

Об одном способе определения связей между критическими значениями характеристик процесса установившегося разделения материала

В. В. Глаголев, А. А. Маркин

Тульский государственный университет, Тула, Россия

Рассматривается процесс симметричного разделения (разрушения) материала, когда движение внешней нагрузки приводит к образованию новых поверхностей вдоль заданного направления. В окрестности плоскости разделения выделяется слой, свободная энергия которого аккумулируется в поверхностную. При условии стационарности процесса установлена связь между выражением типа J -интеграла и термомеханическими характеристиками материала. Полученные результаты сопоставляются с известными.

Ключевые слова: внешняя нагрузка, стадия разупрочнения, свободная энергия, J -интеграл.

Вариант определяющих соотношений стадии разупрочнения. Для описания поведения материала вплоть до разрушения предлагается наряду с его устойчивым (по Дракеру) деформированием учитывать стадию неустойчивого деформирования (разупрочнения). Разупрочнение рассматривается как продолжение процесса деформирования, при котором внутренние взаимодействия, характеризуемые напряжениями, могут уменьшаться с ростом деформаций. В этом случае модель конечного упругопластического деформирования [1] дополняется стадией материального неустойчивого деформирования, при котором выполняется условие

$$\tilde{\sigma}^{\Delta} \cdot \tilde{W} < 0,$$

где $\tilde{\sigma}^{\Delta}$ – обобщенная яманновская производная тензора истинных напряжений; \tilde{W} – тензор скорости деформаций.

Вопрос о возможности реализации однородного материально неустойчивого деформирования рассматривался в работах [2, 3]. При этом показано, что такое состояние реализуется при специальных граничных условиях. В реальных условиях [2] происходит локализация разупрочняющегося (разрушающегося) материала в узких полосах. Полагаем, что стадия разупрочнения начинается по достижении главной максимальной положительной компонентой тензора Генки критического значения, а направление образования новых поверхностей ортогонально соответствующему главному направлению.

Рассмотрим вариант соотношений, моделирующих поведение материала на стадии разупрочнения при активном деформировании:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}^{\Delta} &= -2G_{(-)}\dot{W}, \\ \dot{\sigma} &= -K_{(-)}\dot{\theta}, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\hat{\sigma}^\Delta$ – обобщенная яуманновская производная девиатора напряжений; \hat{W} – девиаторная составляющая тензора скорости деформаций; σ – первый инвариант тензора напряжений; $\hat{\theta} = \hat{W} \cdot \hat{E} > 0$, $K_{(-)} > 0$, $G_{(-)} > 0$ – параметры процесса активного деформирования. Будем рассматривать только тот класс материалов, для которых $K_{(-)}$ и $G_{(-)}$ являются постоянными.

Далее ограничимся случаем деформирования, когда главные оси деформаций совпадают с одними и теми же материальными волокнами и с главными осями тензора напряжений. При этом соотношения (1) интегрируются и принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma} - \hat{\sigma}_k &= 2G_{(-)}(\hat{\varepsilon}_k - \hat{\varepsilon}); \\ \sigma - \sigma_k &= K_{(-)}(\theta_k - \theta), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{\varepsilon}$ – текущее значение коротационной меры Генки; $\theta = \hat{E} \cdot \hat{\varepsilon}$ – текущее значение первого инварианта тензора Генки.

На рис. 1 представлена полная диаграмма деформирования, где индексом k обозначены критические значения напряжений и деформаций, соответствующие началу разупрочнения. Тензор истинных напряжений и тензор Генки для данного состояния назовем критическими. Таким образом, соотношения (2) справедливы при условиях $\varepsilon_2 \geq \varepsilon_2^{(k)}$, $\hat{\varepsilon}_2 \geq 0$. Из (2) следует связь между приращениями главных значений тензора напряжений и тензора Генки, которая имеет вид

$$\varepsilon'_i = -\frac{1}{E_H} \left(\sigma'_i - \nu_H \sum_{j \neq i} \sigma'_j \right), \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{E_H} = \frac{1}{3G_{(-)}} + \frac{1}{9K_{(-)}}; \quad \nu_H = \frac{E_H}{3} \left(\frac{1}{2G_{(-)}} - \frac{1}{3K_{(-)}} \right);$$

$$\varepsilon'_i = \varepsilon_i - \varepsilon_i^{(k)}; \quad \sigma'_i = \sigma_i - \sigma_i^{(k)} \quad (i, j = 1, 3).$$

Предположим, что тензор напряжений на стадии разупрочнения изменяется по закону

$$\tilde{\sigma}' = -\tilde{\varepsilon}^{(k)} \left| \tilde{\sigma}' \right|, \quad (4)$$

где $\tilde{\varepsilon}^{(k)} = \tilde{\sigma}^{(k)} / \left| \tilde{\sigma}^{(k)} \right|$ – направляющий тензор критического напряжения; $\left| \tilde{\sigma}' \right| = \sqrt{\sigma_1'^2 + \sigma_2'^2 + \sigma_3'^2}$ – интенсивность приращений напряжений; $e_i^{(k)} = \sigma_i^{(k)} / \left| \tilde{\sigma}^{(k)} \right|$ ($i = \overline{1, 3}$) – соответствующие главные значения направляющего тензора.

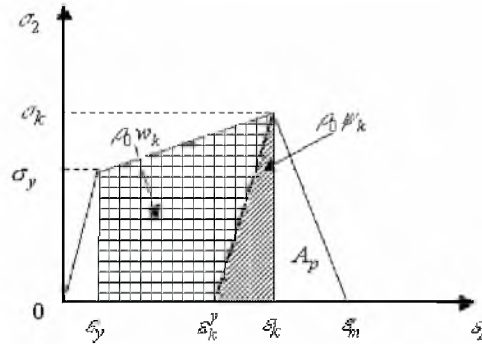


Рис. 1. Полная диаграмма деформирования.

Выразим интенсивность напряжений из (4) в виде

$$|\tilde{\sigma}'| = -\frac{\sigma'_2}{|e_2^{(k)}|}.$$

Тогда

$$\sigma'_1 = \frac{e_1^{(k)} \sigma'_2}{|e_2^{(k)}|}; \quad \sigma'_3 = \frac{e_3^{(k)} \sigma'_2}{|e_2^{(k)}|}. \quad (5)$$

Подставим (5) в (3), в результате чего связь между напряжениями и деформациями запишем так:

$$\varepsilon'_1 = -\frac{\sigma'_2}{E_H} \left(\frac{e_1^{(k)}}{|e_2^{(k)}|} - \nu_H \left(1 + \frac{e_3^{(k)}}{|e_2^{(k)}|} \right) \right); \quad (6)$$

$$\varepsilon'_2 = -\frac{\sigma'_2}{E_H} \left(1 - \frac{\nu_H}{|e_2^{(k)}|} (e_1^{(k)} + e_3^{(k)}) \right); \quad (7)$$

$$\varepsilon'_3 = -\frac{\sigma'_2}{E_H} \left(\frac{e_3^{(k)}}{|e_2^{(k)}|} - \nu_H \left(1 + \frac{e_1^{(k)}}{|e_2^{(k)}|} \right) \right). \quad (8)$$

При $\sigma'_2 = -\sigma_2^{(k)}$ находим компоненты тензора Генки, соответствующие полному разупрочнению, которые обозначим индексом m .

Описание процесса стационарного разделения (метод установившегося разделения). С целью выяснения влияния учета стадии разупрочнения на условия разделения, а также для сравнения предлагаемого подхода с известными рассмотрим термомеханику установившегося процесса продвижения “физического” разреза в сплошной среде.

Пусть разделение тела происходит симметрично относительно плоскости OX_1X_3 (плоскости разделения), являющейся плоскостью его симметрии, в результате внешнего механического воздействия (рис. 2).

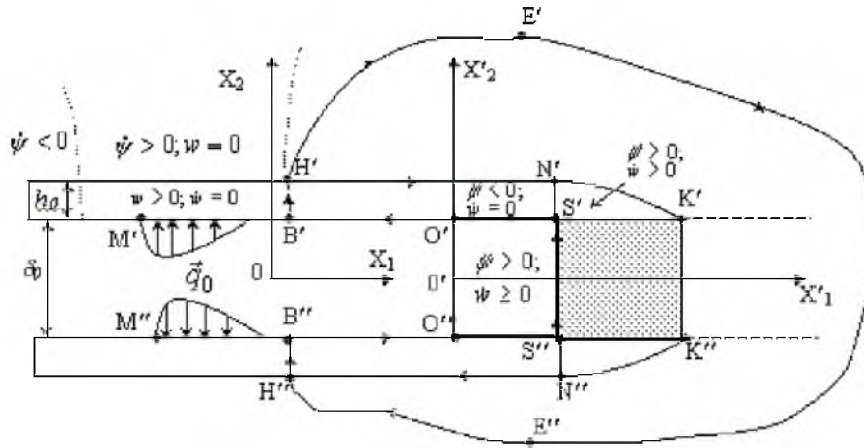


Рис. 2. Схема нагружения и области деформирования тела.

Поверхности $X_2 = \pm \delta_0/2$ ограничивают слой взаимодействия [4]. Под толщиной слоя взаимодействия δ_0 следует понимать начальную (в недеформированном состоянии) толщину материала, который в процессе деформирования перейдет в состояние разупрочнения и последующего разрушения. Соответствующий характерный размер определяет толщину “физического” разреза. Наряду с неподвижной декартовой системой отсчета $X_1X_2X_3$ вводится движущаяся с постоянной скоростью $\vec{a} = a\vec{e}_1$ (скоростью образования новых поверхностей) декартова система $X'_1X'_2X'_3$ (рис. 2), где \vec{e}_1 – орта оси X_1 . Система координат связана с сечением $O'O''$ (является концом разреза), где происходит образование новых материальных поверхностей. Предположим, что процесс образования новых поверхностей стационарен. Таким образом, с точки зрения наблюдателя, связанного с подвижной системой координат, области разупрочнения, устойчивого обратимого и необратимого деформирования не изменяются во времени. При $X'_1 \leq 0$ взаимодействие внутри слоя прекращается, образуются новые поверхности. На отрезке $0 < X'_1 < O'S'$ в слое взаимодействия локализован материал, находящийся в состоянии разупрочнения.

Перемещение окрестности срединной поверхности слоя взаимодействия при плоской деформации запишем в виде

$$\vec{u}(x'_1, x'_2) = u_1(x'_1)\vec{e}_1 + u_2(x'_1, \Delta x'_2)\vec{e}_2, \quad (9)$$

где

$$u_2(x'_1, \Delta x'_2) = \frac{\partial u_2(x'_1, x'_2)}{\partial x'_2} \Delta x_2 + o(\Delta x'_2) = f(x'_1)\Delta x'_2 + o(\Delta x'_2),$$

x'_i ($i = \overline{1, 2}$) – координаты начального состояния.

Согласно (9) приведем отличающиеся от нуля компоненты тензора-аффинора [5] и обратного ему тензора в отсчетной координатной системе:

$$\begin{cases} \Phi_{11} = 1 + \frac{du_1}{dx'_1}; & \Phi_{11}^{-1} = \left(1 + \frac{du_1}{dx'_1}\right)^{-1}; \\ \Phi_{21} = \frac{df}{\partial x'_1} \Delta x'_2; & \Phi_{21}^{-1} = -\frac{\frac{df}{\partial x'_1} \Delta x'_2}{\left(1 + \frac{du_1}{dx'_1}\right)(1+f)}; \\ \Phi_{22} = 1 + f; & \Phi_{22}^{-1} = \frac{1}{(1+f)}. \end{cases} \quad (10)$$

Напряженное состояние слоя взаимодействия в зоне разупрочнения $O'O'S'S'$ (рис. 2) при плоской деформации описывается тензором Коши вида [4]

$$\tilde{\sigma} = \sigma_{22} \bar{e}_2 \bar{e}_2 + \sigma_{33} \bar{e}_3 \bar{e}_3. \quad (11)$$

Полагая процесс изотермическим, основное термодинамическое соотношение [5] для замкнутой области записываем следующим образом:

$$\int_{\Sigma_{(0)}} (\dot{\psi} + \dot{w}) \rho_0 d\Sigma_0 = \oint_{i_{(0)}} \bar{q}_0 \cdot \bar{v} dl_0, \quad (12)$$

где $\dot{\psi}$ – скорость удельной, отнесенной к массе, свободной энергии; \dot{w} – скорость удельной диссипации; \bar{q}_0 – вектор напряжения, отнесенный к начальной площади; dl_0 – элементарная длина граничного контура в недеформированном состоянии; $d\Sigma_0$ – элементарная площадь материальной плоскости в недеформированном состоянии; \bar{v} – поле скоростей частиц на контуре; ρ_0 – плотность материала, отнесенная к начальному объему.

Из условия стационарности поле скоростей частиц и скорость свободной энергии в подвижной координатной системе определяются по формулам [6]

$$\bar{v}(\bar{x}') = -a \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1}; \quad \frac{d\psi(\bar{x}')}{dt} = -a \frac{\partial \psi}{\partial x'_1}. \quad (13)$$

Подставим (13) в (12) и используем теорему Остроградского–Гаусса. В результате основное термодинамическое соотношение запишем в следующем виде:

$$\oint_i \left(-\rho_0 n_1^{(0)} (\psi + w) + \bar{q}_0 \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} \right) dl_0 = 0, \quad (14)$$

где $n_1^{(0)}$ – проекция внешней нормали к контуру на направление разделения (ось OX'_1).

Для определения векторов напряжений \bar{q}_0 , отнесенных к начальной вектор-площадке, воспользуемся их представлением через тензор Пиолы–Кирхгоффа:

$$\bar{q}_0 = \bar{n}_0 \cdot \tilde{P}, \quad (15)$$

где $\tilde{P} = \sqrt{G/g} \tilde{\sigma} \cdot \tilde{\Phi}^{-1}$.

На основании данных термомеханического анализа разупрочняющегося материала, ограниченного контуром $O''S''S'O'$ (рис. 2), в [6] удельная поверхностная энергия определялась по формуле

$$\gamma = \frac{\delta_0}{2} \rho_0 \psi_k + \frac{A_p}{2} - \frac{\dot{w}_b}{2a}, \quad (16)$$

где \dot{w}_b – скорость диссипации разупрочняющегося материала, приходящаяся на единицу начальной толщины разделенного слоя; ψ_k – удельная свободная энергия материала в сечении $S'S''$ (рис. 2), накопленная к началу стадии разупрочнения;

$$A_p = 2 \int_{O''}^{S''} \bar{q}_0^s \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} dl_0. \quad (17)$$

Отметим, что полученное определение поверхностной энергии в виде (16) универсально в том смысле, что оно не зависит от распределения областей обратимого и необратимого деформирования вне слоя взаимодействия и является характеристикой материала. Для конкретизации выражения поверхностной энергии необходимо установить связь между изменениями свободной энергии и диссипации на стадии разупрочнения. Если рассмотреть два крайних варианта – диссипация на стадии разупрочнения равна работе напряжений и диссипация отсутствует, то для поверхностной энергии справедлива следующая оценка:

$$\frac{\delta_0}{2} \rho_0 \psi_k \leq \gamma \leq \frac{\delta_0}{2} \rho_0 \psi_k + \frac{A_p}{2}. \quad (18)$$

Заметим, что в случае вертикальной ниспадающей ветви ($A_p = 0$) для свободной энергии получим

$$\gamma = \frac{\delta_0}{2} \rho_0 \psi_k. \quad (19)$$

Таким образом, если пренебречь разупрочнением, то поверхностная энергия есть свободная энергия, накапливаемая в сечении слоя $O'O''$ (рис. 2).

При нахождении значения A_p из (17) примем во внимание, что нагрузка на соответствующие берега полностью определяется напряженно-деформируемым состоянием разупрочняющегося материала слоя взаимодействия. Поле перемещений в силу гипотезы однородности ε_2 по x'_2 внутри слоя взаимодействия имеет вид

$$u_2 = (e^{\varepsilon_2} - 1)x'_2, \quad (20)$$

а определяющие соотношения (7) при $\nu_H = 0$ таковы:

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= E_H(\varepsilon_2^{(m)} - \varepsilon_2); \quad \varepsilon_2^{(k)} \leq \varepsilon_2 \leq \varepsilon_2^{(m)}; \\ \varepsilon_1 &= \varepsilon_1^{(k)} = \ln\left(1 + \frac{du_1}{dx'_1}\right) = \text{const}. \end{aligned} \quad (21)$$

Выражая \bar{q}_0^s с учетом (10), (11), (15) и используя (19), (20), получаем

$$\begin{aligned} A_p &= 2 \int_{O''}^{S''} \left(\bar{q}_0^s \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} \right) dx'_1 = -2 \int_{O''}^{S''} \left(1 + \frac{du_1}{dx'_1} \right) \sigma_2 \frac{\partial u_2}{\partial x'_1} dx'_1 = \\ &= 2 \left(E_H(u_m - u_k) - \frac{\delta_0}{2} \sigma_k e^{\varepsilon_k} \right) e^{\varepsilon_1^k}. \end{aligned} \quad (22)$$

Пренебрегая в (22) деформацией ε_1^k и полагая разность $(u_m - u_k)$ величиной малой, как и деформации, для (17) имеем

$$A_p = \sigma_k (\varepsilon_m - \varepsilon_k) \frac{\delta_0}{2}. \quad (23)$$

Таким образом, значение A_p соответствует работе напряжений на стадии разупрочнения в слое взаимодействия.

Если $\psi_k = \psi(\varepsilon_k)$ определяется из полной диаграммы [7], например, на растяжение, то, используя одни и те же значения для случаев одноосного и неодноосного напряженных состояний слоя, полагаем, что соответствующие зависимости, по крайней мере, для изотропных процессов универсальны. Отсюда согласно (19) следует постоянство толщины слоя, так как поверхностная энергия является универсальной. Ранее [6] приведена оценка толщины слоя через межатомное расстояние и предел упругости по деформациям.

Установление связи между критическими значениями термомеханических характеристик. С целью нахождения связи между критическими значениями термомеханических характеристик в качестве контура, ограничивающего материал, выберем замкнутый контур $l = B'H'N'K'K''N''H''B''S''S'B'$ (рис. 2). При этом точки B' и B'' расположены на участках берегов разреза, где отсутствует внешняя нагрузка. Представим термомеханическое соотношение (14) в следующем виде:

$$\oint_l \left(\rho_0 n_1^{(0)} (\psi + w) - \bar{q}_0 \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} \right) dl_0 = J_k + I_1 - D = 0. \quad (24)$$

Здесь J_k – критическое значение J -интеграла,

$$J_k = \int_{B'H'N'K'K''N''H''B''} \left(\rho_0 n_1^{(0)} \psi - \bar{q}_0 \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} \right) dl_0;$$

$$I_1 = \int_{l_n} \left(\rho_0 n_1^{(0)} (\psi + w) - \bar{q}_0 \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x'_1} \right) dl_0; \quad (25)$$

$$l_n = B''S''S'B';$$

$$D = - \int_{B'H'+H''B''} (\rho_0 n_1^{(0)} w) dl_0 = 2 \int_{\delta_0/2}^{h_0} \rho_0 w dx'_2. \quad (26)$$

На участках $B'S'$ и $S''B''$ (рис. 2) со стороны слоя взаимодействия приложены симметричные нагрузки \bar{q}_0^s . С учетом (10), (11), (15), (17) и условия

$$n_1^{(0)} = -1; \quad \bar{q}_0 = \sigma_1 \bar{e}_1 = 0, \quad \psi = \psi_k, \quad w = w_k \quad \text{при} \quad -\frac{\delta_0}{2} \leq x'_2 \leq \frac{\delta_0}{2}, \quad x'_1 = S'$$

из (25) получим

$$I_1 = -\rho_0 \delta_0 (\psi_k + w_k) - A_p, \quad (27)$$

где $\psi_k = \psi(\varepsilon_k)$ и $w_k = w(\varepsilon_k)$ – значения плотности свободной энергии и диссипации в точках отрезка $[S'S'']$ слоя взаимодействия.

Подставляя (26) и (27) в (24), приходим к следующему представлению критического значения J -интеграла:

$$J_k = \rho_0 \delta_0 \psi_k + \rho_0 \delta_0 w_k + D + A_p. \quad (28)$$

Отметим, что значение J_k -интеграла, определенное из формулы (24), не изменится, если вместо контура $B'H'N'K'K''N''H''B''$ использовать любой другой охватывающий его контур $B'H'E'E''H''B''$ (рис. 2), расположенный в упругой области. Это следует из того, что интеграл вдоль замкнутого в упругой области контура $H'E'E''H''N''K'K''N''H'$ по определению (14) равен нулю. Таким образом, J -интеграл инвариантен относительно выбора контура интегрирования и является универсальной постоянной упругопластического материала, разделяемого по симметричной схеме, если универсально распределение диссипации. Согласно выражению (28), критическое значение J -интеграла определяется термомеханическими постоянными материала и работой на стадии разупрочнения A_p . Связь (28) с учетом инвариантности J_k -интеграла относительно изменения формы контура в упругой области составляют основной результат данного раздела.

Примеры определения J_k -интеграла через критические термомеханические характеристики. Рассмотрим частные значения для J_k -интеграла, соответствующие различным моделям материала и распределениям упругих и пластических областей.

1. Материал упругий вплоть до разделения, ниспадающая ветвь – вертикальна (стадия разупрочнения отсутствует). Тогда $w_k = 0$, и из (28) следует классическое выражение J_k -интеграла Райса, Черепанова [8–10] через поверхностную энергию в виде

$$J_k = 2\gamma = \rho_0 \psi_k \delta_0. \quad (29)$$

Однако классический результат соответствует модели трещины типа математического разреза, и при использовании линейно-упругого поведения материала для выражения поверхностной энергии через вязкость разрушения K_{Ic} в случае плоского напряженного и деформируемого состояния получаются разные результаты. Так, с одной стороны, для плоского напряженного состояния высвобождение энергии деформации в критическом состоянии G_k [8–10], равное удвоенному значению поверхностной энергии, определяется так: $G_k = 2\gamma = K_{Ic}^2/E$, для состояния плоской деформации – $G_k = 2\gamma = (1 - \nu^2)K_{Ic}^2/E$. При такой модели, считая вязкость разрушения универсальной постоянной материала, поверхностная энергия зависит от вида напряженного состояния и не является характеристикой материала.

С другой стороны, из модели трещины, соответствующей “физическому” разрезу и связи (19), полагая $\psi_k = \psi(\varepsilon_k)$ и δ_0 универсальными характеристиками материала, получаем, что поверхностная энергия не зависит от вида напряженного состояния и является постоянной материала.

2. Материал идеально пластический, несжимаемый вплоть до разрушения, разупрочнение не учитывается. В этом случае $\dot{\psi} = 0$, и диссипация, накапливаемая в критическом состоянии, определяется выражением

$$\rho_0 w_k = A, \quad (30)$$

где A – отнесенная к объему материала работа напряжений до достижения критического состояния.

В случае изотропного идеально пластического материала работа напряжений имеет вид

$$A = \tau_k \vartheta_k, \quad (31)$$

где $\tau_k^2 = \tilde{\sigma}_k \cdot \tilde{\sigma}_k$ – свертка девиаторов напряжений; $\vartheta_k^2 = \tilde{\varepsilon}_k \cdot \tilde{\varepsilon}_k$ – свертка девиаторов деформаций.

При плоском деформированном состоянии, учитывая $\sigma_1 = 0$ и полагая материал пластически несжимаемым, получаем

$$\tau_k \vartheta_k = \sigma_k \varepsilon_k. \quad (32)$$

Полагая, что распределение диссипации на участках $B''H''$ и $B'H'$ (рис. 2) определяется линейным законом $w(x'_2) = w_k x'_2/h_0$, приходим к следующей оценке величины удельной (на единицу длины) диссипации, накапливаемой в приграничных слоях берегов разреза:

$$D = \rho_0 h_0 w_k. \quad (33)$$

Таким образом, выражение J_k -интеграла из (28) с учетом (30)–(33) принимает вид

$$J_k = \rho_0 (h_0 + \delta_0) w_k = \sigma_k \varepsilon_k (\delta_0 + h_0). \quad (34)$$

На рис. 3 приведена зависимость σ_2 от ε_2 , соответствующая представлению J_k -интеграла в виде (34), когда составляющей $\rho_0 \psi_k$ (заштрихованный участок) пренебрегают. Если в выражении (34) положить, что пластическая деформация достигается лишь в слое взаимодействия (тонкая пластическая зона), а $h_0 = 0$, то получим известное значение J_k -интеграла для δ_k -модели [8–10]:

$$J_k = \sigma_k \delta_k, \quad (35)$$

где $\delta_k = \varepsilon_k \delta_0$ – критическое раскрытие трещины.

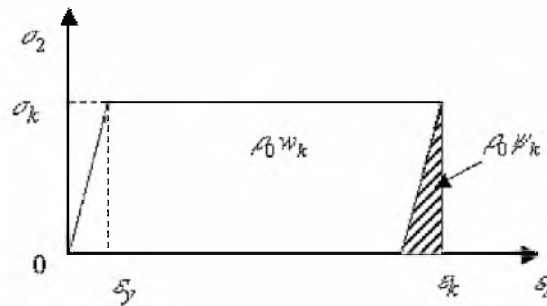


Рис. 3. Диаграмма растяжения в рамках идеальной упругопластической модели.

Результат (35), вообще говоря, справедлив для тонкой пластической зоны в квазихрупких телах. Для сред с явно выраженными пластическими свойствами при условии плоской деформации основной вклад в интеграл (34) вносит диссипация вне слоя взаимодействия на некотором характерном расстоянии h_0 (зона пластического деформирования) для данного материала. Если вся область пластических деформаций ограничена зоной обратимого деформирования, то h_0 значительно выше δ_0 и определяет критическую величину J -интеграла:

$$J_k = \rho_0 h_0 w_k.$$

Отметим, что J_k -интеграл определен для состояния плоской деформации и является характеристикой данного вида напряженного состояния. Следовательно, он не может служить универсальной характеристикой разделения.

Выводы

1. На основании термомеханического анализа стационарного направленного разделения получена инвариантная характеристика типа J_k -интеграла, позволяющая связать полную энергию диссипации устойчивого (по Дракеру) деформирования в зоне разрушения, критическую свободную энергию начала стадии разупрочнения и работу напряжений неустойчивого деформирования. Таким образом, если известна полная упругопластическая диаграмма и границы области диссипации, то из (28) определяется критическое значение J -интеграла.

2. Полученные данные, основанные на гипотезе локализации разрушения в слое с однородным напряженно-деформируемым состоянием, не противоречат классическим результатам механики упругопластического разрушения при замене участка разупрочнения вертикальной ветвью.

3. Представляется рациональным принять в качестве универсального критерия перехода от стадии устойчивого деформирования к разупрочнению условный энергетический критерий: разупрочнение начнется по достижении удельной работой напряжений критического значения $A_k = \psi_k + w_k$ при условии, что критическое значение первого инварианта тензора Генки $\theta_k \geq 0$. Данный критерий не зависит от вида напряженного состояния и в случае пренебрежения стадией разупрочнения может служить универсальным критерием разделения, при этом разделение начнется в направлении, ортогональном главной максимальной деформации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 04-01-96700 и № 04-01-247).

Резюме

Розглядається процес симетричного розділення, коли рух зовнішнього навантаження призводить до утворення нових поверхонь вздовж заданого напрямку. В околі площини розділення виділяється шар, вільна енергія якого акумулюється в поверхневу. За умови стаціонарності процесу отримано зв'язок між виразом типу J -інтеграла та термомеханічними характеристиками матеріалу. Отримані результати порівнюються з відомими.

1. Маркин А. А. Об изменении упругих и пластических свойств при конечном деформировании // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. – 1990. – № 2. – С. 120 – 126.
2. Черепанов Г. П. О закритических деформациях // Пробл. прочности. – 1985. – № 8. – С. 3 – 8.
3. Рыжак Е. И. К вопросу об осуществимости однородного закритического деформирования при испытаниях в жесткой трехосной машине // Изв. АН СССР. Механика твердого тела. – 1991. – № 1. – С. 111 – 127.
4. Глаголев В. В., Кузнецов К. А., Маркин А. А. Модель процесса разделения деформируемого тела // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 2003. – № 6. – С. 61 – 68.

5. *Ильюшин А. А.* Механика сплошной среды. – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 310 с.
6. *Глаголев В. В., Маркин А. А.* Модель установившегося разделения материального слоя // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 2004. – № 5. – С 121 – 129.
7. *Лебедев А. А., Чаусов Н. Г.* Феноменологические основы оценки трещиностойкости материалов по параметрам спадающих участков диаграмм деформаций // Пробл. прочности. – 1983. – № 2. – С. 6 – 10.
8. *Черепанов Г. П.* Механика хрупкого разрушения. – М.: Наука, 1974. – 640 с.
9. *Морозов Н. Ф.* Математические вопросы теории трещин. – М.: Наука, 1984. – 256 с.
10. *Панасюк В. В.* Механика квазихрупкого разрушения материалов. – Киев: Наук. думка, 1991. – 416 с.

Поступила 03. 07. 2002