

УДК 539.3

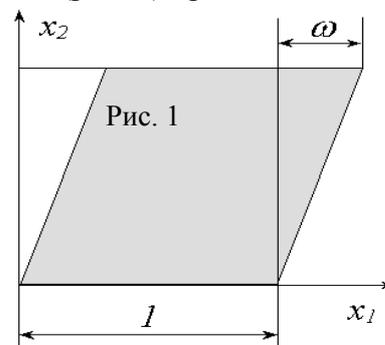
М.Ю.Горохов (5 курс, каф. МПУ),
А.С.Семенов, к.ф.-м.н., доц., Б.Е.Мельников, д.т.н., проф.

ЦИКЛИЧЕСКАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ МОДЕЛЕЙ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА С КИНЕМАТИЧЕСКИМ УПРОЧНЕНИЕМ ПРИ БОЛЬШИХ ДЕФОРМАЦИЯХ.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

В настоящее время не существует единой и общепринятой теории неупругого, и, в частности, упруго-пластического поведения материалов при конечных деформациях. Существует множество теорий, при использовании которых обнаруживаются эффекты противоречащие физической картине деформирования. Таким эффектом, например, является эффект ложной циклической неустойчивости, заключающийся в незамкнутости петли пластического гистерезиса при том, что от модели материала ожидается ее асимптотическая замкнутость.

В работе выполнено численное решение задачи о простом сдвиге (рис. 1) при циклическом нагружении для ряда моделей упругопластического материала с кинематическим упрочнением, отличающихся друг от друга как способом декомпозиции полной деформации на упругую и пластическую части, так и законом упрочнения. Задача простого сдвига относится к числу простейших задач, позволяющих судить о циклической стабильности материала.



Исходным пунктом построения существующих моделей упруго-пластического материала при конечных деформациях является разделение полных деформаций и (или) скоростей деформаций на упругую и пластическую составляющие. На данный момент конкурирующими являются два способа разложения (декомпозиции). Первый способ – аддитивное разложение тензора скоростей деформации $\mathbf{D} = \mathbf{D}_e + \mathbf{D}_p$. Примером модели, в которой принимается данная гипотеза является реологическая модель Прандтля, обобщенная на случай конечных деформаций В.А.Пальмовым. Второй способ – мультипликативное разложение градиента движения (градиента деформации) $\mathbf{F} = \mathbf{F}_e \cdot \mathbf{F}_p$, предложенное Е.Н.Лее.

Важным свойством модели материала является ее термодинамическая корректность. Термодинамически состоятельные модели могут быть построены как при использовании первого, так и второго способов декомпозиции полной деформации.

Упругая часть деформации определяется по закону нелинейной упругости, который записывают либо в классической голономной форме $\boldsymbol{\sigma} = 2J^{-1} \mathbf{F}_e \cdot \frac{\partial \psi_e}{\partial \mathbf{G}_e} \cdot \mathbf{F}_e^T$, либо в форме зако-

на гипо-упругости $\boldsymbol{\sigma}^\nabla = \mathbf{f}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{D}_e)$ с различными типами коротационных производных.

Для пластической деформации (для тензора скоростей пластических деформаций) практически во всех существующих моделях упругопластичности в той или иной форме принимается ассоциированный закон пластического течения $\mathbf{D}_p = \dot{\gamma} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \boldsymbol{\sigma}}$. Отдельной проблемой является задание тензора пластического вихря (спина). Часто его или эквивалентный ему тензор полагают нулем. Существуют, однако, модели, в которых пластический спин отличен от нуля. Наиболее известной из них является модель Полина-Печерского

$$W_p = \dot{\gamma} \eta \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\sigma})}{|\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho} \cdot \boldsymbol{\sigma}|}.$$

В качестве законов кинематического упрочнения чаще всего выступают обобщенный на случай больших деформаций закон Прагера $\boldsymbol{\rho}^\nabla = c\mathbf{D}_p$ или законы, основанные на различных способах соединения реологических моделей, например, закон нелинейной упругости

$$\boldsymbol{\rho} = 2J^{-1} \mathbf{F}_p \cdot \frac{\partial \psi_p}{\partial \mathbf{G}_p} \cdot \mathbf{F}_p^T.$$

Комбинируя способ декомпозиции, закон упругости, закон пластичности и закон кинематического упрочнения можно получить различные модели упругопластического материала. Однако далеко не все из них будут обладать свойством циклической стабильности.

На рис. 2 представлены характерные графики зависимости нормированного касательного напряжения σ_{12}/μ от деформации сдвига ω , получаемые по циклически нестабильной и циклически стабильной моделям упругопластического материала.

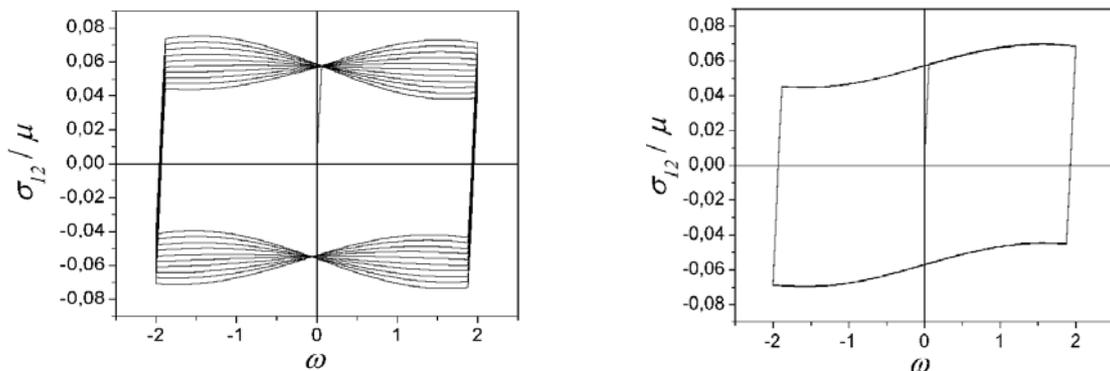


Рис. 2.

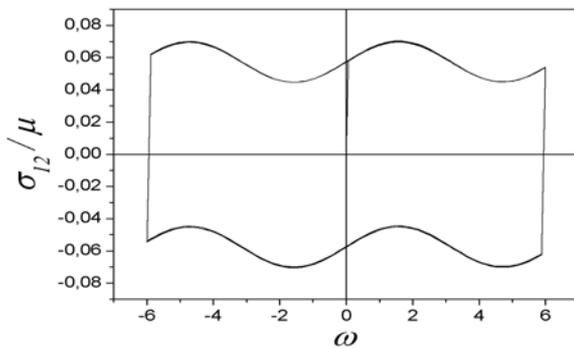


Рис. 3

В ходе исследования моделей упругопластического материала при конечных деформациях был выявлен еще один эффект, противоречащий физической картине деформирования. При использовании закона упрочнения $\boldsymbol{\rho}^J = c\mathbf{D}_p$, в задаче о простом сдвиге на участках монотонного нагружения наблюдается немонотонное изменение касательного напряжения.

Результаты анализа различных моделей упругопластического материала на предмет циклической стабильности приводятся в работе [1].

ЛИТЕРАТУРА:

1. Горохов М.Ю., Семенов А.С., Мельников Б.Е. Циклическая нестабильность моделей упруго-пластического материала с кинематическим упрочнением при больших деформациях. 2. Результаты исследования ряда моделей (настоящий сборник).