Записані визначальні співвідношення варіанту теорії мікродеформації для опису в'язкопластичності течії в разі кінцевої деформації, в широкому діапазоні швидкостей деформації і температур. Запропоновано алгоритм чисельних розрахунків та проведено порівняння теоретичних результатів з відомими експериментальними даними. Показано, що за допомогою запропонованого варіанту вдається досягти задовільного їх опису, при невеликій кількості постійних матеріалу

Ключові слова: теорія мікродеформації, кінцеві деформації, в'язкопластичність, швидкість деформації, температура

Записаны определяющие соотношения варианта теории микродеформации для описания вязкопластического течения в случае конечной деформации в широком диапазоне скоростей деформации и температур. Предложен алгоритм численных расчетов и проведено сравнение теоретических результатов с известными экспериментальными данными. Показано, что с помощью предложенного варианта удается достичь удовлетворительного их описания, при небольшом количестве постоянных материала

Ключевые слова: теория микродеформации, конечные деформации, вязкопластичность, скорость деформации, температура

УДК 539. 374

DOI: 10.15587/1729-4061.2015.46578

РАЗРАБОТКА ТЕОРИИ МИКРОДЕФОРМАЦИИ, ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ К СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ

И. С. Онищенко
Аспирант*
E-mail: inna_s_o@mail.ru
Ю. А. Черняков
Доктор физико-математических наук, профессор*
*Кафедра теоретической и прикладной механики
Днепропетровский национальный университет им. О. Гончара
пр. Гагарина, 72, г. Днепропетровск, Украина, 49010
В. П. Шнейдер
Кандидат физико-математических наук, руководитель проектов
ООО «Завод Мастер-Профи»
ул. Курсантская, 23, г. Днепропетровск, Украина, 49051

1. Введение

Пластическое течение, вызванное скольжением дислокаций, тесно связано с механизмом тепловой активации в широком диапазоне скоростей деформации. С другой стороны, пластическая деформация с высокой скоростью может приводить к явному повышению температуры. Поэтому, влияния скорости деформации и температуры должны учитываться одновременно при изучении поведения материалов. За последние три десятилетия такой подход был реализован в целом ряде теорий термовязкопластичности. Однако, построенные соотношения оказались достаточно сложными и применимыми, в основном, для процессов простого нагружения.

Поэтому актуальным представляется построение варианта теории микродеформации, который сочетает достаточную простоту и позволяет описывать вязкопластическую деформацию при произвольном нагружении.

2. Анализ литературных данных

Теории термовязкопластичности, предназначенные для описания пластической деформации материалов в широком диапазоне скоростей деформации и температур, имеют продолжительную историю развития [1–16]. Эти теории можно условно разделить на две основные группы; физические [1, 3–6, 9, 11–16] и феноменологические [2, 7, 8, 10]. Рост скорости деформации и уменьшение температуры обычно увеличивают сопротивление пластической деформации и повышают напряжение течения. Учитывая это обстоятельство, в работе [2] был предложен единый параметр $Z=\dot{\varepsilon}\exp(Q/kT)$, учитывающий взаимовлияние скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ и температуры T на напряжение течения $\sigma(Z)$, где Q – энергия активации, k – постоянная Больцмана. В дальнейшем было установлено, что параметр Z применим только в ограниченном диапазоне скорости деформации и температуры, и не описывает сложное влияние температуры на напряжение течения. Для уточнения такого подхода в физических моделях [3–6] вводились дополнительные температурные изменения в выражение для энергии активации движения дислокаций. Эти модели являются основными и в дальнейшем широко использовались и развивались в работах [9, 11–16], в связи с появлением новых материалов и их техническими приложениями. Следует отметить, что феноменологические модели характеризуются незначительным количеством материальных констант и простой калибровкой, однако имеют ограниченную область применимости. Физические теории обычно содержат большее число материальных констант, их использование оказывается более сложным, но область применимости намного шире.

В работах [17–20] развивалась теория ползучести, учитывающая микронапряжения и микродеформации, при малых деформациях. Основная идея, которая использовалась при формулировке теории микродеформации, состояла в том, что представительный макрообъем задается некоторой совокупностью взаимосвязанных микрочастиц, напряженно – деформированное состояние которых определяется микронапряжениями и микродеформациями. Такой подход позволил установить связь между феноменологическими и физическими теориями и получить экспериментальное подтверждение при сравнительно небольшом числе констант материала. Однако в рамках теории микродеформации не анализировалось влияние температуры на вязкопластическое течение при конечных деформациях.

3. Цель и задачи исследования

Целью настоящей работы является разработка варианта теории микродеформации для описания вязкопластического течения при конечной деформации в широком диапазоне скоростей деформации и температур. Для достижения этой цели необходимо:

– построить определяющие соотношения теории, связывающие скорости изменения деформации и производной по Яуманну тензора напряжений Коши;

– разработать алгоритм численной реализации записанных соотношений;

– провести сравнение теории с известными экспериментальными данными.

4. Разрешающие уравнения теории микродеформации

Ключевым моментом построения определяющих соотношений теории является разделение полных деформаций и их скоростей на упругую и пластическую составляющие. Воспользуемся схемой протекания пластической деформации, предложенной Тейлором еще в работе [1], в соответствии с которой пластическая деформация развивается благодаря движению дислокаций через кристаллическую решетку, тогда как сама решетка подвергается только упругой деформации и поворотам. Эта идея, в работе [21], нашла свое отражение в представлении градиента полной деформации F, в форме

$$\mathbf{F}=\mathbf{F}_e\cdot\mathbf{F}_p, \tag{1}$$

где F_e, F_p – части полного градиента деформации F, обусловленные упругой деформации решетки и пластической деформацией, соответственно.

На основании (1) определяется градиент скорости деформации L в текущей конфигурации K_t

$$\mathbf{L}=\dot{\mathbf{F}}\cdot\mathbf{F}^{-1}=\mathbf{D}+\mathbf{W}, \tag{2}$$

где D – симметричный тензор деформации скорости и W – косо-симметричный тензор вращения.

Для описания вязкопластической деформации используются два основных способа представления определяющих соотношений. Соотношения задаются по отношению в текущей конфигурации K_t или по отношению к промежуточной разгруженной конфигурации K_p. В настоящей работе ограничимся рассмотрением первого варианта, в котором изначально принимается

$$\mathbf{D}=\mathbf{D}_e+\mathbf{D}_p,\quad \mathbf{W}=\mathbf{W}_e+\mathbf{W}_p, \tag{3}$$

где D_e, D_p – симметричные тензоры скорости упругой и пластической деформации и W_e, W_p – косо-симметричные тензоры упругого и пластического вращения.

Оставаясь в рамках основных гипотез теории пластичности и ползучести, учитывающей микродеформации [17], примем, что представительный объем материала состоит из некоторой совокупности $\alpha\in N$ взаимосвязанных микрочастиц (зерен), напряженно-деформированное состояние которых однородно и определяется микронапряжениями и микродеформациями. Обозначим через v_α относительный объем зерна в текущем состоянии, как отношение объема зерна к представительному объему. Однородную в пределах зерна скорость вязкопластической деформации будем характеризовать интенсивностью $\dot{p}_\alpha$ в направлении $N_\alpha\in\Omega$, где Ω – область направлений активного микропластического деформирования ($\dot{p}_\alpha$>0). Материал принимается первоначально изотропным, следовательно, все возможные направления микропластического деформирования должны быть распределены в исходной конфигурации равномерно. В теории микродеформации принято, что направление течения зерна $\mathbf{N}_\alpha$ связано непосредственно с зерном и может изменяться при конечной деформации за счет поворота зерна. Для определения закона такого изменения необходимо задать распределение направлений в исходной конфигурации N^0_α, тогда направление микропластического деформирования N_α в текущей конфигурации определится как

$$N_\alpha=F_e\cdot N^0_\alpha\cdot F_e^{-1},\ N^0_\alpha=F_e^{-1}\cdot N_\alpha\cdot F_e, \tag{4}$$

где N^0_α – направление пластического деформирования зерна в исходной конфигурации.

Скорость макропластической деформации поликристалла по отношению к промежуточной конфигурации в текущей конфигурации получается осреднением локальной скорости вязкопластической деформации по всему представительному макрообъему. В текущей конфигурации можем записать

$$\mathbf{L}_p=\sum_{\alpha=1}^{n}\dot{\lambda}_\alpha\mathbf{N}_\alpha v_\alpha. \tag{5}$$

Здесь и во всех последующих формулах сумма распространяется только на направления активного микропластического деформирования.

В предположении, что вязкопластические деформации не влияют на упругую деформацию материала, можем воспользоваться гипоупругими соотношениями в форме

$$\overset{\nabla}{\sigma}_e\equiv\dot{\sigma}-W_e\cdot\sigma+\sigma\cdot W_e=G_e(\theta):(D-D_p), \tag{6}$$

где σ_e^{∇} – производная по Яуманну от тензора напряжений Коши, σ, в осях, вращающихся за счет упругих поворотов, G_e – тензор четвертого ранга (матрица упругой жесткости), который записывается как

$$\mathbf{G}_e = 2G_0 g(\theta)\left[\frac{1}{2}\mathbf{I} + \frac{\nu}{1-2\nu}\mathbf{i}\otimes\mathbf{i}\right], \quad (7)$$

где G_0 и ν – модуль сдвига при T=0 K и коэффициент Пуассона, соответственно, I, i – единичные тензоры четвертого и второго ранга, g(0) – функция, характеризующая зависимость упругого модуля сдвига от гомологической температуры θ ($\theta=T/T_m$, где T – температура в Кельвинах, T_m – температура плавления). Зависимость упругого модуля сдвига от температуры зададим в виде [7]:

$$g(\theta) = \left\{1 - \theta\exp\left[\theta^*\left(\frac{\theta-1}{\theta}\right)\right]\right\}, \quad \theta > 0, \quad (8)$$

где θ^* – характеристическая гомологическая температура.

Если воспользоваться производной по Яуманну в осях, вращающихся с материалом

$$\sigma^{\nabla} = \dot{\sigma} - W\cdot\sigma + \sigma\cdot W, \quad (9)$$

то для разности двух производных получим

$$\sigma^{\nabla} - \sigma^{\nabla_e} = -W_p\cdot\sigma + \sigma\cdot W_p. \quad (10)$$

Теперь на основании (6) и (10) можем записать

$$\sigma^{\nabla} = G_e(\theta):(D - D_p) - W_p\cdot\sigma + \sigma\cdot W_p, \quad (11)$$

а на основании (3) и (5) находим

$$\mathbf{D}_p = \sum_{\alpha=1}^{n}\dot{p}_\alpha \mathbf{P}_\alpha v_\alpha,\ \mathbf{W}_p = \sum_{\alpha=1}^{n}\dot{p}_\alpha \mathbf{M}_\alpha v_\alpha,\ \dot{P} = \sum_{\alpha=1}^{n}\dot{p}_\alpha v_\alpha, \quad (12)$$

где $\mathbf{P}_\alpha$ – симметричный направляющий девиатор, определяющий направление вязкопластического деформирования зерна, $\mathbf{M}_\alpha$ – кососимметричный тензор, определяющий поворот зерна. Имеем

$$\mathbf{P}_\alpha = (\mathbf{N}_\alpha + \mathbf{N}_\alpha^T)/2,\ \mathbf{M}_\alpha = (\mathbf{N}_\alpha - \mathbf{N}_\alpha^T)/2. \quad (13)$$

Для описания пластического вращения воспользуемся подходом [22]. В частности, применим предложенную им упрощенную формулу

$$M_\alpha = \frac{\rho_\alpha\cdot N_\alpha - N_\alpha\cdot\rho_\alpha}{2\eta_\alpha}, \quad (14)$$

где ρ_α – внутренние (остаточные) напряжения, связанные со структурой материала, которые будут описаны ниже и

$$\eta_\alpha = \sqrt{(\rho_\alpha\cdot N_\alpha - N_\alpha\cdot\rho_\alpha):(\rho_\alpha\cdot N_\alpha - N_\alpha\cdot\rho_\alpha)}. \quad (15)$$

4. 1. Локальные напряжения в зерне

Рассмотрим пластическое течение в таком диапазоне температур и скоростей деформации, в котором диффузионная ползучесть не являются доминирующей и деформация происходит в основном за счет движения дислокаций. Представим девиатор тензора напряжения $\mathbf{s}_\alpha$, действующего в зерне с номером α, в виде суммы двух составляющих

$$s_\alpha = \tau_\alpha + \rho_\alpha. \quad (16)$$

Такое представление принято в целом ряде работ, в частности в [3, 5], и оно перекликается с принятыми в теории микродеформации представлениями. Принимается, что природа тензора активных (диссипативных) напряжений τ_α связана с близкодействующими препятствиями, которые включают точечные дефекты, такие как, вакансии, включения, дислокации, пересекающие плоскость скольжения, легирующие элементы и растворенные атомы (межузельные и замещения). Преодолению таких препятствий содействовать тепловая активация [3, 5] и в силу этого запишем

$$\tau_\alpha = \bar{\tau}_\alpha\left(\dot{p}_\alpha, \theta\right)N_\alpha, \quad (17)$$

где $\bar{\tau}_\alpha$ – функция, определяющая зависимость напряжения течения τ_α в направлении $\mathbf{N}_\alpha$ от скорости деформации ползучести и температуры. Внутренние (остаточные) напряжения ρ_α связаны со структурой материала и не могут быть преодолены за счет тепловой энергии кристалла [3, 5]. Они возникают за счет сил сопротивления дальнодействующих препятствий, вызванных полями напряжений от леса дислокаций и границ зерен [8]. Влияние температуры на ρ_α осуществляется только через зависимость упругого модуля от температуры. В таком случае имеем

$$\rho_\alpha(p_\alpha, \theta) = g(\theta)\bar{\rho}_\alpha(p_\alpha)N_\alpha. \quad (18)$$

В результате, на основании (16) получаем локальное динамическое условие текучести в направлении N_α

$$s_\alpha : N_\alpha \le \bar{\tau}_\alpha\left(\dot{p}_\alpha, \theta\right) + g(\theta)\bar{\rho}_\alpha(p_\alpha). \quad (19)$$

Равенство в последнем соотношении выполняется только для направлений активного микро–вязко–пластического деформирования.

Для формирования функции $\bar{\rho}_\alpha(p_\alpha)$ воспользуемся подходом, принятым в работе [6], и зададим скорость ее изменения в следующем обобщенном виде:

$$\dot{\bar{\rho}}_\alpha(p_\alpha) = R\dot{p}_\alpha - \gamma\dot{p}_\alpha\bar{\rho}_\alpha + R_2\mathbf{D}_p : \mathbf{N}_\alpha, \quad (20)$$

где

$$R = \begin{cases} R_1 & N_\alpha = N_{\alpha'}, \\ 0 & N_\alpha \ne N_{\alpha'}, \\ -R_4 & N_\alpha = -N_{\alpha'}, \end{cases}$$

и $N_{\alpha'}$ – направление активного микропластического течения частицы, R_1, R_2, R_4 – константы материала.

При формулировке законов вязкопластического течения важное место занимает вопрос выбора функции $\bar{\tau}_\alpha$ термически активированных напряжений течения. В простейшем варианте можно воспользоваться подходом, предложенным в работах [2, 11], с использованием параметра $Z_\alpha = \dot{p}_\alpha\exp(Q_\alpha/kT)$, где Q_α – энергия активации зерна, k – постоянная Больцмана. Используя этот подход, можем записать

$$\dot{p}_\alpha = \dot{p}_0 \exp\left(-\frac{\theta_0}{\theta}\right) F\left(\frac{\overline{\tau}_\alpha}{\overline{\tau}_0(p,\theta)}\right), \tag{21}$$

где принято $\dot{\overline{\tau}}_0 = R_3(r_0 - \overline{\tau}_0)\dot{p}$, $\overline{\tau}_0(0) = \tau_0$ и R_3, r_0, $\theta_0 = Q_\alpha / k$ – константа материала.

Сравнительный анализ различных вариантов представления функции F, проведенный в работе [20], показал, что приемлемым является вариант, предложенный в работе [5]

$$F(x) = \left(\sinh x^{3/2}\right)^m. \tag{22}$$

Для замкнутости разрешающих уравнений теории микродеформации необходимо установить связь локальных законов микро- и макроскопического деформирования. Воспользуемся простейшими соотношениями

$$\langle \mathbf{s}_\alpha \rangle = \mathbf{s}_\alpha, \tag{23}$$

которые означают, что микронапряжения $\mathbf{s}_\alpha$ во всех зернах одинаковы и равны средним $\langle \mathbf{s}_\alpha \rangle$, тогда из (19), с учетом (16)–(18), находим

$$\overline{\tau}_\alpha(\dot{p}_\alpha, \theta) = \langle \mathbf{s} \rangle : \mathbf{N}_\alpha - g(\theta)\rho_\alpha(p_\alpha), \tag{24}$$

а из формул (12) и (21) получаем:

$$\mathbf{D}_p = \dot{p}_0 \exp\left(-\frac{\theta_0}{\theta}\right) \sum_{\alpha=1}^{n} F\left(\frac{\mathbf{s} : \mathbf{N}_\alpha - g(\theta)\overline{\rho}_\alpha(p_\alpha)}{\overline{\tau}_0(p,\theta)}\right) \mathbf{N}_\alpha v_\alpha,$$

$$\mathbf{W}_p = \dot{p}_0 \exp\left(-\frac{\theta_0}{\theta}\right) \sum_{\alpha=1}^{n} F\left(\frac{\mathbf{s} : \mathbf{N}_\alpha - g(\theta)\overline{\rho}_\alpha(p_\alpha)}{\overline{\tau}_0(p,\theta)}\right) \mathbf{M}_\alpha v_\alpha. \tag{25}$$

После подстановки (25) в (11) приходим к выражению для производной по Яуманну от тензора напряжений Коши σ^∇.

5. Алгоритм расчета

Для проведения численных расчетов в пятимерном девиаторном пространстве вводится фиксированный ортонормированный базис $q^{(k)}$, k=1..5. В выбранном базисе справедливы следующие разложения:

$$s = s^{(k)} \mathbf{q}^{(k)}, \quad \mathbf{N}_\alpha = \eta_\alpha^{(k)} \mathbf{q}^{(k)}. \tag{26}$$

С этим базисом, как и в работе [17], связывается гиперсферическая система координат.

$$\begin{aligned}
&\nu_\alpha^{(1)} = \cos\theta_\alpha^{(1)}, \nu_\alpha^{(2)} = \sin\theta_\alpha^{(1)} \cdot \cos\theta_\alpha^{(2)},\\
&\nu_\alpha^{(3)} = \sin\theta_\alpha^{(1)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(2)} \cdot \cos\theta_\alpha^{(3)},\\
&\nu_\alpha^{(4)} = \sin\theta_\alpha^{(1)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(2)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(3)} \cdot \cos\theta_\alpha^{(4)},\\
&\nu_\alpha^{(5)} = \sin\theta_\alpha^{(1)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(2)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(3)} \cdot \sin\theta_\alpha^{(4)},
\end{aligned} \tag{27}$$

где углы $\theta_\alpha^{(k)}$ изменяются в следующих пределах

$$\theta_\alpha^{(1)} \in [0,\pi],\ \theta_\alpha^{(2)} \in [0,\pi],\ \theta_\alpha^{(3)} \in [0,\pi],\ \theta_\alpha^{(4)} \in [0,2\pi].$$

Относительный объем частицы представится в виде

$$\begin{aligned}
v_\alpha = \frac{3}{8\pi^2} &\sin^3\theta_\alpha^{(1)} \cdot \sin^2\theta_\alpha^{(2)} \times\\
&\times \sin\theta_\alpha^{(3)} \cdot \Delta\theta_\alpha^{(1)} \cdot \Delta\theta_\alpha^{(2)} \cdot \Delta\theta_\alpha^{(3)} \cdot \Delta\theta_\alpha^{(4)}.
\end{aligned} \tag{28}$$

Для вычисления скоростей пластической деформации и вращения в общем случае необходимо проводить суммирование по всем четырем углам, что создает определенные проблемы вычислительного характера из–за большого объема вычислений. Однако в частных случаях, когда траектория нагружения имеет меньшую размерность, удается уменьшить объем вычислений. Так в случае одноосного растяжения необходимо проводить суммирование только по одному углу

$$\begin{aligned}
&D_{11}^p \approx 2\pi^2 \sum_{\hat{\mu}_n \in \hat{\Omega}} \dot{p}_\alpha \cos^2\theta_{1\alpha} \cdot \sin^3\theta_{1\alpha} \cdot \Delta\theta_{1\alpha}, D_{22}^p =\\
&= D_{33}^p = -D_{11}^p / 2,
\end{aligned} \tag{29}$$

где

$$\dot{p}_\alpha = \dot{p}_0 \exp\left(-\frac{\theta_0}{\theta}\right) F\left(\frac{s_{11} : \eta_\alpha^{(1)} - g(\theta)\overline{\rho}_\alpha(p_\alpha)}{\tau_0(p,\theta)}\right).$$

Зададим градиент деформации в виде

$$\mathbf{F} = \lambda_1 \mathbf{e}_x \otimes \mathbf{e}_X + \lambda_2 \mathbf{e}_y \otimes \mathbf{e}_Y + \lambda_2 \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_Z, \tag{30}$$

и, учитывая (2) и (11), приходим к системе

$$\begin{aligned}
&2G(1-\nu)\frac{\dot{\lambda}_1}{\lambda_1} + 2G\nu\frac{\dot{\lambda}_2}{\lambda_2} = 2G\nu D_{11}^p - \dot{\sigma}_{11}(1-2\nu),\\
&2G\nu\frac{\dot{\lambda}_1}{\lambda_1} + 2G(1-\nu)\frac{\dot{\lambda}_2}{\lambda_2} = -2GD_{11}^p.
\end{aligned} \tag{31}$$

Интегрируя (31), находим зависимость $\sigma_{11} \sim \lambda_1$.

6. Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 1 приведено сравнение результатов численных расчетов по теории микродеформации (сплошная линия), MRK модели [11] (пунктирная линия), с известными экспериментальными данными [6], показанными точками для различных скоростей. Расчеты были проведены при следующих значениях постоянных материала $\dot{p}_0 = 10^6$, $m = 20$, $\theta^* = 0.9$, $\theta_0 = 4.42$, $R_1 = 2.41$, $R_2 = 1.38$, $R_3 = 4.0$, $R_4 = 1.0$, $\gamma = 0$, $r_0 = 137.9$, $\tau = 34.48$, которые были получены из соображений наилучшего описания диаграммы при скорости деформации $\dot{\varepsilon} = 0.1$.

Из анализа результатов, представленных на рис. 1, следует, что вариант теории микродеформации дает удовлетворительное описание экспериментальных данных по сравнению с известной моделью [10] при меньшем количестве постоянных материала.

Полученные результаты открывают перспективы по использованию предложенного варианта к описанию вязкопластического течения при произвольном нагружении.

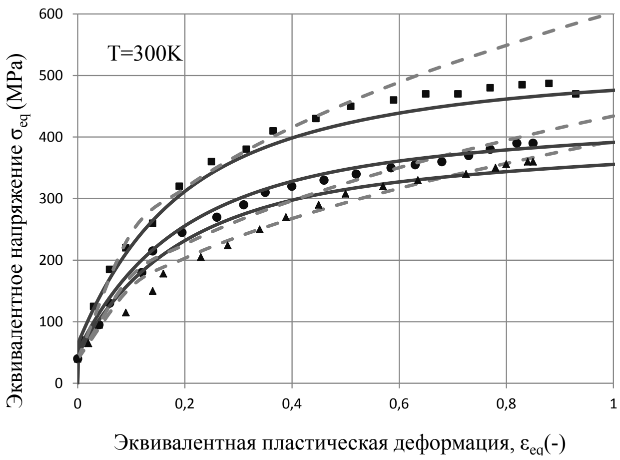

Рис. 1. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными. Сплошная линия — теория микродеформации, пунктирная линия — MRK модель [11], точки — экспериментальные данные [6]: ■ — скорость деформации 4000 $с^{-1}$, ● — скорость деформации 0.1 $с^{-1}$, ▲ — скорость деформации 10^{-3} $с^{-1}$

7. Выводы

В работе предложено обобщение определяющих соотношений теории микродеформации для описания вязкопластического течения при конечной деформации, в широком диапазоне скоростей деформации и температур. Построен алгоритм численной реализации записанных соотношений, основанный на методе Эйлера, в котором учтено множество направлений активного микропластического деформирования и произвольность траектории нагружения. Проведено сравнение диаграмм одноосного растяжения при различных скоростях деформации, построенных по теории микродеформации, с известными экспериментальными данными и результатами теории [10].

Результаты сравнения показывают, что в рамках предложенного варианта теории удается достичь удовлетворительного описания экспериментов при меньшем количестве постоянных материала, чем в упомянутых выше физических и континуальных теориях, тем самым существенно упростить калибровку теории.

Литература

1. Taylor, G. I. Plastic strain in metals [Text] / J. Inst. Metals. – 1938. – Vol. 62. – P. 307–325.
2. Zener, C. Effect of strain rate upon plastic flow of steel [Text] / C. Zener, J. H. Hollomon // J. Appl. Phys. –1944. – Vol. 15. – P. 22–32.
3. Follansbee, P. S. A constitutive description of the deformation of copper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable [Text] / P. S. Follansbee, U. F. Kocks // Acta Metallurgica. –1988. – Vol. 36, Issue 1. – P. 81–93. doi: 10.1016/0001-6160(88)90030-2
4. Zerilli, F. J. The effect of dislocation drag on the stress–strain behavior of FCC metals [Text] / F. J. Zerilli, R. W. Armstrong // Acta Metallurgica et Materialia. – 1992. – Vol. 40, Issue 8. – P. 1803–1808. doi: 10.1016/0956-7151(92)90166-c
5. Improvements in the MATMOD equations for modeling solute effects and yield–surface distorsion [Text] / A. K. Miller, A. S. Krauss, K. Krauss (Eds.). – Unified Constitutive Laws of Plastic Deformation. Academic Press Inc, 1996. – P. 153–227.
6. Nemat–Nasser, S. Flow stress of FCC polycrystals with applications to OFHC Cu [Text] / S. Nemat–Nasser, Y. Li // Acta Materialia. –1998. – Vol. 46, Issue 2. – P. 565–577. doi: 10.1016/s1359-6454(97)00230-9
7. Khan, A. S. Behavior of three BCC metals during non–proportional multi–axial loadings [Text] / A. S. Khan, R. Liang // International Journal of Plasticity. – 2000. – Vol. 16, Issue 12. – P. 1443–1458. doi: 10.1016/s0749-6419(00)00016-4
8. Kocks, U. F. Physics and phenomenology of strain hardening: the FCC case [Text] / U. F. Kocks, H. Mecking // Progress in Materials Science. – 2003. – Vol. 48, Issue 3. – P. 171–273. doi: 10.1016/s0079-6425(02)00003-8
9. Beyerlein, I. J. A dislocation-based constitutive law for pure Zr including temperature effects [Text] / I. J. Beyerlein, C. N. Tomé // International Journal of Plasticity. – 2008. – Vol. 24, Issue 5. – P. 867–895. doi: 10.1016/j.ijplas.2007.07.017
10. Chaboche, J. L. A review of some plasticity and viscoplasticity constitutive theories [Text] / J. L. Chaboche // International Journal of Plasticity. – 2008. – Vol. 24, Issue 10. – P. 1642–1693. doi: 10.1016/j.ijplas.2008.03.009
11. Rusinek, A. Analysis of thermo–visco–plastic behavior of six high strength steels [Text] / A. Rusinek, J. A. Rodríguez–Martínez, J. R. Klepaczko, R. B. Pecherski // Materials & Design. – 2009. – Vol. 30, Issue 5. – P. 1748–1761. doi: 10.1016/j.matdes.2008.07.034
12. Cai, M.-C. A constitutive description of the strain rate and temperature effects on the mechanical behavior of materials [Text] / M.-C. Cai, L.-S. Niu, X.-F. Ma, H.-J. Shi // Mechanics of Materials. – 2010. – Vol. 42, Issue 8. – P. 774–781. doi: 10.1016/j.mechmat.2010.06.006
13. Gréze, R. Influence of the temperature on residual stresses and springback effect in an aluminium alloy [Text] / R. Gréze, P. Y. Manach, H. Laurent, S. Thuillier, L. F. Menezes // International Journal of Mechanical Sciences. – 2010. – Vol. 52, Issue 9. – P. 1094–1100. doi: 10.1016/j.ijmecsci.2010.04.008
14. Gao, C. Y. Constitutive modeling of plasticity of FCC metals under extremely high strain rates [Text] / C. Y. Gao, L. C. Zhang // International Journal of Plasticity. – 2012. – Vol. 32-33. –P. 121–133. doi: 10.1016/j.ijplas.2011.12.001
15. Knezevic, M. Modeling mechanical response and texture evolution of α-uranium as a function of strain rate and temperature using polycrystal plasticity [Text] / M. Knezevic, R. J. McCabe, C. N. Tome, R. A. Lebensohn, S. R. Chen, C. M. Cady, G. T. Gray III, B. Mihaila // International Journal of Plasticity. – 2013. – Vol. 43. – P. 70–84. doi: 10.1016/j.ijplas.2012.10.011
16. Hor, A. An experimental investigation of the behaviour of steels over large temperature and strain rate ranges [Text] / A. Hor, F. Morel, J.–L. Leb-run, G. Germain // International Journal of Mechanical Sciences. – 2013. – Vol. 67. – P. 108 –122. doi: 10.1016/j.ijmecsci.2013.01.003
17. Новожилов, В. В. Теория пластичности, учитывающая микродеформации [Текст] / В. В. Новожилов, Ю. И. Кадашевич, Ю. А. Черняков // Докл. АН СССР. – 1985. – Т. 284, № 4. – С. 821–823.

18. Kadashevich, Yu. I. Theory of plasticity, taking into account microstresses [Text] / Yu. I. Kadashevich and Yu. A. Chernyakov // Advances in mechanics. – 1992. – Vol. 15, Issue 3–4. – P. 3–39.
19. Chernyakov, Yu. A. On extension of the phenomenological approach in the theory of plasticity [Text] / Yu. A. Chernyakov, A. S. Polishchuk and V. P. Shneider // Journal of Engineering Mathematics. – 2013. – Vol. 78, Issue 1. – P. 55–66. doi: 10.1007/s10665-011-9470-8
20. Onischenko, I. S. Numerical integration of the equations of the theory of creep, which taken into account the microstrains [Text] / I. S. Onischenko, Yu. A. Chernykov, V. P. Shneider // Проблеми обчислювальної механіки і міцності конструкцій: зб. наук. праць. – 2014. – Вип. 22. – С. 281–290.
21. Dafalias, Y. F. The plastic spin in viscoplasticity [Text] / Y. F. Dafalias // International Journal of Solids and Structures. – 1990. – Vol. 26, Issue 2. – P. 149–163. doi: 10.1016/0020-7683(90)90048-z
22. Lee, E. H. Elastic–plastic deformations at finite strains [Text] / E. H. Lee // Journal of Applied Mechanics. –1969. – Vol. 36, Issue 1. – P. 1–6. doi: 10.1115/1.3564580

УДК 621.4.002.2: 629.73.002.72
DOI: 10.15587/1729-4061.2015.47116

СПОСОБ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДВУХЧАСТОТНЫХ ВИБРАЦИЙ ПАССИВНЫМИ АВТОБАЛАНСИРАМИ

Г. Б. Филимонихин
Доктор технических наук, профессор*
E-mail: filimonikhin@yandex.ua
В. В. Яцун
Кандидат технических наук, доцент**
E-mail: yatsunvvkr@mail.ru
*Кафедра деталей машин и прикладной механики
Кафедра строительных, дорожных машин и строительства*
***Кировоградский национальный технический университет
пр. Университетский, 8, г. Кировоград, Украина, 25006

Проведений огляд конструкцій двохчастотних збудників вібрацій. Запропоновано збуджувати такі вібрації пасивними автобалансирами з коригувальними вантажами у вигляді куль, роликів або маятників. Наведені приклади нових віброзбудників. Запропоновані кінематичні схеми машин з різним рухом платформи. Перевірено працездатність одного із запропонованих технічних рішень комп'ютерним 3D моделюванням динаміки вібромашини у комп'ютерній САПР SolidWorks

Ключові слова: віброзбудник, двохчастотні вібрації, дебаланс, резонансна вібромашина, автобалансир, коригувальний вантаж, грохот

Проведен обзор конструкций двухчастотных возбудителей вибраций. Предложено возбуждать такие вибрации пассивными автобалансирами с корректирующими грузами в виде шаров, роликов или маятников. Приведены примеры новых вибровозбудителей. Предложены кинематические схемы машин с разным движением платформы. Проверена работоспособность одного из предложенных технических решений компьютерным 3D моделированием динамики вибромашины в компьютерной САПР SolidWorks

Ключевые слова: вибровозбудитель, двухчастотные вибрации, дебаланс, резонансная вибромашина, автобалансир, корректирующий груз, грохот

1. Введение

Среди вибрационных машин типа грохотов, вибросит, сепараторов перспективными являются машины с двухчастотными возбудителями вибраций [1]. В них при колебаниях платформы (решета, сита и т. п.) с более низкой частотой выполняется основной технологический процесс – сепарация, просеивание, очищение. Колебания с более высокой частотой обеспечивают:

1) самоочищение платформы [2];

2) изменение механических свойств обрабатываемого материала для увеличения интенсивности основного процесса.

Среди вибрационных машин наиболее энергоэффективны резонансные [3–5]. Так же в таких машинах вибровозбудители с меньшей массой возбуждают колебания платформы с большей амплитудой [6]. Поэтому актуально создание и совершенствование резонансных вибрационных машин с двухчастотными возбудителями вибраций.

Наиболее полный обзор вибрационных машин с двухчастотными и многочастотными возбудителями вибраций проведен в работе [7], а вибровозбудителей – в [8]. Рассмотренные в обзорах вибровозбудители имеют сложные конструкции, их трудно подстроить под резонансную частоту колебаний платформы и т. д. Поэтому актуально разработать новый способ возбуждения двухчастотных вибраций в резонансных вибромашинах, устраняющий эти недостатки.