

7.72 — ogólne zagadnienia ośrodków
ciągłych, plastyczność

Piotr Perzyna, Zdzisław Nowak

RÓWNANIE EWOLUCJI PUSTEK
W OBSZARZE SZYJKI

24/1985

P-269



WARSZAWA 1985

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 22 marca 1985 r.



56924



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 160 egz. Ark.wyd. 0,76 Ark.druk. 1,25

Oddano do drukarni w styczniu 1986 r.

Nr zamówienia 117/86

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa
ul. Śniadeckich 8

Piotr Perzyna, Zdzisław Nowak

Pracownia Teorii Materiałów
Niesprężystych

RÓWNANIE EWOLUCJI PUSTEK W OBSZARZE SZYJKI

Streszczenie

Celem pracy jest ustalenie charakteru funkcji materiałowych n i ξ występujących w równaniu ewolucji na parametr ξ będący miarą objętościową pustek powstających w procesie płynięcia materiałów niesprężystych w obszarach dużych deformacji /pasmo ściecia, obszar szyjki/. W pracy bazuje się na badaniach eksperymentalnych Fishera [2], których głównym rezultatem jest zależność parametru ξ od ekwiwalentnego odkształcenie plastycznego ξ_p . Całą analizę przeprowadzono przy założeniu znajomości stanu naprężenia i odkształcenia w przekroju minimalnym szyjki, ze znanych rozwiązań analitycznego /Bridgmana/ i numerycznego /Needlemana/ dla rozciąganych próbek cylindrycznych tego samego typu co w eksperymencie Fishera [2]. W analizie przyjęto plastyczny i nieściśliwy materiał matrycy.

Analizowany model ewolucji pustek, wyspecyfikowany dla stali sferoidalnej, opisuje wszystkie istotne cechy zjawiska powstawania i rozwoju pustek i może być rozszerzony na szerszą klasę materiałów.

Wstęp

W technologicznych procesach tłoczenia i formowania oraz wyciągania lub przeciągania często zachodzi zjawisko lokalizacji deformacji w następstwie którego materiały ulegają zniszczeniu. Dlatego wydaje się pożyteczne przeanalizowanie własności materiału w obszarach zaawansowanych deformacji. Najprostszym do analizy przykładem lokalizacji jest obszar

szyjki lub pasmo ścięcia w próbie rozciągania. W zależności od wielkości deformacji ten sam materiał wykazuje inne właściwości. Zmiana właściwości materiału jest rezultatem ujawniania się nowych efektów w trakcie procesu deformacji. Opis materiału w obszarach zlokalizowanych deformacji wymaga uwzględnienia tych efektów a więc dokładniejszego opisu konstytutywnego. Podstawowym efektem, który należy uwzględnić jest tworzenie się pustek. Wydaje się, że efekt ten ma decydujące znaczenie i wpływa w istotny sposób na zjawisko niestabilności procesu. Potwierdzają to również badania doświadczalne. Pustki powstają jako skutek pękania lub oddzielenia się od materiału matrycy cząstek innej fazy lub wtrąceń. Pustki powiększają się podczas deformacji plastycznych a ich kształt zależy od współzależności różnych parametrów mikrostrukturalnych oraz od lokalnego stanu deformacji. Scharakteryzowanie procesu, podczas którego powstają pustki w powiązaniu z parametrami rządzącymi deformacjami jest ważne dla szczegółowego zrozumienia i możliwego kontrolowania zjawisk niestabilności procesu plastycznego płynięcia oraz właściwego opisu zjawisk zniszczenia.

W dostępnej literaturze istnieje kilka prac doświadczalnych, których celem było szczegółowe zbadanie nukleacji i wzrostu pustek w procesie rozciągania. Wśród nich wyróżnić należy prace G.Le Roya i inni [1] oraz J.R.Fischera [2]. Podstawowym rezultatem tych prac jest zależność zmiany powierzchniowego lub objętościowego udziału pustek w funkcji odkształcenia plastycznego.

W poniższej pracy bazuje się na rezultatach J.R.Fishera [2] dla stali B1 przy przyjęciu dodatkowej hipotezy, że udział nukleacji w mierze objętościowej jest taki sam jak w mierze powierzchniowej.

Obecnie znane są liczne przykłady modelowania procesu nukleacji i wzrostu pustek. Modele procesu nukleacji klasyfikuje się w zależności od użytego kryterium nukleacji /maksymalnego naprężenia normalnego na granicy ziaren, maksymalnego odkształcenia i kryterium energetyczne/. Dla danego kryterium dany model może być wyrażony w naprężeniach lub odkształceniach dzięki wspólnej ich zależności. A.L.Gurson [3] przyjmu-

je, że proces nukleacji jest kontrolowany przez odkształcenia plastyczne, bazujące na wynikach eksperymentalnych J.Gurlanda [4] i S.H.Goods i inni [5]. Odmiennie przyjęto w pracach [6], [7], [8] w których nukleacja jest kontrolowana przez naprężenia normalne na granicy ziaren. W niniejszej pracy użyto idealizacji kryterium nukleacji pustek zaproponowanej przez Gursone i zmodyfikowanej przez P.Perzynę [9] /patrz również [10]/.

W całej analizie przyjęto plastyczny i nieściśliwy materiał matrycy.

Celem niniejszej pracy jest określenie charakteru funkcji materiałowych w równaniu na ewolucję pustek w postaci jak w pracy P.Perzyny [9] przy wykorzystaniu wyników eksperymentalnych J.R. Fishera [2].

Całą poniższą analizę przeprowadzono przy założeniu znajomości stanu naprężenia i odkształcenia w przekroju minimalnym szyjki, ze znanych rozwiązań Bridgmana [11] /analityczne/ i Nedlemana [13] /numeryczne/ dla próbek cylindrycznych tego samego typu co w eksperymencie J.R. Fishera [2].

1. Analiza obserwacji metalurgicznych

Powszechnie stosowane materiały konstrukcyjne są stopami, występują więc w nich obce cząsteczki o innych własnościach lub cząsteczki innych faz. Skutkiem odmiennych własności, cząsteczki te mogą stać się przyczyną powstawania pustek podczas deformacji plastycznych. Kształt pustek zależy od współzależności różnych parametrów mikrostrukturalnych i od lokalnego stanu deformacji. Pustki tworzą się również w materiałach o bardzo wysokim stopniu czystości w miejscach o dużej gęstości dyslokacji. W procesach pełzania pustki powstają na granicy ziaren skutkiem ich wzajemnego poślizgu i koncentracji naprężenia. Tworzenie się pustek związane jest również z procesami dyfuzji a granice ziaren stają się źródłem pustek. Dla zwykłych materiałów pustki powstają jednak w związku z cząsteczkami innej fazy lub obcych wtrąceń, co wykazały badania [6], [7], [8]. Efekt wpływu takich cząstek na ciągliwe pęka-

nie lub wpływ tych cząstek na całkowite pękanie, bez uwzględnienia wpływu nukleacji, wzrostu i łączenia się pustek na zniszczenie, był już wcześniej badany ale jedynie jakościowo. Dopiero praca Fishera [2] przynosi głębszą analizę tych zjawisk pod względem ilościowym.

W badaniach eksperymentalnych J.R.Fishera użyto stali sferoidalnej /cząsteczki cementytu w matrycy ferrytowej/ o procentowej zawartości węgla 0,17 /typ B/ oraz 0,44 /typ W/. Badania przeprowadzono na próbkach cylindrycznych o stosunku długości do średnicy $\frac{l}{d} = 4$.

W celu uzyskania równomiernego rozkładu cząstek cementytu próbki poddano procedurze sferoidyzacji polegającej na ogrzewaniu i szybkim studzeniu materiału. Badania doświadczalne w próbie osłowego rozciągania były przeprowadzone w temperaturze pokojowej przy użyciu maszyny INSTRON z zachowaniem prędkości przesuwania się końców próbki rzędu $2,12 \times 10^{-5}$ m/s. Po rozerwaniu próbki określano redukcję pola w przekroju minimalnym szyjki. Obserwacje metalograficzne przeprowadzano dla próbek przed deformacją w różnych stadiach procesu deformacji oraz po zakończeniu procesu deformacji używając mikroskopów optycznych i elektronowych. W próbkach przed deformacją badano przekroje poprzeczne a w próbkach zdeformowanych przekroje podłużne wzdłuż osi centralnej oraz przekroje poprzeczne. Gęstość powierzchniowa pustek η_A i objętościowy udział pustek f_V /dalej oznaczane jako ξ / w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastycznego $\bar{\epsilon}^P$ ($\bar{\epsilon}^P = \sqrt{\frac{2}{3} \epsilon_{ij}^P \epsilon_{ij}^P}$) określano na przekrojach poprzecznych w różnych stadiach procesu deformacji. Autor pracy 2 potwierdza spostrzeżenia J.Gurlanda i innych, że cząsteczki wydłużone i o nieregularnych kształtach są przyczyną tworzenia się pustek ulegając pęknięciu poprzecznemu natomiast cząsteczki sferoidalne powodują tworzenie się pustek na skutek oddzielenia się cząstek od materiału matrycy. Nukleacja pustek rozpoczyna się od największych cząstek cementytu. Zmiana powierzchniowego udziału pustek spowodowanych nukleacją η_A^n w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastyczne-

go $\bar{\epsilon}^p$, ustalona dzięki badaniom J.R.Fishera, została przedstawiona na rys. 1. Na wykresie tym można zaobserwować fakt, że nukleacja pustek ulega spowolnieniu a ich miara η_A^n ustala się na stałym poziomie w końcowej fazie procesu deformacji, tuż przed zerwaniem. Różnica między miarą całkowitą pustek η_A a miarą wynikającą z nukleacji η_A^n stanowi miarę pustek przypadającą na ich wzrost. Wzrost ten ulega szczególnie silnemu przyspieszeniu w końcowej fazie procesu deformacji. Również cennym rezultatem pracy [2] jest przeliczenie miary powierzchniowej pustek η_A na miarę objętościową ξ . Rezultat ten, przedstawiony na rys. 2, będzie podstawą analizy podanej w następujących rozdziałach.

2. Równanie ewolucji dla parametru imperfekcji

Równanie ewolucji na parametr ξ przyjęto w formie podanej przez P. Perzynę w pracy [9], bazującej na koncepcji Gursona [3]

$$(2.1) \quad \dot{\xi} = D_0 \nabla^2 \xi + h \frac{1}{(1-\xi)} \text{tr}(\underline{\sigma} \underline{D}^p) + l \dot{J}_1 + (1-\xi) \cdot \text{tr}(\underline{\epsilon}_0 \underline{D}^p)$$

Gdzie D_0 jest współczynnikiem dyfuzji, h , l , $\underline{\epsilon}_0$ są funkcjami materiałowymi, $\underline{\sigma}$ jest tensorem naprężenia Cauchego, \underline{D}^p oznacza tensor prędkości deformacji plastycznej Eulera, $\dot{J}_1 = \text{tr}(\dot{\underline{\sigma}})$. Zaniedbując efekt dyfuzyjny równanie na ξ będzie miało postać

$$(2.2) \quad \dot{\xi} = h \frac{1}{(1-\xi)} \text{tr}(\underline{\sigma} \underline{D}^p) + l \cdot \dot{J}_1 + (1-\xi) \cdot \text{tr}(\underline{\epsilon}_0 \underline{D}^p)$$

Pierwsze dwa wyrazy po prawej stronie opisują nukleację trzeciego wzrostu pustek. Równanie to obowiązuje w każdym punkcie ciała. W naszych rozważaniach ograniczymy się głównie do punktu centralnego obszaru szyjki utworzonej na rozciąganej próbce cylindrycznej. W punkcie tym panuje 3-osiowy stan naprężenia i największa deformacja. Przyjmując układ współrzędnych kon-

wekcyjnych oraz upraszczając człon wzrostu pustek /przyjęcie stałej części kulistej zamiast pełnej macierzowej postaci funkcji materiałowej $\bar{\Sigma}_0$ / równanie na ewolucję ξ w punkcie centralnym szyjki ma postać

$$(2.3) \quad \dot{\xi} = h \frac{1}{(1-\xi)} \text{tr}(\sigma_{ij} \dot{E}_{ij}^p) + 1 \cdot \dot{\sigma}_{kk} + \bar{\Sigma}_0 (1-\xi) \cdot \dot{E}_{kk}^p$$

Gdzie \dot{E}_{ij} jest tensorem prędkości deformacji Lagrangea.

Przeanalizujemy to równanie dla dwóch kryteriów nukleacji odkształceniowego i naprężeniowego przyjmując, że historia deformacji osiowo rozciąganych próbek jest wyznaczona przez warunek $F_{xx} = F_{yy}$ oraz $\dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_{yy} = 0$, gdzie F_{xx} jest gradientem deformacji.

W kryterium odkształceniowym, zasugerowanym przez A.L. Gursona [3] w oparciu o wyniki doświadczalne J.Gurlanda [4] przyjmuje się, że nukleacja pustek związana jest z ekwiwalentnym odkształceniem plastycznym materiału matrycy. Tak więc, nukleację uniezależnia się od naprężenia hydrostatycznego, co pociąga za sobą przyjęcie w (2.3) $l = 0$. Przyjmując to założenie równanie ewolucji na parametr ξ przyjmuje postać

$$(2.4) \quad \dot{\xi} = h \frac{1}{(1-\xi)} \text{tr}(\sigma_{ij} \dot{E}_{ij}^p) + \bar{\Sigma}_0 (1-\xi) \dot{E}_{kk}^p$$

Zapiszmy równanie (2.4) we współrzędnych kartezjańskich, zgodnie z oznaczeniami jak na rys. 3

$$(2.5) \quad \dot{\xi} = h \frac{1}{(1-\xi)} (\sigma_{xx} \dot{E}_{xx}^p + \sigma_{yy} \dot{E}_{yy}^p + \sigma_{zz} \dot{E}_{zz}^p) + \bar{\Sigma}_0 (1-\xi) (\dot{E}_{xx}^p + \dot{E}_{yy}^p + \dot{E}_{zz}^p)$$

W celu wykorzystania dostępnych wyników doświadczalnych wyrazimy nasze równanie (2.5) w funkcji jednej składowej prędkości odkształcenia \dot{E}_{zz}^p . Określmy następujące stosunki składowych prędkości odkształcenia

$$\frac{\dot{E}_{xx}^p}{\dot{E}_{zz}^p}, \quad \frac{\dot{E}_{yy}^p}{\dot{E}_{zz}^p} \quad \text{dla ściśliwego ciała z pustkami}$$

modelowanego prawem płynięcia teorii plastyczności. Wykorzystajmy, dla przykładu, prawo płynięcia w postaci $\dot{E}_{ij}^p = \frac{1}{H} P_{ij} Q_{kl} \hat{\sigma}^{kl}$, zaproponowanej przez J.W. Rudnickiego i J. Rice [17] dla ciał ściśliwych. Dla funkcji płynięcia stowarzyszonej z warunkiem plastyczności Gursona [3], dla ciał z pustkami, przyjmuje ono postać:

$$\dot{E}_{ij}^p = \frac{1}{H} \left(\frac{3s_{ij}}{\bar{\sigma}} + \frac{\alpha}{\bar{\sigma}} \delta_{ij} \right) Q_{kl} \hat{\sigma}^{kl}.$$

Gdzie $s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij}$, jest granicą płynięcia materiału matrycy $\alpha = \xi \sinh(\sigma_{kk}/2\bar{\sigma})$. Dla takiego prawa płynięcia ciała niesprężystego z pustkami otrzymujemy

$$\dot{E}_{xx}^p / \dot{E}_{zz}^p = (3s_{xx} + \bar{\sigma}\alpha) / (3s_{zz} + \bar{\sigma}\alpha)$$

$$\dot{E}_{yy}^p / \dot{E}_{zz}^p = (3s_{yy} + \bar{\sigma}\alpha) / (3s_{zz} + \bar{\sigma}\alpha)$$

Wprowadzając oznaczenia $\dot{E}_{xx}^p / \dot{E}_{zz}^p = \lambda_1$, $\dot{E}_{yy}^p / \dot{E}_{zz}^p = \lambda_2$ nasze równanie (2.5) można napisać w postaci

$$(2.6) \quad \dot{\xi} = h \frac{1}{1-\xi} (\lambda_1 \sigma_{xx} + \lambda_2 \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \dot{E}_{zz}^p + \Xi_0 (1-\xi) x (\lambda_1 + \lambda_2 + 1) \dot{E}_{zz}^p$$

Odmiernym kryterium nukleacji jest kryterium naprężeniowe, zasugerowane przez Argona i Imb w pracy [8]. Nukleacja pustek następuje gdy ston naprężenia w kierunku normalnym do granicy: wtrącenie - matryca lub ziarno-ziarno osiąga wartość maksymalną. Miarą tych naprężeń zgodnie z propozycją [14] jest wyrażenie $\bar{\sigma} + 1/3 \sigma_{kk}$. Wprowadźmy na-

następujące oznaczenia: $\bar{A} = n \bar{G}/\bar{h}$, $l = 1/3 \bar{A}$. Gdzie \bar{A} jest nową funkcją materiałową. Przyjmując równanie konstytutywne ciała niesprężystego z pustkami w postaci $\sigma^{ij} = C^{ijkl} \dot{\epsilon}_{kl}$, wykorzystywna np. w pracy [15] oraz że $\dot{\epsilon}_{kl} \approx \dot{\epsilon}_{kl}^p$, $\dot{\epsilon}_{xx}^p / \dot{\epsilon}_{zz}^p = \lambda_1$, $\dot{\epsilon}_{yy}^p / \dot{\epsilon}_{zz}^p = \lambda_2$ i wykorzystując założenia wynikające z przyjętej historii deformacji $\dot{\sigma}_{xx} = \dot{\sigma}_{yy} = 0$ otrzymujemy

$$(2.7) \quad \dot{\xi} = n \left[(\lambda_1 \sigma_{xx} + \lambda_2 \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \frac{\dot{\epsilon}_{zz}^p}{1-\xi} + \frac{1}{3} \frac{\bar{G}}{\bar{h}} (c^{zzz1} - 2\sigma_{z1}^z) \dot{\epsilon}_{z1}^p \right] + \Xi_0 (\lambda_1 + \lambda_2 + 1) (1 - \xi) \dot{\epsilon}_{zz}^p$$

gdzie c^{zzz1} jest tensorem modułów ciała z pustkami. Do obliczeń mogą być wykorzystane obydwie postacie równania ewolucji. W dalszej części pracy będzie jednak używana tylko postać (2.6).

3. Analiza stanu naprężenia w szyjce

3.1. Rozwiązanie Bridgmana

Na rozwój pustek w szyjce istotny wpływ ma efekt 3-osiowości stanu naprężenia. P.W.Bridgman [11] określił stan naprężenia w szyjce w oparciu o jej geometrię przy następujących założeniach /patrz R.Hill [12] str.272/. Elementy w przekroju minimalnym szyjki deformują się w jednolity sposób /w dowolnej prędkości/ i są w tym samym stanie wewnętrznym z tą samą granicą płynięcia. Odkształcenia określa się z miary przewężenia $\bar{\epsilon}^p = \ln(A_0/A)$, gdzie A_0 - przekrój początkowy. Jednolite odkształcenie promieniowe daje prędkość po promieniu proporcjonalną do odległości, $u_x \sim x$ a stąd $\dot{\epsilon}_{xx}^p = \dot{\epsilon}_{yy}^p = \text{const}$ /dla $z=0$ /. Dla $x=0$ z równań równowagi mamy $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$.

Przy powyższych założeniach składowe stanu naprężenia wyrażają się następująco / $x=0$ /

$$\sigma_{zz} = \bar{\sigma} + \sigma_{xx}, \quad \sigma_{xx} = \bar{\sigma} \ln \left(\frac{R^2 + 2 \cdot R \cdot \rho_R}{2 \cdot R \cdot \rho_R} \right)$$

$$\sigma_{zz} = \bar{\sigma} \left(1 + \ln \left(\frac{R^2 + 2 \cdot R \cdot \rho_R}{2 \cdot R \cdot \rho_R} \right) \right)$$

gdzie R jest promieniem szyjki, ρ_R jest promieniem krzywizny konturu szyjki a wg Saje i inni [15] $\frac{R}{\rho_R} = 0,833 \ln \frac{A^0}{A} - 0,2/$.

Rozważane w rozdziale 2 stosunki składowych naprężeń

$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}}$ i $\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{yy}}$ dają się wyrazić w postaci

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}} = \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{yy}} = \frac{1 + \ln \left(\frac{R^2 + 2 \cdot R \cdot \rho_R}{2 \cdot R \cdot \rho_R} \right)}{\ln \left(\frac{R + 2 \cdot R \cdot \rho_R}{2 \cdot R \cdot \rho_R} \right)} = \lambda$$

3.2. Rozwiązanie Needlemana

Charakter funkcji materiałowych określono również dla rozwiązania numerycznego Needlemana [13] dla stanu naprężenia w przekroju minimalnym szyjki.

W pracy [13] wyznaczono stan naprężenia w początkowej fazie szyjkowania. Dla naszych potrzeb wyniki te ekstrapolowano do bardzo zaawansowanych faz szyjkowania. Analiza zmian składowych naprężenia w funkcji odkształcenia plastycznego uzasadnia taką ekstrapolację. Odkształcenie plastyczne ustalono z zależności $\bar{\epsilon}^p = \ln \left(\frac{A}{A^0} \right)$, gdzie A jest aktualnym polem przekroju próbki.

Ponieważ w pracy Needlemana nie podano początkowej granicy plastyczności materiału wyniki naszych analiz są proporcjonalne do takiej granicy co nie wpływa jednak na charakter przebiegu funkcji materiałowych.

Do obliczeń przyjęto przypadek $n=8$, $V = 0,3$, $\frac{L_0}{R_0} = 4$ oraz zamocowanie końców próbki przy braku naprężeń ścinających.

4. Określenie funkcji materiałowych

Wszystkie modele procesu nukleacji i wzrostu pustek wprowadzają funkcję materiałową zależnie od historii deformacji i historii naprężenia oraz innych parametrów, które trzeba określić. Z prób aproksymacji funkcji materiałowych funkcjami analitycznymi należy podać propozycję C.C.Chu i inni [16], wykorzystywaną także przez Saje i inni [15]. W [16] przyjęto, że nukleacja pustek następuje zgodnie z rozkładem normalnym wokół średniego krytycznego odkształcenia plastycznego lub krytycznego naprężenia normalnego na granicy ziaren. W oznaczeniach wprowadzonych wcześniej, dla nukleacji kontrolowanej przez odkształcenie plastyczne, funkcje te mają postać

$$h = \frac{\psi}{s \cdot \sqrt{2\pi} \cdot \bar{\sigma}} \exp \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon^p - \epsilon_N}{s} \right)^2 \right]$$
$$\bar{\epsilon}_0 = 1$$

Gdzie s jest dewiacją standardową dla rozkładu normalnego, ψ reprezentuje wielkość ξ dla $\bar{\epsilon}^p \rightarrow \infty$, ϵ_N jest odkształceniem, dla którego prędkość nukleacji jest maksymalna, $\bar{\sigma}$ oznacza granicę płynięcia materiału matrycy. W pracy Saje i inni [15] przyjęto $\psi = 0,008$, $s = 0,8$, $\epsilon_N = 0,96$. Postać funkcji h i $\bar{\epsilon}_0$ jako funkcji materiałowych powinna być określona z eksperymentu. Brak jest jednak takich rezultatów o ile w ogóle taki eksperyment jest możliwy. Cenne są idealizacje matematyczne tych funkcji. Powyższa propozycja C.C.Chu i inni [16] jest matematycznie prosta i pozwala badać nukleację pustek w obszarach o różnej szerokości.

W obecnej pracy nie podaje się nowych propozycji idealizacji funkcji materiałowych użytych w badanym modelu ewolucji

pustek, a jedynie określa i analizuje ich charakter. Charakter funkcji materiałowych h i $\bar{\Sigma}_0$ określono numerycznie w oparciu o równanie (2.6) wykorzystując wyniki Fishera [2] przedstawione na rys. 1 i rys. 2.

Składowe stanu naprężenia wyliczono przyjmując w analizie Bridgmana własności mechaniczne dla stali B1 wg [2] /tabela 4.2, 4.3, zmiana $\bar{\sigma}$ wg $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 \left(\frac{\bar{E}^P}{0,001} \right)^{0,18}$ /.

Dla danego przyrostu $\Delta \bar{E}^P$ określano przyrosty $\Delta \xi^n$ i $\Delta \xi^g$ a po podstawieniu wszystkich danych do (2.6) otrzymywano wartości h lub $\bar{\Sigma}_0$ na początku kroku $\Delta \bar{E}^P$. Obliczenia przeprowadzono dwukrotnie z krokiem $\Delta \bar{E}_1^P = 0,0842$ i $\Delta \bar{E}_2^P = \frac{1}{2} \Delta \bar{E}_1^P$.

W równaniu (2.6) wykorzystano również związek

$$\dot{\bar{E}}^P = \dot{E}_{eqv}^P = \sqrt{\frac{2}{3}} \left[(\dot{E}_{xx}^P)^2 + (\dot{E}_{yy}^P)^2 + (\dot{E}_{zz}^P)^2 \right] = \sqrt{\frac{2}{3}} (2 \lambda_1^2 + 1) \dot{E}_{zz}^P$$

oraz przyjęto, że słuszna jest jego postać przyrostowa

$$\Delta \bar{E}^P = \Delta E_{eqv}^P = \sqrt{\frac{2}{3}} (2 \lambda_1^2 + 1) \Delta E_{zz}^P. \text{ W przedziale wartości}$$

\bar{E}^P od 0,68 - 1,106 wykorzystano fakt, że część pochodząca od wzrostu pustek ξ^g stanowi $\frac{1}{3}$ całej miary objętościowej pustek. Od wartości $\bar{E}^P = 1,016$, ξ^g ustalono z liniowej aproksymacji krzywej eksperymentalnej.

5. Wnioski i uwagi

Charakter funkcji materiałowych h i $\bar{\Sigma}_0$ został przedstawiony na rys. 4 dla rozwiązania Bridgmana i na rys. 5 dla rozwiązania Needlemana. Dla obydwu rozwiązań stanu naprężenia w szyjce jakościowe przebiegi h i $\bar{\Sigma}_0$ są podobne. Wydaje się, że odmienny rozkład stanu naprężenia nie wpływa tak znacznie na charakter funkcji materiałowych. Krzywe poprowadzone liniami grubymi przedstawiają wielkości h i $\bar{\Sigma}_0$ uśrednione a liniami cienkimi przedstawiono krzywe łączące punkty oblicze-

niowe. Na wyliczone wartości h i Σ_0 duży wpływ mają popełniane błędy odczytu wartości $\Delta\xi$ i błędy dyskretyzacji wynikające z przyjętego skończonego kroku $\bar{\epsilon}^p$. W wyniku tych błędów amplituda oscylacji wokół wartości średnich w końcowej fazie procesu znacznie wzrasta. Efekt ten nie jest efektem fizykalnym a jedynie wynikiem procedury numerycznej. Ustalony charakter funkcji h tą metodą dla wartości uśrednionych zgodny jest z aproksymacją zaproponowaną przez C.C.Chu et al. [16].

Wyliczone h i Σ_0 w oparciu o analizę Bridgmana bądź Needlemana może służyć jako podstawa do wyliczenia w pierwszym przybliżeniu ilości imperfekcji w danym punkcie. Znajomość parametru ξ pozwala w przypadku materiałów lepkoplastycznych w sposób iteracyjny określić stan naprężenia i odkształcenia oraz prędkości odkształcenia w danym punkcie.

Chociaż charakter ewolucji pustek ustalono dla jednego typu materiałów, analizowany model ewolucji pustek opisuje istotę zjawiska powstawania i rozwoju pustek i może być używany do szerszej klasy materiałów. Zakres jego stosowania może być rozszerzony, gdy uwzględni się efekt dyfuzyjny oraz efekt oddziaływania sąsiadujących pustek wpływający na wielkość i szybkość ich wzrostu.

W odczuciu autorów postać równania ewolucji (2.2) wymaga jednak dalszych modyfikacji i studiów. Brak jest rezultatów eksperymentalnych potwierdzających addytywność efektów nukleacji i wzrostu pustek. Z najnowszych badań metalurgicznych wynika, że bardzo istotnymi są efekty temperatury i wrażliwości na prędkość odkształceń. Badanie tych efektów pozwoli na lepszy opis i głębsze zrozumienie mechaniki pękania materiałów.

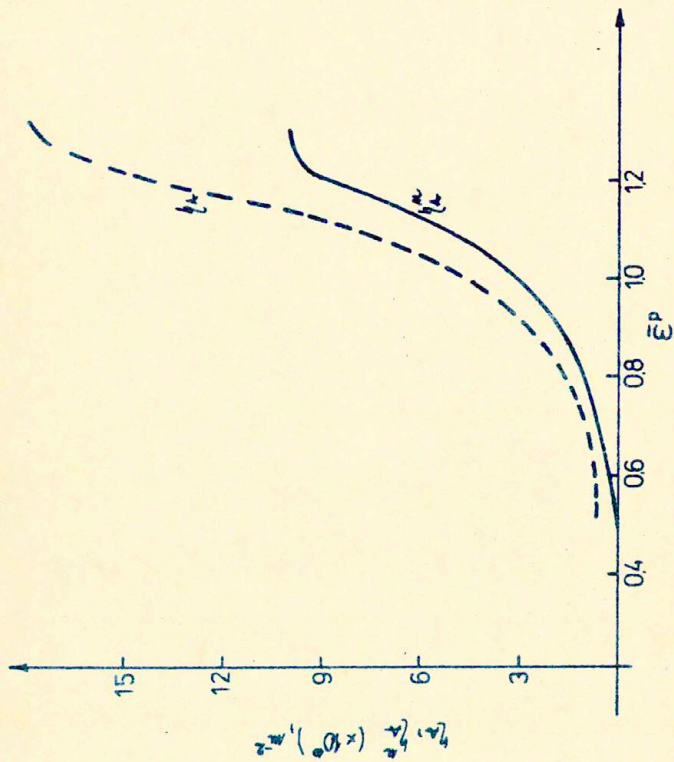
Literatura

- [1] ROY G.Le, EMBURY J.D., EDWARD G., ASHBY M.F., A model of ductile fracture based on the nucleation and growth of voids, *Acta metall.*, 29, /1981/, p. 1509.
- [2] FISHER J.R., Void nucleation in spheroidized steels during tensile deformation, Ph.D.Thesis, Brown University, June 1980.
- [3] GURSON A.L., Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I - Yield criteria and flow rules for porous ductile media, *Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions of the ASME*, 99/1977/ 2-15.
- [4] GURLAND J., Observations on the fracture of cementite particles in spheroidized 1,05% C steel deformed at room temperature, *Acta metall.*, 20, 735-741, 1972.
- [5] GOODS S.H., BROWN L.M., *Acta Metallurgica*, 27, /1979/, 1-15.
- [6] ARGON A.S., IM J., NEEDLEMAN A., *Metallurgical Transactions*, 6A /1975/, 875-824.
- [7] ARGON A.S., IM J., SAFOGLU R., *Metallurgical Transactions*, 6A /1975/, 825-838.
- [8] ARGON A.S., IM J. *Metallurgical Transactions*, 6A /1975/, 839-851.
- [9] PERZYNA P., Stability of flow processes for dissipative solids with internal imperfections, submitted for publication in *Ingenieur Archiv*.
- [10] PERZYNA P., Stability phenomena of dissipative solids with internal defects and imperfections, XVth IUTAM Congress, Toronto, August 1980, Proc. eds. F.P.J. Rimrott and B.Tabarrok, North Holland, Amsterdam 1980, pp. 369-374.
- [11] BRIDGMAN P.W., *Studies in Large Plastic flow and Fracture*, McGraw-Hill /1952/ p. 23.

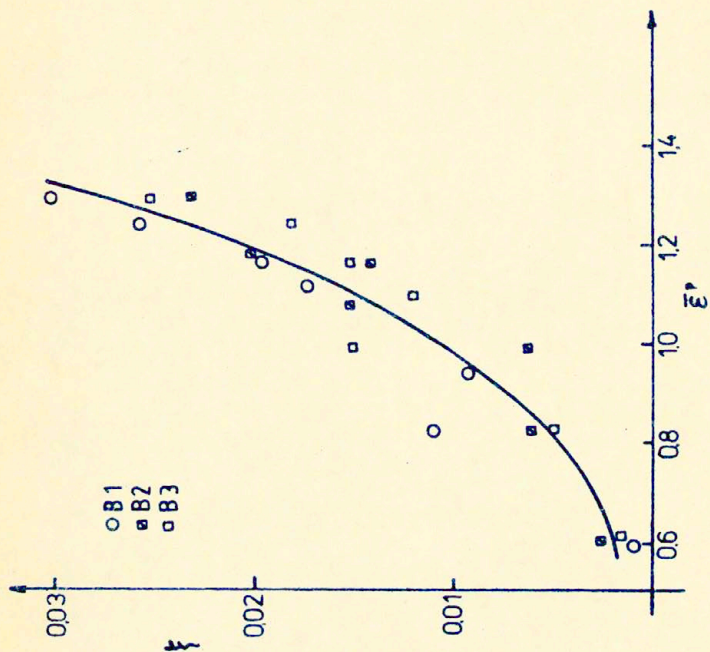
- [12] HILL R., The mathematical theory of plasticity,
Oxford University Press, London /1967/ p.272.
- [13] NEEDLEMAN A., A numerical study of necking in circular
Cylindrical bars, J.Mech. Phys. Solids., 1972,
20, pp. 111-127.
- [14] NEEDLEMAN A., RICE J.R., in Mechanics of Sheet Metal
Forming, eds. D.P.Koistinen, N.M. Wang, Plenum
Publishing Co. /1978/ 237-265.
- [15] SAJE M., FAN J., NEEDLEMAN A., Void nucleation effects
on shear localization in porous plastic solids
Brown University Report, June 1980.
- [16] CHU C.C., NEEDLEMAN A., Void nucleation effects in
biaxially stretched sheets, Trans. ASME,
J. Engng. Materials and Technology, Vol 102,
pp. 249-256, July 1980.
- [17] RUDNICKI J.W., RICE J.R., Conditions for the localiza-
tion of deformation in pressure-sensitive
dilatant materials. J.Mech. Phys. Solids,
Vol 23 /1975/, pp. 371-394.

Lista rysunków

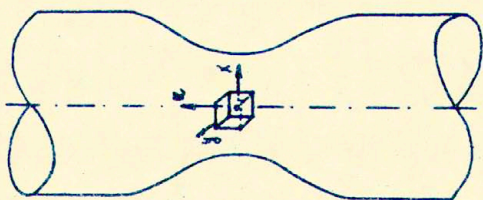
- Rys.1. Miara powierzchniowa pustek η_A w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastycznego $\bar{\epsilon}^P$ /za Fisherem [2]; stal B1, M=2/
- Rys.2. Miara objętościowa pustek ξ w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastycznego $\bar{\epsilon}^P$ /za Fisherem [2]; stal typu B1/
- Rys.3. Układ współrzędnych kartezjańskich w punkcie centralnym szyjki
- Rys.4. Charakter funkcji materiałowych h i $\bar{\Sigma}_0$ ustalony dla stanu naprężenia i odkształcenia z rozwiązania Bridgmana [11] w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastycznego $\bar{\epsilon}^P$.
/linie cienkie - obliczenia numeryczne z krokiem $\Delta\bar{\epsilon}_1^P = 0,084$ oraz $\Delta\bar{\epsilon}_2^P = \frac{1}{2}\Delta\bar{\epsilon}_1^P$; linie grube - przyjęte aproksymacje/
- Rys.5. Charakter funkcji materiałowych h i $\bar{\Sigma}_0$ ustalony dla stanu naprężenia i odkształcenia z rozwiązania Needlemana [13] w funkcji ekwiwalentnego odkształcenia plastycznego $\bar{\epsilon}^P$ /linie cienkie - obliczenia numeryczne z krokiem $\Delta\bar{\epsilon}_1^P = 0,084$ oraz $\Delta\bar{\epsilon}_2^P = \frac{1}{2}\Delta\bar{\epsilon}_1^P$; linie grube - przyjęte aproksymacje/



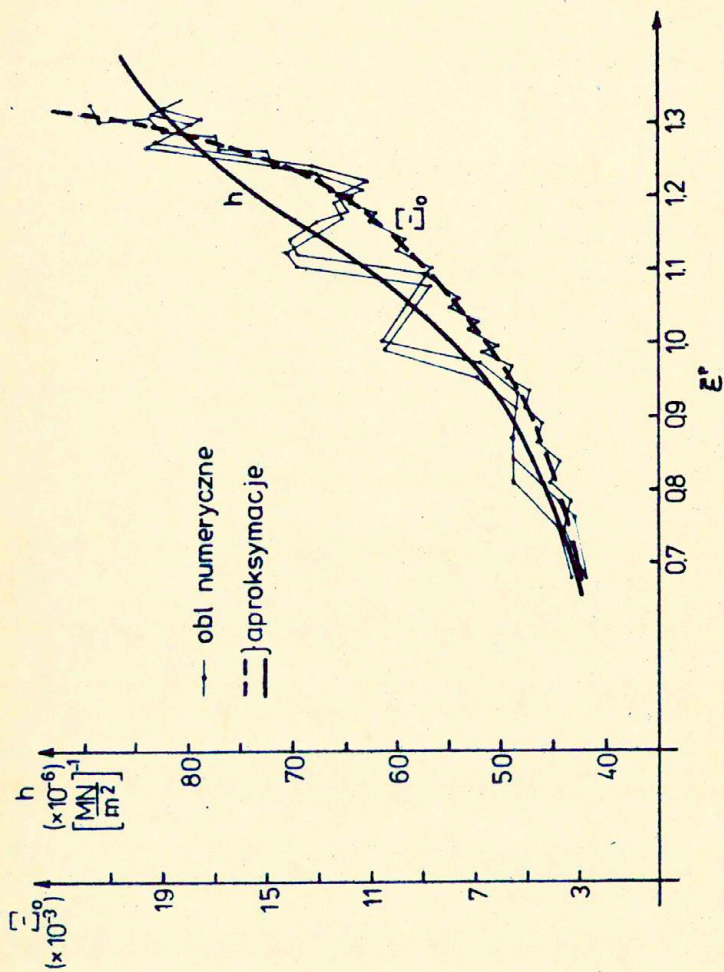
Rys. 1



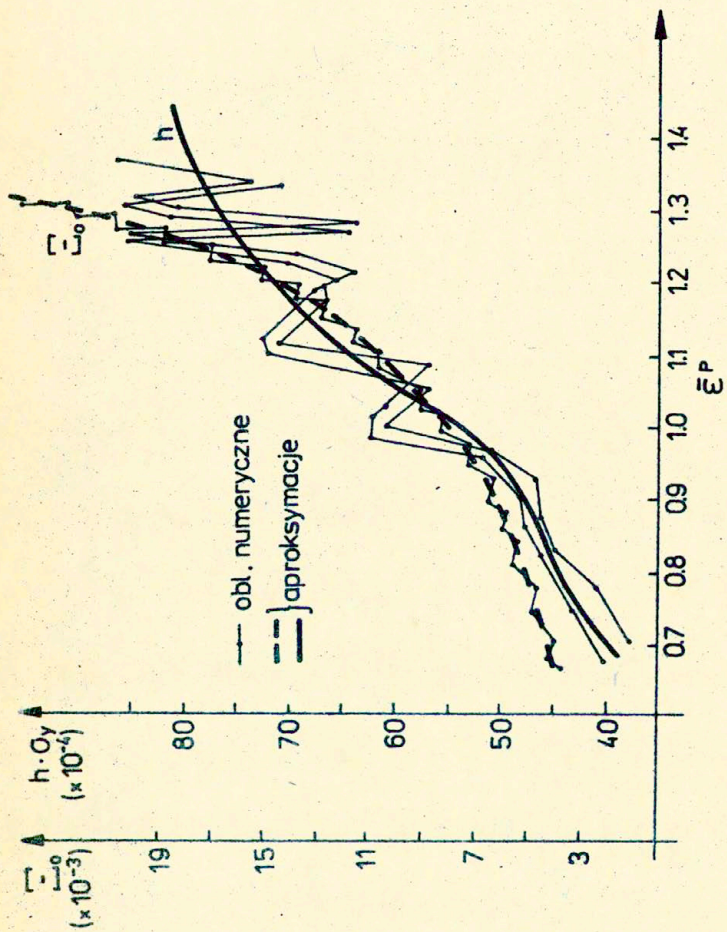
Rys. 2



Rys. 3



Rys.4



Bys. 5

Abstract

The main objective of the paper is to present the qualitative analysis of the nucleation material function h and growth material function Σ_0 in the evolution equation for the volume void fraction parameter ξ , describing the nucleation and growth of microvoids during the flow process when the deformation has localized / shear band or neck /. The material functions are determined basing on the results obtained by the investigation conducted by Fisher [2] for the parameter ξ , as a function of equivalent plastic strain $\bar{\epsilon}^P$. Desired solutions of stress and strain states were postulated according to the analytical / Bridgman / and the numerical / Needleman / analyses of the neck. The matrix material is idealized as incompressible. Although, the evolution of microvoids was determined for spheroidized steels, it seems that the proposed model of evolution of microvoids describes the essence of the nucleation and growth processes and it may be applied to a large number of alloy solids.

Резюме

В работе даётся качественный анализ материальных функций нуклеации \dot{n} и роста $\dot{\xi}$. Функции эти выступают в уравнении эволюции параметра ξ , которое описывает возникновение и рост пустот в телах подвергнутым растяжению. Используются результаты экспериментов Фишера [2] по измерению параметра ξ . Состояние деформации и напряжений в самом узком разрезе шейки взяты согласно аналитическому решению Бриджмана и численному Нидлемана. Относительно материала матрицы предполагается, что он пластически несжимаемый. Рассмотренная в работе модель роста пустот относится к сфероидальной стали. Отображает она самые главные детали послекритического поведения диссипативных тел. Не представляет большого труда обобщить ее на случай других материалов.