

Рис. 3. Зависимость вибропроницаемости воздушной щели от q_1 , при заполнении ее различными материалами и при $z > z_0$; $n_1 = 0,5$; $n_3 = 0,1$; $\rho_1 = 1700 \text{ кг/м}^3$; 1 - $n_2 = 2$; $\rho_2 = 1000 \text{ кг/м}^3$; 1' - $n_2 = 8,94$; $\rho_2 = 1000 \text{ кг/м}^3$; 2 - $n_2 = 8,94$; $\rho_2 = 50 \text{ кг/м}^3$; 2' - $n_2 = 2$; $\rho_2 = 50 \text{ кг/м}^3$; 3 - $n_2 = 55,68$, $\rho_2 = 1,29 \text{ кг/м}^3$; 3' - $n_2 = 2$; $\rho_2 = 1,29 \text{ кг/м}^3$; $\eta_1 = 0,1$; $\eta_2 = 0,2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах – М., Наука, 1973. -344с. 2. Заборов В.И. Теория звукоизоляции ограждающих конструкций – М., Стройиздат, 1969. – 185с.

УДК 539.3

И. А. Миклашевич

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТИ СОСТОЯНИЙ ТЕЛА В СЛУЧАЕ СТРУКТУРНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Белорусская государственная политехническая академия
Минск, Беларусь

1. Определение относительной термодинамической и статистической упорядоченности состояний тел имеет существенное значение для рассмотрения направления процессов, протекающих в системах. Это связано с самоорганизацией структур, направлением процессов релаксации и диссипации энергии. Процессы самоорганизации при пластическом деформировании, как известно, проявляются, в том числе, и в форме образования полос сдвига (полосы Людерса-Чернова [1, 2], эффект Портевена-Лешателье [2–4]). Образование структур возможно при выполнении определенных термодинамических требований, как правило, связанных с изменением энтропии процесса [5]. Однако отсутствие единого механизма образования полос скольжения требует более подробного рассмотрения изменения энтропии в процессе пластического деформирования [6]. Определение энтропии деформирования твердого тела, как величины, связанной исключительно с тепловыми процессами в теле, не совсем корректно

[7]. Это связано с тем, что возможно осуществить процессы, для которых $\Delta S_T = 0$, а $\Delta A \neq 0$, где S_T – тепловая часть энтропии, A – работа по деформированию тела. Рассмотрим изменение энтропии при простейшем сдвиге.

2. Для простоты будем предполагать процессы деформирования изотермическими. Поскольку энтропия величина аддитивная, полная энтропия тела может быть представлена как сумма нескольких вкладов:

$$S = S_T + S_b + S_d,$$

где $S_b + S_d = S_c$ – конфигурационная часть энтропии, определяемая S_b – структурной энтропией (индекс b=band, полоса) и S_d – энтропией, связанной с дислокациями. Будем рассматривать только изменение структурной энтропии в адиабатических процессах. Примером такого процесса может быть высокоскоростное деформирование при $\dot{\epsilon} \gg v_c$, где $\dot{\epsilon}$ – скорость пластического деформирования, v_c – характерная скорость установления равновесия (теплопередача, диссипация энергии). Поскольку рассматривается высокоскоростное деформирование, изменением плотности дислокаций можно пренебречь (генерация дислокаций недостаточно эффективна). В этом случае изменение энтропии материала связано только с S_b .

Будем считать, что зёрненная структура материала представляет совокупность ячеек определённой формы, например правильные шестиугольники (рис. 1). Форма ячейки не принципиальна для рассмотрения. Процесс деформирования материала может быть связан с изменением формы ячейки, вызванной (осуществляемой) движением дислокации [7] и с исчезновением межзёрнных границ. Исчезновение межзёрнных границ соответствует объединению ячеек в полосу сдвига.

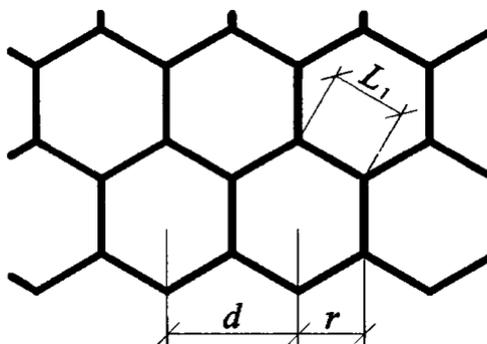


Рис. 1 Идеализированная структура материала

Пусть $\gamma > 0$ – удельная энергия границы ячейки. Тогда общая энергия границы ячейки

$$\Gamma = \gamma l,$$

где l – длина границы. Для правильного шестиугольника длина i -й стороны

$$l_i = \frac{2r}{\sqrt{3}},$$

где r – радиус вписанной окружности, $d = 2r$ есть расстояние между центрами ячеек. Тогда при образовании полосы шириной в 3 ячейки (исчезновении двух границ смежных ячеек) имеем

$$\Delta\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1 = \left(\gamma \frac{8r}{\sqrt{3}} - \gamma \frac{12r}{\sqrt{3}} \right) N < 0,$$

где N есть общее число ячеек, принимающих участие в образовании полосы скольжения. С учётом изотермичности процесса и определения температуры

$$T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_V$$

имеем

$$\frac{\partial E}{\partial S} = \text{const} > 0, \Rightarrow \Delta S = \frac{4}{\sqrt{3}} N \gamma r < 0$$

3. На основании уравнения (1) можно сделать вывод, что образование полос скольжения соответствует уменьшению энтропии. Это равносильно тому, что наиболее термодинамически упорядоченным (равновесным) с точки зрения структуры является состояние максимальной деформации. Этот вывод достаточно нетривиален, но можно привести некоторые аргументы в обоснование этой позиции. Так, в последнее время признается, что турбулентное течение жидкости и газа является более упорядоченным, чем ламинарное [8]. Кроме того, исходя из общих физических принципов известно, что для выведения системы из состояния равновесия, ей необходимо сообщить энергию. В материаловедении широко применяется процедура отжига (сообщение термической энергии) дефектной структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малыгин Г.А. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах. *ФТТ*, т. 37, 1995, в. 1, С. 3-42. 2. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов. *УФН*, т. 169, 1999, № 9, С. 979-1010. 3. Лебёдкин М.А., Дунин-Барковский Л.Р. Динамический механизм температурной зависимости эффекта Портевена-Ле Шателье. *Физика твёрдого тела*, т.40, 1998, №3, С. 487-492. 4. Hдhner P., Tippelt B., Holste C. On the dislocation dynamics of persistent slip bands in cyclically deformed f.c.c. metals. *Acta Materialia*, v. 46, 1998, №14, P. 5073-5084. 5. Николис Г., Пригожин И. *Самоорганизация в неравновесных*

системах. М.: Мир, 1979. 6. Криштал М.М. Размерный эффект и макроструктурные аспекты пластической деформации при прерывистой текучести Al-Mg сплавов. *Физика металлов и металловедение*, т. 81, 1996, в. 1, С. 146-155. 7. Sherwood D.J., Hamilton C.H. The neighbour-switching mechanism of superplastic deformation: the constitutive relationship and deformation-enhanced grain growth. *Philosophical Magazine A*, v.70, 1994, № 1, p. 109-143. 8. Климонтович Ю.Л. *Статистическая теория открытых систем*. М.: Янус, 1995.

УДК 539.3

И. А. Миклашевич

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИНЫ

*Белорусская государственная политехническая академия
Минск, Беларусь*

1. Макроскопическое распространение трещины имеет ряд особенностей, происхождение и природа которых не вполне ясна до настоящего времени. Эти особенности связаны с отклонением трещины, как реального физического объекта, от модели идеальной трещины, даваемой классической теорией упругости и пластичности (модели типа Баренблатта – Дагдейла). К таким особенностям следует отнести достаточно уверенно установленный фрактальный характер процесса разрушения [1, 2], эффекты перколяции [3, 4], стохастизацию траектории [5, 6]. Объяснение этих эффектов требует более глубокой разработки физических оснований процесса разрушения и распространения трещины. Кроме того, проблемы устойчивого распространения трещины представляют интерес в связи с необходимостью создания композиционных материалов с заданными эксплуатационными свойствами.

2. На основании аналогии между распространением луча в оптически неоднородной среде и распространением трещины в неоднородном материале ранее было получено уравнение траектории трещины как уравнение экстремали, удовлетворяющее уравнению Эйлера, для упругой энергии разрушения [7, 8]. Для двумерного случая оно имеет вид

$$y'' - y f_1(x, y) + f_2(x, y)(1 + y'^2)^2 = 0, \quad (1)$$

где введены обозначения

$$f_1(x, y) = \frac{\partial \ln Q(x, y)}{\partial x}, \quad f_2(x, y) = \frac{\partial \ln Q(x, y)}{\partial y}, \quad Q = (\sigma_j n_j \mu_j)^{-1}, \quad y = \frac{dy}{dx},$$

$P_i = \sigma_j n_j$ – компоненты тензора напряжений на площадках, положение которых совпадает с поверхностью трещины, n_j – направляющий косинус j -й внешней нормали, μ_j –