структуры рассеяние и дислокационное поглощение как составляющие затухания являются противоположно направленными, конкурирующими факторами. Если согласно [1] α_s снижается в 1.5–2.6 раза, то α_{ab} возрастает на один-два порядка. Для ГЦК- и ОЦК-металлов рост α_{ab} в основном определяется значениями динамического торможения B и объемной доли f_2 . Для этих металлов совместное влияние α_s и α_{ab} может привести либо к выходу на плато, либо к появлению минимума на $\alpha_d(N_c)$. Существование нескольких форм акустической кривой усталости может быть вызвано относительно большим разбросом B вследствие различных причин: неоднородного распределения дислокаций леса по объему образца, экспериментальными погрешностями и т.д. Форма минимума $\alpha_d(N_c)$ определяется, по-видимому, также степенью силового воздействия. Для ГПУ-металлов, в частности для Pb, влияние дислокационного поглощения на порядок превышает термоупругие потери (данные о α_s для Pb и Zn в литературе отсутствуют); для Mg значения α_{ab} и α_s [20] – величины одного порядка, что может привести к существованию минимума на акустической кривой усталости.

5. Для сталей важную роль играет исходная структура. Для закаленных сталей влияние α_{ab} на характер акустической кривой усталости незначительно. Для отпущенных сталей на первых трех этапах эволюции имеет место монотонное снижение α_{ab} на один-два порядка, на этапе однородной фрагментации – возврат к значению $\alpha_{ab}^{in} f_2$.

Приложение

Рассмотрим влияние примесных атомов на дислокационное поглощение УЗВ, в частности атомов углерода в α -Fe, при вышеуказанных значениях силовых и частотных характеристик и комнатной температуре. Примесные атомы и сегменты дислокационной сетки являются потенциальными барьерами для подвижных дислокаций. Оценим степень их воздействия на подвижные дислокации с помощью среднего времени термически активируемого преодоления барьера τ_{ac} [11, с. 161]:

$$\tau_{ac} = \tau_0 \exp\left(\frac{U(\sigma)}{kT}\right), \quad (П.1)$$

где $\tau_0 = f_d^{-1}$ (f_d – частота колебаний дислокаций под действием теплового движения атомов, $f_d \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$ [15, с. 137]);

$$U(\sigma) = U_0 - \sigma b \Delta x L_a, \quad (П.2)$$

U_0 – высота потенциального барьера,

$$U_0 = \int_{-\infty}^{\infty} F(x) dx, \quad (П.3)$$

$F(x)$ – сила взаимодействия как функция расстояния x вдоль направления l_i в плоскости скольжения с нормалью n_j ; σ – величина сдвигового напряжения в системе скольжения (l_i, n_j) ,

$$\sigma = l_i (\sigma_{ij}^{ext} + \sigma_{ij}^U) n_j, \quad (П.4)$$

где σ_{ij}^{ext} – тензор внешнего силового напряжения; $\sigma_{12}^{ext} = \sigma_{21}^{ext} = (0.5-4) \cdot 10^{-3} G$; σ_{ij}^U – тензор напряжения, возникающего в УЗВ; при жидкостной связи пьезопреобразователя с образцом амплитудное значение $\sigma_a^U \sim P_U$, где P_U – амплитуда звукового давления в жидкости, $P_U = \rho_w c_w \omega_U u_0$, u_0 – амплитуда смещения частиц, $u_0 = 1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ [22, с. 30]; $P_U \approx 10^3 \text{ N/m}^2$; Δx – ширина энергетического барьера; L_a – длина отрезка дислокации, принимающего участие в активации.

Для примесных атомов U_0 равна энергии взаимодействия атомов углерода или азота с дислокацией, $U_0 \approx 0.55 \text{ eV}$ [15, с. 133]; $G_{Fe} = 4.8 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ [14, с. 37];

$$L_a = \Delta x = 3b = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ м}; \sigma_a^U \approx \left(\frac{\rho_{\text{Fe}} c_{\text{Fe}} P_U^2}{\rho_w c_w} \right)^{1/2} = 4.15 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^2; \sigma_a^U \approx 10^{-7} G,$$

где $c_{\text{Fe}} \equiv c_t = 3.23 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ [14], $\rho_{\text{Fe}} = 7.87 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ [14] и $\sigma b \Delta x L_a = 0.675 \text{ эВ}$, $kT = 2.53 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$. Отсюда из (П.1) $\tau_{\text{ac}} \approx 7.43 \cdot 10^{-14} \text{ с}$. Аналогично для атомов Cu, растворенных в матрице Al, Al – в Cu, Mg и Zn значения $U_0 \sim 0.1\text{--}0.3 \text{ эВ}$ [15, с. 133] и величины τ_{ac} малы по сравнению с τ_0 .

В отношении вакансий отметим, что радиальные смещения вокруг внедренного атома примерно в 6 раз больше, чем вокруг вакансии [4, с. 181], и энергия взаимодействия дислокации с вакансией $W_i = U_0 \leq 0.015 \text{ эВ}$, т.е. влиянием вакансий можно пренебречь.

Для пересечений дислокаций U_0 определяется суммой W_c и W_{ef} , где W_c – энергия взаимодействия ядер дислокаций, $W_c \approx aGb^3$, $a = 0.1\text{--}0.2$ [4, с. 248], например для железа $W_c \approx 7.49 \text{ эВ}$; энергия взаимодействия упругих полей дислокаций W_{ef} зависит от типа дислокаций, образующих сетку, характера пересечений (от притягивающихся или отталкивающихся соединений), углов встречи дислокаций, пересекающихся плоскостей и т.д. [4, с. 200]. Энергия W_{ef} может изменяться от нуля до значений порядка $\pm \frac{1}{2} Gb^2 L_a$. При $L_a = 20\text{--}100 \text{ \AA}$, $\max |W_{ef}| \approx 83 \text{ эВ}$, при $\Delta x > 20b$, $\sigma b \Delta x L_a \approx 6.7\text{--}13.4 \text{ эВ}$. При $W_{ef} = 0$ и $U(\sigma) > 0.24 \text{ эВ}$, где $\sigma \geq 2.24 \cdot 10^{-3} G$ время активации $\tau_{\text{ac}} \sim T_0$, где T_0 – период УЗВ.

Из соотношения

$$\exp\left(\frac{U(\sigma)}{kT}\right) \geq 10^5, \quad (\text{П.5})$$

при котором $\tau_{\text{ac}} \ll T_0$, найдем предельное значение $|\sigma_l|$, ниже которого не происходит отрыв подвижных дислокаций от атомов углерода или азота: $\sigma_l \approx \varepsilon_l G = 7.67 \cdot 10^{-4} G$, и длина колеблющихся сегментов резко сокращается до значений $r \approx \frac{a}{1/c^3}$, [15, с. 155], где r – расстояние между атомами углеро-

да в решетке, c – объемное содержание углерода, a – параметр решетки. При $c = 0.1\text{--}0.15\%$ значение $r \approx 3a$. Отметим, что в данном расчете влиянием известных атмосфер примесей и корреляционных эффектов между примесными атомами (образование зон) при циклических испытаниях пренебрегаем.

1. В.Л. Бусов, Т.Д. Шермергор, ФТВД **12**, № 1, 60 (2002).
2. В.С. Постников, Внутреннее трение в металлах, Металлургия, Москва (1969).
3. Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, Ультразвуковые методы в физике твердого тела, Мир, Москва (1972).
4. Л.И. Миркин, Физические основы прочности и пластичности (введение в теорию дислокаций), Изд-во МГУ, Москва (1968).

5. *A.J. Eiras Jose*, Alloys and Compounds **310**, 68 (2000).
6. *S. Hagayoshi, O. Hirotsugu, H. Masahiko*, J. Jap. Inst. Met. **62**, 820 (1998).
7. *Б.С. Семухин, К.И. Бушмелева, А.Б. Зуев*, Металлофизика и новейшие технологии **20**, № 5, 68 (1998).
8. *С.В. Коновалов, С.Н. Горлова, О.С. Лейкина, О.В. Соснин, В.В. Целлермайер, В.Е. Громов*, в сб.: Материалы 3-й Всероссийской научно-технической конференции «Новые химические технологии: производство и применение», Пенза (2000), с. 25–26.
9. *O. Hirotsugu, M. Yoshikiyo, H. Masahiko*, J. Appl. Phys. **91**, 1849 (2002).
10. *Л.А. Шувалов, А.А. Урусовская, И.С. Желудев и др.*, Современная кристаллография. В 4 т. Т. 4. Физические свойства кристаллов, Наука, Москва (1981).
11. *В.В. Рыбин*, Большие пластические деформации и разрушение металлов, Металлургия, Москва (1986).
12. *В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом*, в сб.: Динамика дислокаций, Наукова думка, Киев (1975).
13. *Е.Б. Лейко, Э.М. Надгорный*, в сб.: Динамика дислокаций, Наукова думка, Киев (1975).
14. *Таблицы физических величин*, Справочник, И.К. Кикоин (ред.), Атомиздат, Москва (1976).
15. *Р. Хоникомб*, Пластическая деформация металлов, Мир, Москва (1972).
16. *В.Е. Панин, Т.Ф. Елсукова*, в сб.: Синергетика и усталостные разрушения металлов, В.С. Иванова (ред.), Наука, Москва (1989).
17. *В.Е. Панин, В.А. Лихачев, Ю.В. Гриняев*, Структурные уровни деформации твердых тел, Наука, Новосибирск (1985).
18. *Г.В. Курдюмов, Л.М. Утевский, Р.И. Энтин*, Превращения в железе и стали, Наука, Москва (1977).
19. *С. Коцаньда*, Усталостное растрескивание металлов, Металлургия, Москва (1990).
20. *Л.Г. Меркулов*, Изв. ЛЭТИ **31**, 4 (1957).
21. *Л.Р. Федорова*, в сб.: Контроль надежности изделий с помощью ультразвука, Труды Харьковского авиационного института, Киев (1964).
22. *И.Н. Ермолов, Н.П. Алешин, А.И. Потапов*, Неразрушающий контроль. Акустические методы. Кн. 2, Высшая школа, Москва (1991).

V.L. Busov

ABSORPTION OF SUPERSONIC WAVES IN PLASTICALLY DEFORMED POLYCRYSTALS

Coefficient of the supersonic wave absorption has been calculated for plastically deformed polycrystals of BCC, FCC, FCP metals and alloys at all stages of dislocation-structure evolution, including the uniform fragmentation. It is shown that in the case of FCC and BCC metals a minimum may occur on the acoustic curve of fatigue (the dependence of attenuation factor on the number of cycles).