05.1

ДИНАМИКА ПЛАСТИЧЕСКИХ ПОВОРОТОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.Л.Попов

В последнее время были получены экспериментальные данные, свидетельствующие о наличии процессов кристаллографических разворотов при прохождении упругопластических волн через кристаллическую среду. Покажем, что интерпретация этих экспериментов может быть дана на основе динамической калибровочной теории кристаллических сред с дефектами, развитой в работах Эделена с соавторами [2–4] и обобщенной автором совместно с Н.В.Чертовой в [5,6] с учетом процессов диссипации энергии. В случае "пластически несжимаемой" среды нами ранее было показано [6], что в длинноволновом пределе динамика пластических поворотов ω_{ij} (антисимметричной части тензора пластической дисторсии β_{ij}) оказывается независимой от динамики пластических деформаций ε_{ij} (симметричной части тензора пластической дисторсии). Это позволяет детальнее проследить отдельно за динамикой пластических поворотов. Последняя полностью определяется лагранжианом дефектов L' [2–4]:

$$L' = \int dV \left\{ \frac{B}{2}\dot{\beta}_{km}\dot{\beta}_{km} - \frac{C}{2}\alpha_{km}\alpha_{km} \right\}, \tag{1}$$

где

$$\alpha_{km} = e_{ijk}\frac{\partial \beta_{jm}}{\partial x_i} \tag{2}$$

— тензор плотности дислокаций, e_{ijk} — тензор Леви–Чивиты, B и C — константы материала, имеющие физический смысл соответственно эффективной массы и конфигурационной энергии единицы длины дислокационной линии. Диссипация энергии может быть описана с помощью диссипативной функции, квадратичной по потокам дефектов $\dot{\beta}_{ik}$:

$$R = \int \eta \dot{\beta}_{ik}\dot{\beta}_{ik} dV. \tag{3}$$

Здесь η — коэффициент динамичечкой вязкости среды.

Определим вектор пластического поворота $\omega_{ik} = \frac{1}{2}(\beta_{jk} - \beta_{kj})$ согласно

$$\Omega_i = \frac{1}{2} e_{ijk}\omega_{jk}. \tag{4}$$

Введем далее тензор изгиба-кручения в среде:

$$\varkappa_{ki} = \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k}. \tag{5}$$

В терминах вектора $\boldsymbol{\Omega}$ и тензора $\varkappa_{ki}$ лагранжиан L' и диссипативная функция запишутся в виде

$$L' = \int dV \left\{ B\dot{\boldsymbol{\Omega}}^2 - \frac{C}{2}\left(\varkappa_{km}\varkappa_{km} + \varkappa_{ii}\varkappa_{jj}\right)\right\}, \tag{6}$$

$$R = \int 2\eta\dot{\boldsymbol{\Omega}}^2 dV. \tag{7}$$

Из лагранжиана (6) с учетом диссипативных сил, описываемых R, следует динамическое уравнение

$$B\ddot{\boldsymbol{\Omega}} - \frac{C}{2}\left(\Delta\boldsymbol{\Omega} + \nabla \operatorname{div}\boldsymbol{\Omega}\right) + 2\eta\dot{\boldsymbol{\Omega}} = 0. \tag{8}$$

Закон дисперсии этого уравнения имеет три ветви — одну для продольных поворотов ($\boldsymbol{\Omega} \parallel$ K, K — волновой вектор):

$$\omega_1 = -\frac{\eta}{B}i \pm \sqrt{\frac{C}{2B}k^2 - \frac{\eta^2}{B_2}} \tag{9}$$

и две идентичных для поперечных поворотов ($\boldsymbol{\Omega} \perp$ K):

$$\omega_{2,3} = -\frac{\eta}{B}i \pm \sqrt{\frac{3}{2}\frac{C}{B}k^2 - \frac{\eta^2}{B^2}}. \tag{10}$$

Как видим, на малых масштабах

$$l \ll l_0 = \frac{\sqrt{BC}}{\eta} \tag{11}$$

динамика поворотов носит колебательный характер, а на больших релаксационный. На больших масштабах уравнение (8) переходит в уравнение диффузионного типа

$$2\eta\dot{\boldsymbol{\Omega}} = \frac{C}{2}\left(\Delta\boldsymbol{\Omega} + \nabla \operatorname{div}\boldsymbol{\Omega}\right), \tag{12}$$

описывающее медленный процесс релаксации среды к состоянию с $\boldsymbol{\Omega} = 0$, то есть не что иное, как процесс рекристаллизации.

Таким образом, на больших масштабах динамика пластических поворотов носит диффузитонный характер, а на малых — волновой. Эти волны пластических поворотов быстро затухают. Однако при отражении упругопластических волн от поверхности образца или границы раздела, вообще говоря, возбуждаются все степени свободы упругопластического континуума, в том числе и волны пластичсеких поворотов. Кристаллографические развороты, таким образом, должны наблюдаться вблизи свободных поверхностей, а также границ раздела фаз в гетерофазных материалах. Экспериментальные исследования подтверждают [1], что наличие неоднородной структуры является необходимым условием наблюдения динамических ротаций в объеме материала.

Список литературы

[1] *Мещеряков Ю.И., Атрошенко С.А.* // Изв. вузов. Физика. 1992. Вып. 4. С. 105–123.
[2] *Kadic A., Edelen D.G.B.* A gauge theory of dislocations and disclinations. Heidelberg: Springer, 1983. 168 p.
[3] *Edelen D.G.B., Lagoudas D.C.* Gauge theory and defects in solids. Amsterdam: North-Holland, 1988.
[4] *Lagoudas D.C., Edelen D.G.B.* // Int. J. Engng. Sci. 1989. V. 27. P. 411–431.
[5] *Popov V.L., Tshertova N.V.* // Int. J. Engng. Sci. 1992. V. 30. P. 335–340.
[6] *Попов В.Л., Чертова Н.В.* // Изв. вузов. Физика. 1992. № 4. С. 81–93.

Институт физики
прочности материаловедения
СО РАН,
Томск

Поступило в Редакцию
4 июня 1993 г.