

УДК 539.3

Андрушко Н.Ф., Сенченков І.К.
Січко В.М., Бойчук О.В., Кепич Т.Ю.

Оцінка залишкового напружено-деформованого стану в фізично нелінійному диску при імпульсному стисканні.

Чисельно досліджено залишковий деформований стан диску із непружного матеріалу при імпульсному радіальному стисканні. Встановлено, що залишкові непружні деформації в площині диску є стискаючими, і внаслідок фокусування, їх радіальний розподіл має максимум в центрі диску. Розмір області залишкових деформацій збільшується із підвищенням прикладеного навантаження.

Andrushko N.F., Senchenkov I.K.
Sichko V.M., Boychuk O.V., Kepich T.Y.

The value of residual stress-strains state of nonelastik disk under compressive pulse radial loading.

Residual strains of nonelastik disk under compressive pulse radial loading are numerically investigated. It established that residual strains in disc are compressive and as result of focusing its radial distribution has maximum in the center of the disc. The size of area of residual strains grows when external load is increased.

Дослідження залишкового напружено-деформованого стану в тілах із фізично нелінійних матеріалів при імпульсному навантаженні має важливе теоретичне та практичне значення [8,9]. Зокрема, нині розробляються технології блокування поширення утомної тріщини шляхом створення поля залишкових стискаючих напружень і пластичних деформацій за допомоги імпульсного вибухового впливу з фокусуванням енергії в області вершини тріщини [4,5].

Робота присвячена чисельному моделюванню розповсюдження симетричних хвиль стиску, які збурюються імпульсним радіальним навантаженням, в диску із алюмінієвого сплаву.

Постановка задачі.

Вводиться циліндрична система координат $O r z \theta$, в якій розглядається диск товщини $0 \leq z \leq h$ та радіусу $0 < r \leq R$.

Постановка задачі включає:

кінематичні рівняння Коші для деформацій

$$\varepsilon_z = u_{z,z}, \varepsilon_r = u_{r,r}, \varepsilon_{\theta\theta} = u_r/r, \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2}(u_{z,r} + u_{r,z});$$

рівняння руху

$$\sigma_{rr} + \sigma_{zz} + (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})/r = \rho \ddot{u}_r, \sigma_{zz} + \sigma_{rz} + \sigma_{rz}/r = \rho \ddot{u}_z,$$

© Н.Ф.Андрушко, І.К.Сенченков, В.М.Січко, О.В.Бойчук, Т.Ю.Кепич

Механічна поведінка матеріалу описується динамічним варіантом узагальненої моделі течії Боднера–Партома [6,7]:
закон течії і рівняння пластичної нестисливості

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^p + \dot{\varepsilon}_{ij}^e, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0, \quad i, j = r, z, \theta;$$

кінетичне рівняння

$$D_2^p = D_0^2 \exp\left[-(Z^2/3J_2)^n\right],$$

де $J_2 = \frac{1}{2}s_{ij}s_{ij}$, $D_2^p = \frac{1}{2}\dot{\varepsilon}_{ij}^p\dot{\varepsilon}_{ij}^p$, $J_2 = \lambda^{-2}D_2^p$, $\lambda^2 = D_2^p J_2^{-1}$, $Z = K + D$,

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\sigma_{kk};$$

еволюційне рівняння для параметра K ізотропного зміцнення

$$\dot{K} = m_1(K_1 - K)\dot{W}_p - A_1 K_1 (K - K_2) K_1^{-1} \dot{W}_p, \quad K(0) = K_0,$$

де $\dot{W}_p = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^p$;

еволюційне рівняння для параметра β_{ij} направленого зміцнення

$$\dot{\beta}_{ij} = m_2(D_1 U_{ij} - \beta_{ij})\dot{W}_p - A_2 K_1 \left((\beta_{kl}\beta_{kl})^{1/2} K_1^{-1} \right)^{r_2} V_{ij}, \quad \beta_{ij}(0) = 0,$$

де $D = \beta_{ij}U_{ij}$, $U_{ij} = (\beta_{kl}\beta_{kl})^{1/2} \beta_{ij}$, $U_{ij} = (\sigma_{kl}\sigma_{kl})^{1/2} \sigma_{ij}$;

закон Гюка

$$\sigma_{kk} = 3k\varepsilon_{kk}, \quad s_{ij} = 2G(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p);$$

граничні умови

$$\sigma_{rz}|_{z=h} = 0, \quad \sigma_{zz}|_{z=h} = 0,$$

$$\sigma_{rr}|_{r=R} = f(t), \quad \sigma_{rz}|_{r=R} = 0;$$

початкові умови

$$u_i|_{t=0} = 0, \quad \dot{u}_i|_{t=0} = 0.$$

Використовуються такі позначення: E – модуль пружності; ν – коефіцієнт Пуасона; G – модуль зсуву; K_v – модуль об'ємного стиску; u_i – компоненти вектора переміщення; $\dot{u}_i = \partial u_i / \partial t$ – швидкість переміщення; ε_{ij}^p – тензор непружних деформацій; $\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \partial \varepsilon_{ij}^p / \partial t$; t – час; σ_{ij} , s_{ij} – компоненти тензора та девіатора напружень; $\sigma_{rz} = \partial \sigma_{rz} / \partial z$; ε_{ij} , e_{ij} – компоненти тензора та девіатора деформацій; $f(t)$ – задана функція

навантаження; $D_0, K_0, K_1, K_2, D_1, m_1, m_2, A_1, A_2, r_1, r_2$ – динамічні константи моделі; δ_{ij} – символ Кронекера.

Задача розв'язується методом скінчених елементів. Використовується методика, викладена в роботах [2,3]. Для інтегрування по часу застосовується чисто неявна схема Ньюмарка ($\theta=1$) [10].

Шляхом обробки експериментальних динамічних діаграм навантаження [1] отримані такі значення динамічних параметрів ізотермічної моделі Боднера-Партома для алюмінієвого сплаву АМг-6:

$$D_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}, G = 3.04478 \cdot 10^4 \text{ МПа}, E = 0.816 \cdot 10^5 \text{ МПа}, \nu = 0.34,$$

$$m_1 = 0.1 \text{ МПа}^{-1}, K_0 = 325.0 \text{ МПа}, K_1 = 605.0 \text{ МПа}, n = 4.0.$$

Приймається $A_1 = A_2 = m_2 = 0$.

Геометрія диска характеризується значеннями параметрів $h = 0.001 \text{ м}$ та $R = 0.1 \text{ м}$.

Розрахунки проводяться при розбитті диску на 1920 елементів. Вибір кроку по часу при початковому значенні $5 \cdot 10^{-8}$ сек здійснюється автоматично.

Розглядається випадок імпульсного навантаження бокової поверхні диску у радіальному напрямку. Форма імпульсу вибирається у вигляді половини синусоїди

$$f(t) = \begin{cases} \sigma_0 \sin \omega t, & 0 < t < t_m, \\ 0, & t > t_m, \end{cases}$$

де t_m – тривалість імпульсу; σ_0 – амплітуда імпульсу навантаження, $\omega = \pi/t_m$.

В розрахунках приймається $t_m = 2 \cdot 10^{-6}$ сек, $\sigma_0 = -170 \text{ МПа}$.

При такому навантаженні бокової поверхні в диску спочатку поширюються пружні хвилі. Однак, по мірі наближення до центру ($r=0, z=0$) внаслідок фокусування рівень напружень в хвилі зростає і в деякий момент часу в ній починається непружне деформування. Часова поведінка радіальних напружень в центрі диску зображена на рис.1.

Привертає увагу, що напруження у відбитій від центру диска хвилі розтягу дещо вищі, ніж у падаючій хвилі стиску, незважаючи на дисипацію енергії в останній. Аналогічно для хвилі, яка відбилася від зовнішньої радіальної поверхні рівень фокусування в центрі в падаючій хвилі також менший, ніж у відбитій від центру диска.

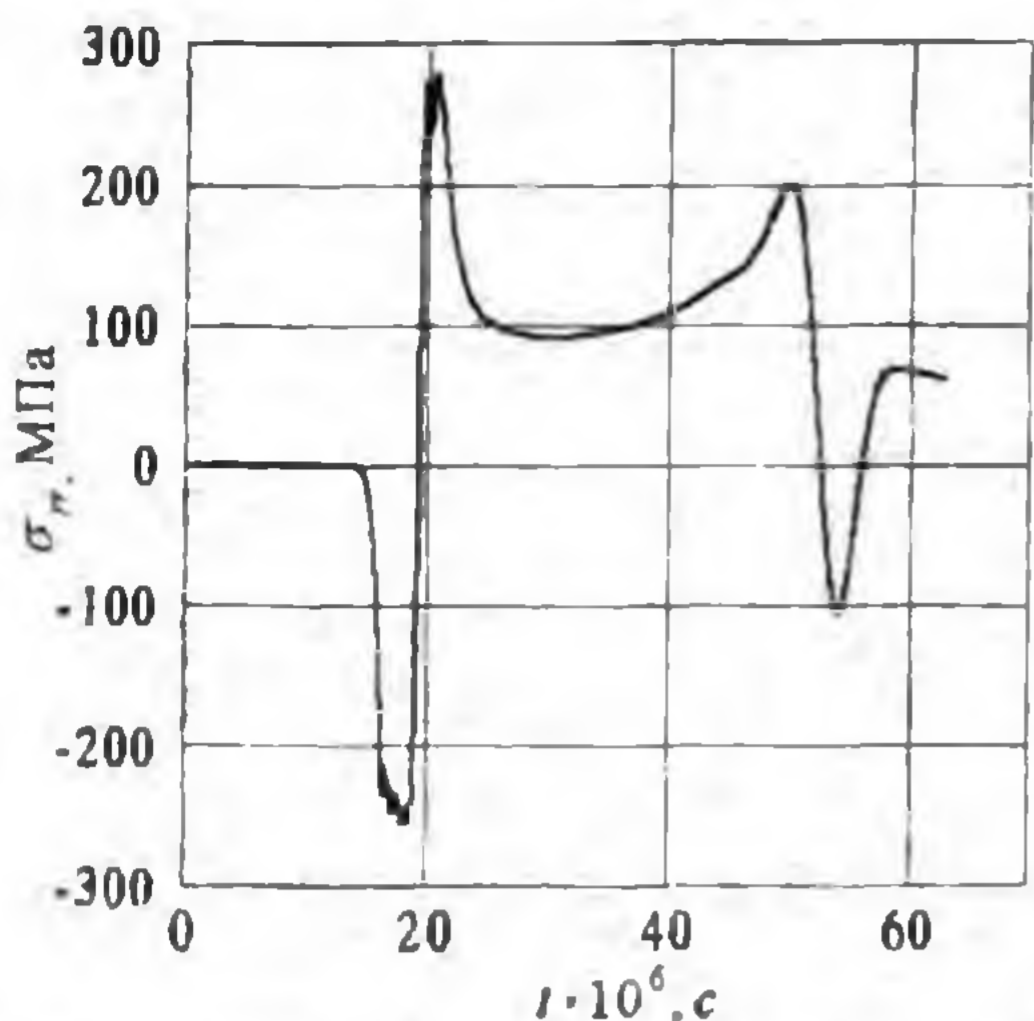


Рис.1. Розподіл радіальних напружень в центрі диску по часу.

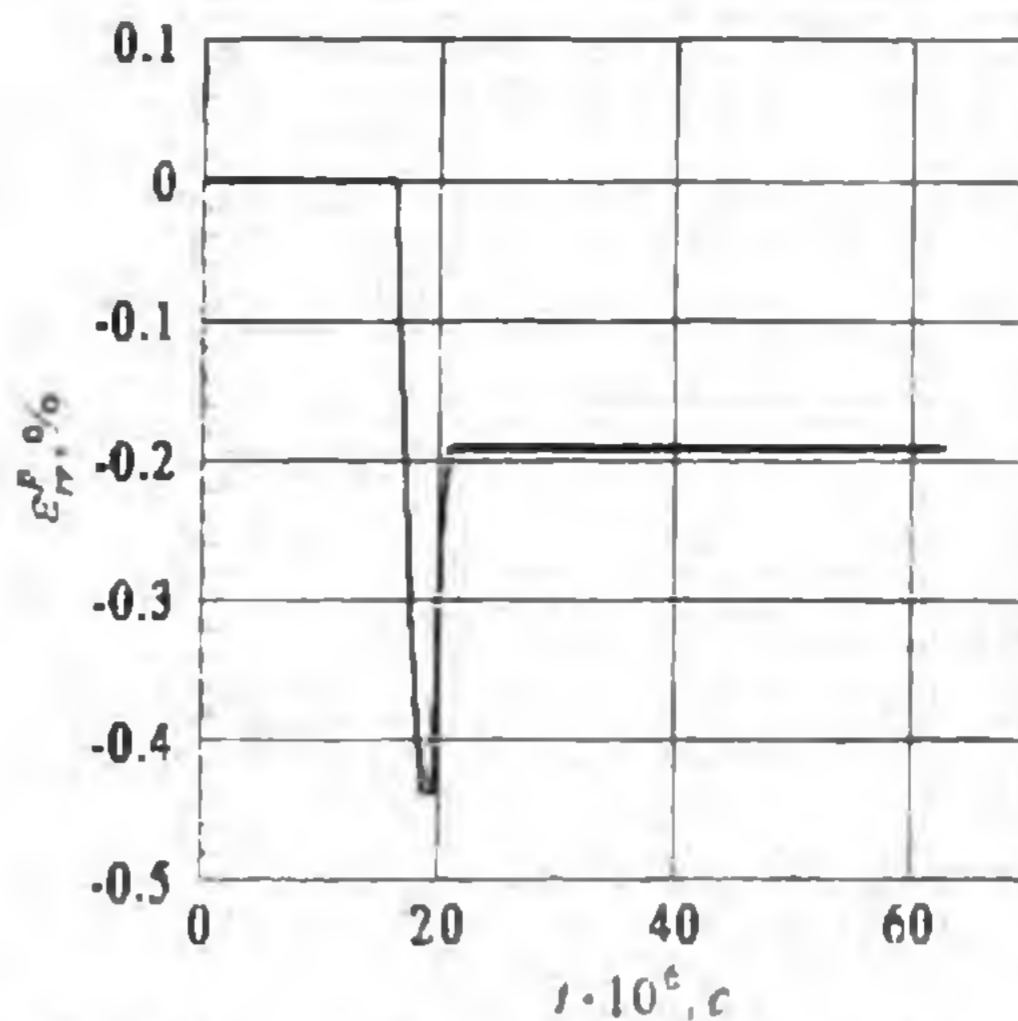


Рис.2. Непружні деформації в центрі.

Непружні деформації в центрі диску (рис.2) формуються одразу після приходу хвилі і досягають значення $\epsilon_{rr}^p = -0.44\%$, потім знижуються і усталюються на рівні $\epsilon_{rr}^p = -0.2\%$. Особливість непружного деформування полягає в тому, що нижчому рівню напружень в падаючій хвилі відповідають більші непружні деформації, тоді як при більш високому рівню напружень у відбитій хвилі рівень непружного деформування майже вдвічі нижчий.

Цей ефект пов'язаний із ізотропним зміцненням матеріалу. З рис.3 видно, що параметр зміцнення K в падаючій хвилі становить $K \approx 380$ МПа, тоді як у відбитій $K \approx 410$ МПа. Оскільки K визначає границю текучості σ_T , то у відбитій хвилі її значення суттєво вищі, ніж у падаючій, а значення непружних деформацій – нижчі.

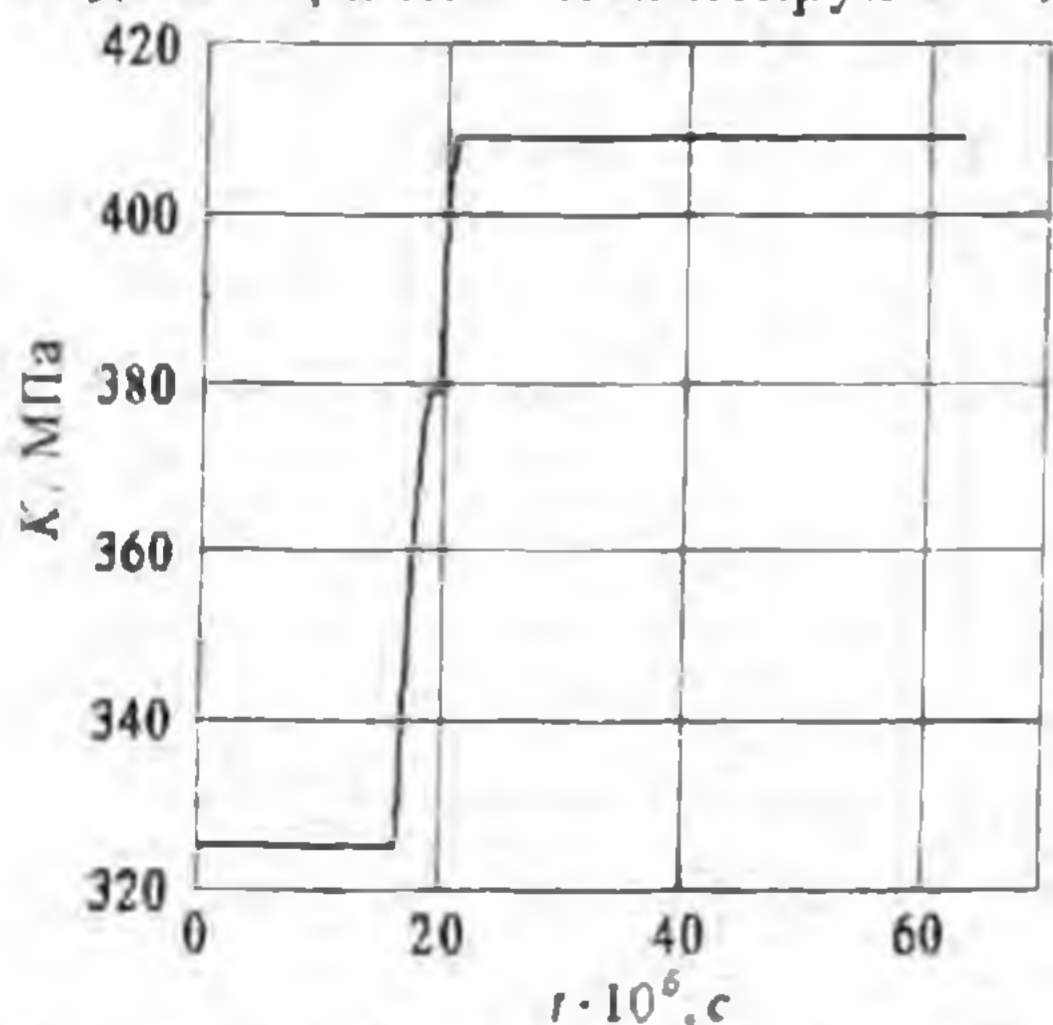


Рис.3. Поведінка параметра ізотропного зміцнення K в центрі диску.

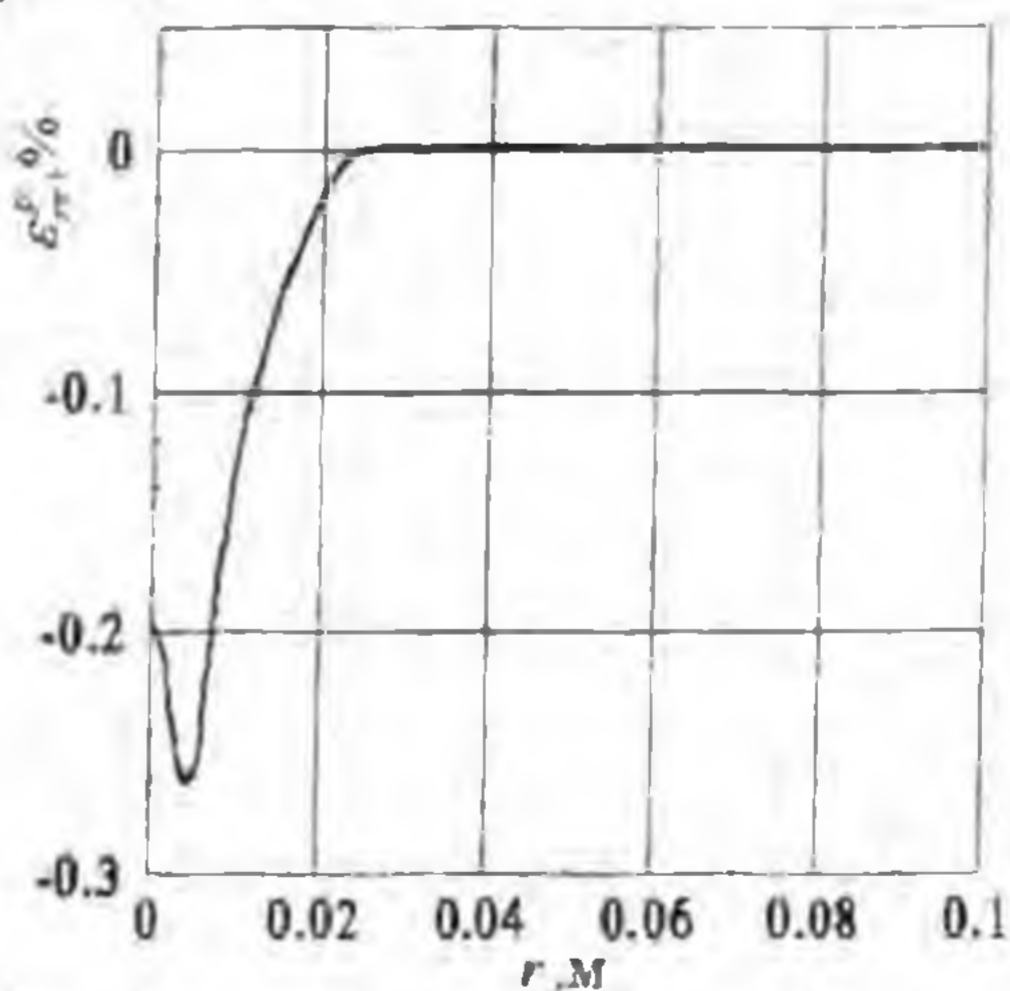


Рис.4. Розподіл залишкових деформацій по радіусу диска.