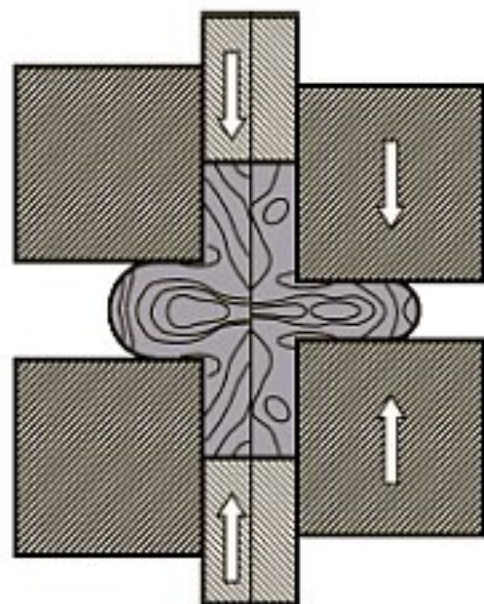


Р. І. Сивак, В. А. Огородніков

ХОЛОДНЕ КОМБІНОВАНЕ ВИДАВЛЮВАННЯ



Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Вінницький національний технічний університет

Р. І. Сивак, В. А. Огородніков

ХОЛОДНЕ КОМБІНОВАНЕ ВИДАВЛЮВАННЯ

Монографія

Вінниця
ВНТУ
2011

УДК 621.77
ББК 34.5
С34

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 11 від 24.06.2010 р.)

Рецензенти:

І. С. Алієв, доктор технічних наук, професор

В. А. Тітов, доктор технічних наук, професор

Сивак, Р. І.

С34 Холодне комбіноване видавлювання: монографія / Р. І. Сивак, В. А. Огородніков. – Вінниця: ВНТУ, 2011. – 180 с. ISBN 978-966-641-397-3

Розглядається доцільність розробки процесів прямого видавлювання з послідовним радіальним видавлюванням та контурною осадкою з проміжними відпалами. Узагальнено метод оцінки використаного ресурсу пластичності ψ при немонотонному навантаженні шляхом заміни компонент девіатора пошкоджень компонентами тензора пошкоджень, що дозволило врахувати вплив величини ψ на перехідних етапах багатопереходних процесів на інтенсивність накопичення пошкоджень. Проведено дослідження радіального видавлювання з контурною осадкою пористих заготовок, отриманих після прямого видавлювання, та розроблено комплексну методику оцінки деформованості пористих заготовок при немонотонній пластичній деформації.

УДК 621.77
ББК 34.5

ISBN 978-966-641-397-3

© Р. Сивак, В. Огородніков, 2011

ЗМІСТ

Вступ.....	5
1. РЕСУРС ПЛАСТИЧНОСТІ МЕТАЛІВ ПРИ ХОЛОДНІЙ ПЛАСТИЧНІЙ ДЕФОРМАЦІЇ.....	6
1.1. Пластична деформація суцільних та пористих матеріалів.....	6
1.2. Напруження при немонотонному навантаженні.....	13
1.3. Накопичення пошкоджень при пластичній деформації. Критерії руйнування.....	21
1.4. Процеси холодного видавлювання.....	28
2. НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИЙ СТАН ПРИ НЕМОНОТОННОМУ НАВАНТАЖЕННІ.....	38
2.1. Визначення кінематики деформування.....	38
2.1.1. Стационарні процеси. Метод функцій току.....	38
2.1.2. Розрахунок кінематики деформування на базі сплайн-апроксимації.....	42
2.2. Визначення компонент тензора швидкостей деформацій методом координатних сіток.....	46
2.3. Визначення компонент тензора напружень.....	51
2.4. Визначення компонент тензора напружень при немонотонній деформації.....	56
2.5. Визначення компонент тензора напружень з урахуванням ефектів запізнення.....	64
3. ОЦІНКА ДЕФОРМОВНОСТІ ЗАГОТОВОК У ПРОЦЕСАХ ПОСЛІДОВНОЇ ПЛАСТИЧНОЇ ФОРМОЗМІНИ.....	73
3.1. Побудова поверхні граничної деформації.....	74
3.2. Дослідження процесу видавлювання.....	80
3.3. Дослідження процесу поперечного видавлювання з контурною осадкою.....	93
3.4. Оцінка використаного ресурсу пластичності при комбінованому видавлюванні з проміжними відпалами...	109
3.4.1. Вплив проміжних відпалів на відновлення пластичності.....	110

3.4.2. Оцінка використаного ресурсу пластичності при наявності проміжних відпалів.....	115
3.5 Вплив гідростатичного тиску на пластичність металів	119
4. КОМБІНОВАНЕ ВИДАВЛЮВАННЯ ПОРИСТОЇ ЗАГОТОВКИ.....	124
4.1. Побудова кривої течії матеріалу основи на основі мі-ді.....	124
4.2. Поверхня граничних деформацій.....	130
4.3. Результати розрахунків напружено-деформованого стану та ресурсу пластичності при прямому видавлюванні пористої заготовки.....	136
4.4. Поперечне видавлювання з контурною осадкою.....	146
5. РОЗРОБКА ПРОЦЕСІВ НЕМОНОТОННОЇ ПЛАСТИЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ НА ОСНОВІ ТЕОРІЇ ДЕФОРМОВНОСТІ.....	152
5.1. Моделювання процесів пластичної деформації на основі теорії деформовності.....	152
5.2. Оцінка придатності матеріалу для прямого видавлювання.....	155
5.3. Оцінка придатності матеріалу для радіального видавлювання з контурною осадкою.....	158
Висновки.....	162
Література.....	163

ВСТУП

Підвищення ефективності виробництва за рахунок розвитку, удосконалення існуючих та розробки і впровадження нових ресурсозберігаючих технологій є важливими задачами сучасного машинобудування. Один із шляхів розв'язання цих задач полягає в подальшому розвитку методів оцінки деформовності заготовок, які дозволяють при проектуванні технологічних процесів прогнозувати рівень пошкодження виробів дефектами руйнування. Точність прогнозування якості та технологічної спадковості готових виробів в значній мірі визначається достовірністю та повнотою вихідних даних про залежність пластичності металів від схеми напруженого стану, а також історією навантаження, для визначення якої необхідна повна інформація про напружено-деформований стан у процесі формозміни.

В даний час найбільш поширеним способом обробки металів тиском є холодне об'ємне штампування, яке дозволяє звести до мінімуму або повністю виключити необхідність наступної обробки різанням. Подальший розвиток методів холодного штампування та більш широке впровадження їх у виробництво можливі на основі використання теорії деформовності як при розробці нових способів формозміни, так і при раціональному, з точки зору деформовності, об'єднанні існуючих операцій та створенні нових комбінованих процесів. Аналіз таких процесів неможливий без врахування ефекту Баушингера.

При пластичній деформації, особливо пористих матеріалів, паралельно з процесами накопичення пошкоджень проходять процеси заліковування. Інтенсивність цих процесів залежить від історії навантаження, яка визначається параметрами процесу, можливості зміни яких часто обмежені. Одним з ефективних методів відновлення запасу пластичності є проміжні відпали, результати яких залежать від величини використаного ресурсу пластичності. Відомі методи визначення ресурсу пластичності не дозволяють оцінювати комплексний вплив немонотонності навантаження та проміжних відпалів на пластичність. У зв'язку з цим залишається актуальною проблема прогнозування пластичності металів при розробці комбінованих процесів холодного видавлювання з проміжними відпалами.

1. РЕСУРС ПЛАСТИЧНОСТІ МЕТАЛІВ ПРИ ХОЛОДНІЙ ПЛАСТИЧНІЙ ДЕФОРМАЦІЇ

1.1. Пластична деформація суцільних та пористих матеріалів

Для підвищення ефективності процесів обробки металів тиском необхідний подальший розвиток теорії деформовності та методів розв'язку крайових задач сучасної теорії пластичності. Важливий внесок у розвиток теорії деформовності та технологічної механіки зробили І. С. Алієв, Ю. А. Алюшин, Я. Є. Бейгельзімер, С. І. Губкін, В. М. Данченко, Г. Д. Дель, А. М. Дмитрієв, Б. А. Друянов, А. А. Костава, В. Л. Колмогоров, Ю. Г. Калпін, О. М. Лаптев, Н. Н. Малінін, Є. М. Макушок, І. Ф. Мартинова, В. М. Михалевич, О. В. Нахайчук, А. А. Нотич, А. Г. Овчінніков, В. А. Огородніков, О. С. Пшенишнюк, Є. О. Попов, І. П. Рене, О. А. Розенберг, В. Д. Рудь, Г. П. Сердюк, В. В. Скороход, Г. А. Смірнов-Аляєв, Д. В. Хван, Є. П. Унксов, Ю. К. Філіпов, Н. А. Шестаков, М. Б. Штерн, С. П. Яковлев, Р. Дж. Грін, У. Джонсон, М. Ояне та інші.

Процеси пластичної деформації суцільних та пористих тіл займають важливе місце в технологіях отримання виробів із покращеними фізико-механічними характеристиками.

У вивченні деформаційної поведінки суцільних та пористих тіл сформувалось два основних напрямлення: процеси та закономірності пластичної деформації при різних схемах навантаження; проблема оцінки граничних деформацій, які призводять до руйнування. Приведена вище класифікація ґрунтується на існуючих в наш час відмінностях в постановці, методах теоретичного аналізу і кінцевій меті рішення конкретних задач у першому й другому напрямленнях.

У теоретичному описі процесів деформування суцільних та пористих тіл склались такі два напрямлення. Перший суто континуальний підхід, другий – опис за допомогою теорії пластичності відносно простих моделей, які враховують принаймні в головних рисах структурні особливості цих тіл. В подальшому нами буде використана континуальна теорія.

При дослідженні великих пластичних деформацій суцільних тіл найбільш достовірні результати дає теорія течії. Згідно з цією теорією напружений стан визначають миттєві приріст компонент тензора пластичної деформації. Якщо знехтувати компонентами пружної деформації (що допустимо при розвиненій пластичній деформації), то отримаємо [1, 2] рівняння Сен-Венана-Мізеса:

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{3}{2} \frac{de_u}{\sigma_u} (\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma), \quad (1.1)$$

які після ділення на dt набудуть вигляду

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \frac{\dot{e}_u}{\sigma_u} (\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma), \quad (1.2)$$

де $d\varepsilon_{ij}$ – компоненти тензора прирощення пластичних деформацій; δ_{ij} – дельта (символ) Кронекера; $\dot{\varepsilon}_{ij}$ – компоненти тензора швидкостей деформацій; e_u – ступінь деформації; σ_u – інтенсивність напружень.

Необхідно відзначити, що швидкості деформацій $\dot{\varepsilon}_{ij}$ не визначаються однозначно при заданих напруженнях. При заданих швидкостях деформацій $\dot{\varepsilon}_{ij}$ компоненти девіатора напруження s_{ij} визначаються однозначно.

Співвідношення (1.1) і (1.2) не інтегруються, тобто не зводяться до кінцевих співвідношень між компонентами напруження й деформації. Цей математичний факт відображає залежність результатів розрахунку за рівняннями (1.1), (1.2) від історії деформування. Проте ці рівняння не дозволяють враховувати реверсування навантаження, при якому проявляється ефект Баушингера.

В загальному випадку, для опису напружено-деформованого стану в пластичній області необхідно визначити 15 функцій:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(x, y, z, t), \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}(x, y, z, t), \quad u_i = u_i(x, y, z, t). \quad (1.3)$$

Функції (1.3) не можуть бути довільними, вони пов'язані диференціальними рівняннями руху та нерозривності:

$$\sigma_{ij,j} + \rho g_i = \rho w_i, \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho v_{i,i} = 0, \quad (1.4)$$

де ρ – густина деформуємого матеріалу; g_i – компоненти заданої розподіленої масової сили; w_i – компоненти вектора прискорення,

$$w_i = \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_{i,j} v_j, \quad (1.5)$$

v_i – компоненти вектора швидкості.

Компоненти тензора деформацій ε_{ij} пов'язані з компонентами переміщень співвідношеннями Коші:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}). \quad (1.6)$$

Функції (1.3) можна знайти після розв'язання системи рівнянь (1.4), (1.6). Проте ця система неповна. Необхідно мати ще шість рівнянь. Такими рівняннями, замикаючими систему (1.4), (1.6), є фізичні рівняння, які в теорії течії приймаються у вигляді (1.1) або (1.2).

Співвідношення теорії течії (1.1), (1.2) були отримані більше ста років тому [3]. Проте лише в наш час було встановлено, що ця теорія є наслідком фундаментальних постулатів загальної теорії пластичності для процесів із траєкторією деформації малої кривизни [4, 5].

При формозмінній заготовки в її матеріалі можуть виникати порушення суцільності. Тому виникає проблема доповнення системи рівнянь, яка дозволяє розраховувати напружено-деформований стан, системою рівнянь, які визначають граничні стани, так як рівняння (1.4)–(1.6) описують тільки суцільне середовище.

Як впливає з викладеного вище, задача теорії пластичності в загальному випадку тримірної деформації полягає в визначенні 15 функцій (1.3), які задовольняють нелінійну систему 15-ти рівнянь (1.4), (1.6), (1.1) або (1.2) в частинних похідних. Крім того, розв'язок крайової задачі повинен задовольняти також певним граничним умовам. Проте в такій постановці розв'язок задачі пластичності поки що не отримано. Тому розроблено цілу низку методів наближених рішень.

Наприклад, розв'язання задачі малих пружнопластичних деформацій можна звести до розв'язання трьох нелінійних диференціальних рівнянь 2-го порядку відносно трьох компонентів вектора переміщень [6]:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} [\lambda \varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - 2\mu \omega(e_u) e_{ij}] + \rho g_i = \rho w_i. \quad (1.7)$$

Рівняння (1.7) отримане після підстановки (1.8) у співвідношення (1.1):

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - 2\mu \omega(e_u) e_{ij} \quad (1.8)$$

і наступною їх підстановкою в рівняння рівноваги (1.4).

Граничні умови на границі можна записати у вигляді

$$u_i = U_i \quad (1.9)$$

або у вигляді

$$[\lambda \varepsilon \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} - 2\mu \omega(e_u) e_{ij}] \nu_j = S_i \quad (1.10)$$

де $\omega(e_u)$ – характеризує деформаційне зміцнення матеріалу і називається функцією А. А. Ільюшина; e_{ij} – компоненти девіатора деформацій; $e_u = \sqrt{2e_{ij}e_{ij}}$, λ , μ – пружні сталі, $\varepsilon = \varepsilon_{ij}\delta_{ij}$.

При великих пластичних деформаціях найбільш прийнятні результати дають визначальні співвідношення теорії течії (1.2), які перепишемо у вигляді

$$(\sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma) = \frac{2}{3} \frac{\sigma_u}{\dot{\varepsilon}_u} \dot{\varepsilon}_{ij}. \quad (1.11)$$

Проте, співвідношення (1.11) не дозволяє за заданими компонентами тензора швидкостей деформацій повністю визначити всі компоненти тензора напружень. Тому в теорії течії неможлива коректна постановка задачі у швидкостях, аналогічно (1.7). Перепишемо тензор напружень у вигляді

$$\sigma_{ij} = s_{ij} + \sigma \delta_{ij}$$

і підставимо в рівняння рівноваги (1.4) за умови, що $g_i = \omega_i = 0$:

$$\frac{\partial(\sigma\delta_{ij} + S_{ij})}{\partial x_j} = \frac{\partial\sigma}{\partial x_j}\delta_{ij} + \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} = 0. \quad (1.12)$$

Підставимо в (1.12) праві частини (1.11) і виразимо компоненти тензора швидкостей деформацій через компоненти вектора швидкостей. В результаті отримаємо систему з трьох диференціальних рівнянь:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial x_j}\delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{2}{3} \frac{\sigma_u}{\dot{\epsilon}_u} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right] = 0, \quad (1.13)$$

до яких слід додати рівняння нестисливості:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1.14)$$

Таким чином отримаємо систему трьох диференціальних рівнянь (1.13), (1.14) відносно трьох компонент вектора швидкостей та середнього гідростатичного тиску при граничних умовах

$$v_i = V_i, \quad (1.15)$$

$$v_j \left[\sigma\delta_{ij} + \frac{2}{3} \frac{\sigma_u}{\dot{\epsilon}_u} (v_{i,j} + v_{j,i}) \right] = S_i. \quad (1.16)$$

Континуальна теорія пластичного деформування пористих тіл отримала розвиток у роботах [7, 8, 9, 10]. За допомогою цієї теорії стало можливим рішення цілої низки інженерних задач в області обробки тиском пористих тіл.

На цей час при континуальному описі поведінки пористих тіл припускається, що порошки і пористі тіла можуть розглядатися як мікронеоднорідні, але суцільні середовища. В відповідності до основних уявлень механіки континуума припускається, що поведінка об'єктів, які розглядаються, може бути описана за допомогою тензора напружень σ_{ij} , тензора швидкостей деформацій $\dot{\epsilon}_{ij}$, густини ρ або пористості θ та інших параметрів χ_k . В подальшому розглядаються матеріали, які у всі моменти деформування ізотропні, а тензор напружень вважа-

ється симетричним. Розглядаються процеси, при яких температура помітно не впливає на характер їх протікання.

При формулюванні визначальних рівнянь використовується підхід, пов'язаний із заданням властивостей дисипативної функції [7, 11–14]. Поведінка матеріалу вважається відомою, якщо задана функція

$$D = D(e_{ij}, \rho, \chi_k), \quad (1.17)$$

причому

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial D}{\partial e_{ij}} \quad (1.18)$$

і, крім того, визначені співвідношення

$$\frac{\dot{\theta}}{1-\theta} = -\frac{\dot{\rho}}{\rho} = \dot{e}_{ij}\delta_{ij}; \quad \dot{\chi}_k = A_k(\dot{e}_{ij}, \theta, \chi_k), \quad (1.19)$$

де A_k – функції, однорідні відносно першої степені \dot{e}_{ij} .

Якщо припустити, що треті інваріанти не впливають на поведінку об'єктів, що розглядаються, то з врахуванням ізотропії співвідношення (1.17–1.19) набудуть вигляду

$$D = D(\dot{e}, \dot{\gamma}, \theta, \chi_k); \quad (1.20)$$

$$p = \frac{\partial D}{\partial \dot{e}}, \tau = \frac{\partial D}{\partial \dot{\gamma}}; \quad (1.21)$$

$$\sigma_{ij} - p\delta_{ij} = \frac{\tau}{\gamma} \left(\dot{e}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{e}\delta_{ij} \right); \quad (1.22)$$

$$\dot{\theta} = (1-\theta)\dot{e}; \quad (1.23)$$

$$\dot{\chi}_k = A_k(\dot{e}, \dot{\gamma}, \theta, \chi_k), \quad (1.24)$$

де $3p$ і \dot{e} – перші інваріанти тензорів σ_{ij} і \dot{e}_{ij} ; τ і $\dot{\gamma}$ – квадратні корені із других інваріантів їх девіаторів.

В зазначених припущеннях тензорні визначальні співвідношення (1.22) лінійні і виражають подібність девіаторів напружень і швидкос-

тей деформацій для будь-яких видів незворотної деформації об'ємно стискуваних матеріалів. Їх реологічні особливості виражаються скалярними визначальними рівняннями:

$$P = p(\dot{\epsilon}, \dot{\gamma}, \theta, \chi_k); \quad \tau = \tau(\dot{\epsilon}, \dot{\gamma}, \theta, \chi_k), \quad (1.25)$$

які повинні бути узгоджені з (1.19) і (1.21).

Пластична поведінка матеріалу не залежить від часу. Тому функція D – однорідна першого ступеня від $\dot{\epsilon}$ і $\dot{\gamma}$ [11, 12], а p і τ залежать від відношення $\dot{\epsilon}/\dot{\gamma}$ [13]:

$$P = p(s, \theta, \chi_k), \quad \tau = \tau(s, \theta, \chi_k), \quad (1.26)$$

де $s = \dot{\epsilon}/\dot{\gamma}$.

Функції p і τ не можуть бути довільними і в силу (1.21) пов'язані рівнянням

$$\frac{\partial p}{\partial s} s + \frac{\partial \tau}{\partial s} = 0. \quad (1.27)$$

Подальші обмеження на них накладаються принципом максимуму Мізеса: як функції від s обидві величини обмежені (при $\theta > 0$), при цьому p – монотонно зростаюча, а τ – «колоколоподібна» позитивна і наближається до нуля, коли $|s| \rightarrow 0$ (рис. 1.1) [10].

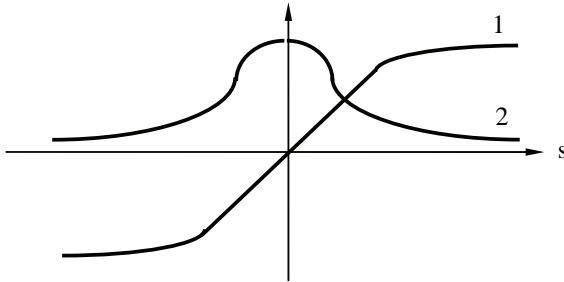


Рис. 1.1. Залежність p і τ від s

Параметр s , введений М. Б. Штерном [10, 14], є показником деформованого стану. Його значенню, рівному нулю, відповідає чистий зсув; при $s = -\sqrt{\frac{2}{3}}$ має місце стиск в матриці з жорсткими ідеально

гладкими стінками; $s = -\infty$ – випадок усестороннього рівномірного стиску.

Явний вигляд виразів (1.26) як функцій від s може бути встановлений за допомогою спеціальних механічних випробувань, описаних, наприклад, в [15]. Інші, відомі методи описання механіки пластичної деформації пористих тіл [16–20] відрізняються тільки умовою пластичності і видом функції пористості.

1.2. Напруження при немонотонному навантаженні

Теорія пластичності металу, який ізотропно зміцнюється, не придатна для кількісної оцінки процесів немонотонного деформування. Крім того, багато особливостей поведінки матеріалів при складному навантаженні можна розглядати як результат прояву ефекту Баушингера. Але справа не тільки в цьому. При розрахунках величини використаного ресурсу пластичності процес накопичення пошкоджень описують тензорними моделями, а напружений стан визначають використовуючи моделі ізотропного зміцнення, що приводить до помилок, величину яких важко оцінити.

За визначенням Г. А. Смірнова-Аляєва [21], деформація називається монотонною, якщо при незмінному значенні параметра Надаї-Лоде μ_σ напрям головних осей тензора швидкостей деформацій T_ξ у процесі пластичної деформації збігається з одними і тими ж матеріальними волокнами, а головні швидкості видовжень не змінюють свій знак. Якщо позначити через ω_1 швидкість обертання матеріальної частинки в процесі деформації, а через ω_2 – швидкість обертання головних осей T_ξ , то умову монотонності можна записати у виді $\omega_1 = \omega_2$ або
$$\varphi = \int_0^t (\omega_1 - \omega_2) d\tau = 0$$
, де φ – кут, який характеризує немонотонність розвитку деформації.

Квазімонотонною будемо називати таку деформацію, при якій має місце поворот матеріальної частинки відносно головних осей T_ξ в одному з напрямків, тобто $\omega_1 \neq \omega_2$, але $sign(\omega_1 - \omega_2) = const$. Прикладом квазімонотонної деформації є кручення, при якому матеріальні волок-

на повертаються в процесі деформації у напрямку закручування, а головні осі T_{ξ} залишаються нерухомими ($\omega_1 \neq 0, \omega_2 = 0, \text{sign} \omega_1 = \text{const}$).

Для оцінки впливу немонотонності навантаження на величину напружень і закон їх зміни більшість дослідників пропонують внести зміни в рівняння поверхні навантаження [22]. Найбільш просте рівняння поверхні навантаження, яке дозволяє врахувати анізотропію деформаційного зміцнення, можна одержати, якщо виходити із припущення про жорстке зміцнення поверхні навантаження в напрямку деформування. Однак ця схема дає задовільні результати лише при малих пластичних деформаціях. Значно кращий збіг з експериментальними даними в області великих пластичних деформацій можна одержати, якщо припустити, що поверхня навантаження зазнає переносу й одночасно розширюється рівномірно в усіх напрямках. Якщо ця поверхня в початковому стані описувалась умовою пластичності

$$S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} \sigma_u^2, \quad (1.28)$$

то її зміну в процесі деформування можна описати рівнянням

$$2f(S_{ij}) = (S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij}) - \frac{2}{3} \sigma_u^2 = 0, \quad (1.29)$$

де α_{ij} – додаткові напруження (мікронапруження) або зміщення центру поверхні навантаження в просторі девіатора напружень; σ_u – інтенсивність напружень, яка пов'язана з накопиченою деформацією e_u залежністю $\sigma_u(e_u)$, єдиною для різних напружених станів і видів навантаження:

$$e_u = \int_0^t \dot{\epsilon}_u d\tau, \quad (1.30)$$

де $\dot{\epsilon}_u$ – інтенсивність швидкостей деформацій; t - час деформування.

Величину e_u можна також розглядати як довжину траєкторії деформування в просторі вектора деформацій.

Згідно із законом пластичної течії:

$$d\varepsilon_{ij} = d\lambda(S_{ij} - \alpha_{ij}) \quad (1.31)$$

можна записати, що

$$d\varepsilon_{ij}d\varepsilon_{ij} = d\lambda^2(S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij}); \quad (1.32)$$

тоді

$$d\lambda = \frac{2}{3} \frac{de_u}{\sigma_u}.$$

Отримані співвідношення дозволяють записати рівняння стану для анізотропного зміцнення у вигляді

$$d\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \frac{de_u}{\sigma_u} (S_{ij} - \alpha_{ij}). \quad (1.33)$$

Для визначення залежності коефіцієнта Баушингера $\beta = \sigma_u''/\sigma_u'$ від величини ступеня деформації e_u проводять такі експериментальні дослідження. Зразки розтягують до різних значень e_u і знімають навантаження. Потім із них вирізають зразки на стиск таким чином, щоб деформація стиску проходила в напрямку попереднього розтягу. Згідно з (1.33) можна записати [22]:

$$\sigma_u' - \frac{3}{2} \alpha_{11} = \sigma_u. \quad (1.34)$$

При наступному стиску вздовж тієї ж осі до появи пластичного стану α_{ij} не змінюється, тому із (1.33) витікає, що

$$\sigma_u'' + \frac{3}{2} \alpha_{11} = \sigma_u. \quad (1.35)$$

З рівнянь (1.34) і (1.35) знаходимо

$$\sigma_u = \frac{1+\beta}{2} \sigma_u'; \quad \alpha_{11} = \frac{1-\beta}{3} \sigma_u', \quad (1.36)$$

де σ_u'' – границя текучості при стиску; σ_u' – границя текучості при розтягу, після якого виконана деформація стиску до σ_u'' .

На рис. 1.2 наведені графіки $\beta(e_u)$ [22]. Як видно із графіків (див. рис. 1.2), при $e_u > 0,03$ можна вважати, що $\beta = const$.

Для визначення α_{ij} різні дослідники пропонують різні підходи. Ю. І. Кадашевич і В. В. Новожилов [23] вважають, що

$$\alpha_{ij} = y(a_0)\varepsilon_{ij}, \quad (1.37)$$

де $a_0 = \sqrt{\frac{2}{3}}\alpha_{ij}\alpha_{ij}$ – інтенсивність додаткових напружень.

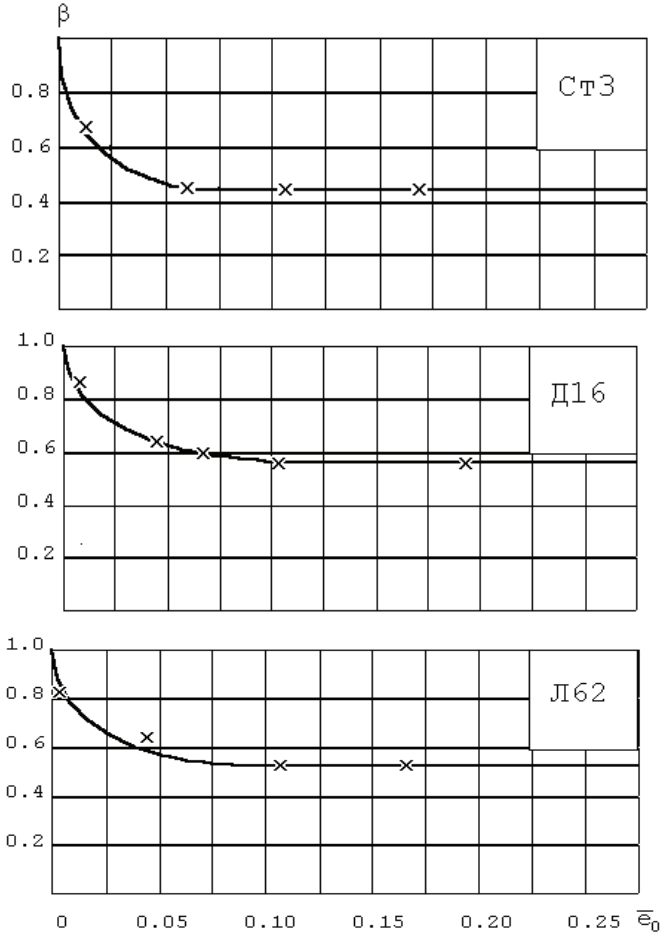


Рис. 1.2. Залежність коефіцієнта β від пластичної деформації

Узагальнюючи ці співвідношення на область великих пластичних деформацій можна записати:

$$\alpha_{ij} = \varphi(e_u)e_{ij}, \quad (1.38)$$

де e_{ij} – логарифмічні деформації.

Якщо підставити (1.38) у (1.36) і врахувати, що при розтягу $e_{11} = e_u$, то одержимо

$$\varphi = \frac{1-\beta}{3} \frac{\sigma'_u}{e_u} = \frac{2}{3} \frac{1-\beta}{1+\beta} \frac{\sigma_u}{e_u}. \quad (1.39)$$

Отже

$$\alpha_{ij} = \frac{1-\beta}{3} \frac{\sigma'_u}{e_u} e_{ij} = \frac{2}{3} \frac{1-\beta}{1+\beta} \frac{\sigma_u}{e_u} e_{ij}. \quad (1.40)$$

Наведені співвідношення не описують з достатньою точністю зміну поверхні навантаження при циклічному деформуванні, так як при повному циклі зміни деформації додаткові напруження α_{ij} за цими співвідношеннями виявляються рівними нулю, що не узгоджується з експериментом.

У зв'язку з цим були запропоновані диференціальні залежності для прирощень $d\alpha_{ij}$. Р. А. Арутюнян і А. А. Вакуленко [24] запропонували замість (1.48) рівняння

$$d\alpha_{ij} = A(\sigma_u) d\varepsilon_{ij} \quad (1.41)$$

В роботі Г. Бакхауза [25] прийнято

$$\alpha_{ij} = \int_0^{e_u^*} B(e_u^*) \frac{d\varepsilon_{ij}}{de_u^*} de_u^*, \quad (1.42)$$

З рівнянь (1.34), (1.35) і (1.42) знаходимо:

$$B = \frac{1}{3} \frac{d}{de_u} [\sigma'_u (1-\beta)] \quad (1.43)$$

В. Л. Данилов [26] запропонував такі співвідношення для α_{ij} :

$$\alpha_{ij} = \frac{2}{3} \alpha \int \frac{d\sigma_u}{de_u} d\varepsilon_{ij}, \quad (1.44)$$

де α – параметр, який характеризує схильність матеріалу до зміцнення.

При розтягу

$$\alpha_{11} = \frac{2}{3} \alpha \int_{\sigma_m}^{\sigma'_u} d\sigma_u = \frac{2}{3} \alpha (\sigma'_u - \sigma_m), \quad (1.45)$$

де σ_T – границя текучості; $\gamma = \sigma_T / \sigma'_u$.

В роботах [26, 27] зроблено спробу разом з розширенням і переміщенням поверхні навантажування врахувати її поворот у процесі деформування матеріалу й зміну співвідношення осей. В роботі [27] запропоновано таке рівняння поверхні навантаження:

$$2\Phi = N_{ijkl} (S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{kl} - \alpha_{kl}) - \frac{2}{3} \sigma_m^2 = 0, \quad (1.46)$$

де N_{ijkl} – тензор поточних параметрів анізотропії, який описується рівнянням

$$N_{ijkl} = \frac{1}{2} \delta_{ik} \delta_{jl} + \frac{1}{2} \delta_{jk} \delta_{il} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} + \alpha \varepsilon_{ij} \varepsilon_{kl}, \quad (1.47)$$

де α – стала матеріалу, яка визначається експериментально.

А. Ю. Ішлінський визначає додаткові напруження залежністю

$$\alpha_{ij} = c \varepsilon_{ij}, \quad (1.48)$$

де c – характеристика матеріалу.

Згідно з дослідженнями Г. Д. Деля [22] рівняння кривої зміцнення, які отримуються з умови (1.46), справедливі лише для обмеженої кількості матеріалів. Тому за пропозицією В. Л. Данилова [26] тензор N_{ijkl} представляється у вигляді

$$N_{ijkl} = I(e_u) \left(\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{jk} \delta_{il} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} \right) + \int_0^{e_u} A(e_u^*) \left(\frac{de_{ij}}{de_u^*} \frac{de_{kl}}{de_u^*} \right) de_u^*, \quad (1.49)$$

а зміщення α_{ij} центра поверхні навантаження визначаються співвідношенням, подібним (1.46).

Функції $I(e_u)$, $A(e_u)$, $B(e_u)$ визначаються експериментально. Їх можна, зокрема, визначити шляхом випробувань матеріалу на розтяг і закручування ряду тонкостінних трубчатих зразків.

Експериментальна перевірка розглянутих теорій виконана Г. Д. Делем [22]. На рис. 1.3 наведено результати досліджень, які проводили на зразках із сталі Ст. 3 і дюралюмінію Д16. Криві 3 отримані на основі теорії, представленій співвідношеннями (1.46), (1.48), (1.49). Як видно з результатів досліджень, результати розрахунку за умовою пластичності (1.40) знаходяться в кращій відповідності до експерименту, ніж результати, основані на умові пластичності (1.46).

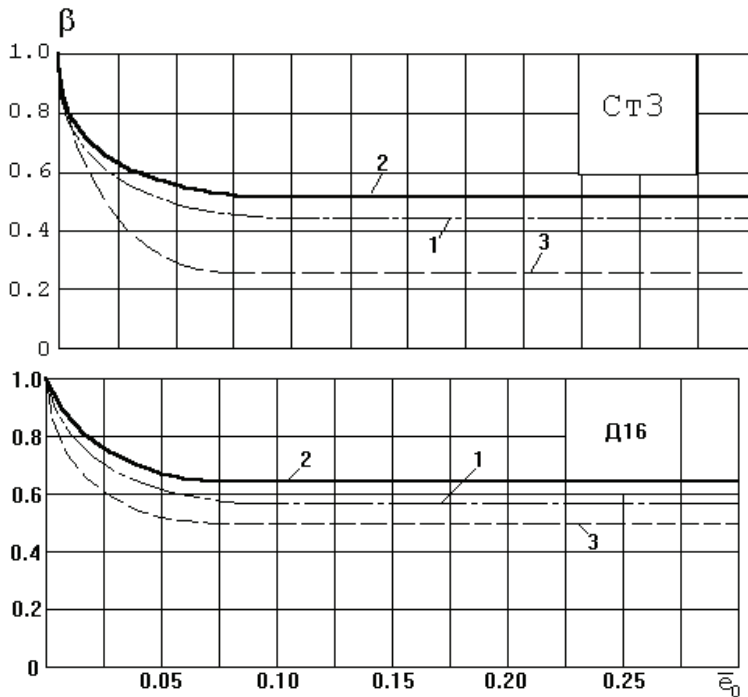


Рис. 1.3. Порівняння результатів експериментальної перевірки рівнянь поверхні навантаження з розрахунком:

1 – експеримент; 2,3 – розрахунок

В роботі [22] для експериментальної перевірки залежностей, які визначають тензор додаткових напружень α_{ij} , вияснено, із якою точні-

стю розглянуті теорії описують діаграму стиску розтягнутого матеріалу. Для цього співставленні експериментальні результати й результати, отримані за різними варіантами теорії, основаними на рівнянні поверхні навантаження (1.40). Експериментальна перевірка, виконана для сталей Ст. 3, сталі 20 і алюмінію АМГ розтягнутих до деформації $0,025 \leq e_u \leq 0,180$

$$\alpha_{ij} = \frac{2}{3} \sigma_m \int_0^{e_u} B(e_u^*) \left(\frac{de_{ij}}{de_u^*} \right) de_u^*. \quad (1.50)$$

Наведені на рис. 1.4 результати дозволяють зробити висновок, що рівняння (1.38) (Крива 3) знаходяться в дещо кращій відповідності до експерименту, ніж рівняння (1.48) (Крива 4) і (1.46) (Крива 5). Із збільшенням деформації перед розвантаженням точність рівнянь (1.48) і (1.46) зменшується. У всіх випадках розрахункові значення напруження при стиску менші дійсних.

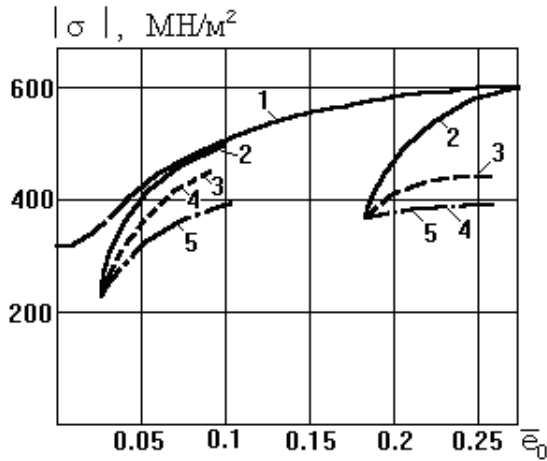


Рис. 1.4. Порівняння експериментальних і розрахункових діаграм деформування розтягнутого матеріалу:

- 1 – розтяг (експеримент); 2 – стиск після розтягу (експеримент);
- розрахункові діаграми при визначенні додаткових напружень;
- 3 – за (1.38); 4 – за (1.48); 5 – за (1.46)

Г. Д. Дель [22] відмічас, що використання в якості параметра зміцнення накопиченої пластичної деформації (параметра Удквіста) не

Шановний читачу!

Умови придбання надрукованих примірників монографії наведені на сайті видавництва <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-397-3>

Уважаемый читатель!

Условия приобретения печатных экземпляров монографии приведены на сайте издательства <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-397-3>

Dear reader!

You may order this monograph at the Web page <http://publish.vntu.edu.ua/get/?isbn=978-966-641-397-3>

Наукове видання

**Сивак Роман Іванович
Огородніков Віталій Антонович**

ХОЛОДНЕ КОМБІНОВАНЕ ВИДАВЛЮВАННЯ

Монографія

Редактор Н. Мазур

Оригінал-макет підготовлено Р. Сиваком

Підписано до друку 3.02.2011 р.
Формат 29,7×42¼ Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. 10,39
Наклад 100 прим. Зам № 2011-031

Вінницький національний технічний університет,
КІВЦ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-85-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті,
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-81-59
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.