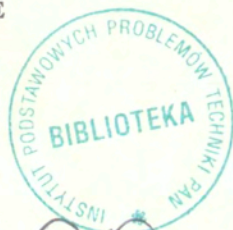


**PRACA HABILITACYJNA**

**Zbigniew Kowalewski**

**ANALIZA PROCESU PEŁZANIA ORAZ JEGO  
WPLYWU NA ZACHOWANIE METALI  
W JEDNOOSIOWYM I ZŁOŻONYM STANIE  
NAPRĘŻENIA**

**7/1996**

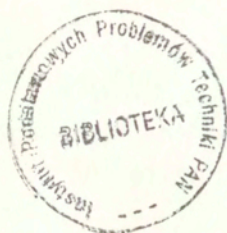


P. 269

**WARSZAWA 1996**

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 5 czerwca 1996 r.



56565



Praca habilitacyjna

recenzent – Prof. dr hab. Lech Dietrich

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark. wyd. 12,5 Ark. druk. 16,0

Oddano do drukarni w czerwcu 1996 r.

---

Wydawnictwo Spółdzielcze sp. z o.o.

Warszawa, ul. Jasna 1

## ANALIZA PROCESU PEŁZANIA ORAZ JEGO WPŁYWU NA ZACHOWANIE METALI W JEDNOOSIOWYM I ZŁOŻONYM STANIE NAPRĘŻENIA

### 1. WPROWADZENIE

#### 1.1 Uwagi wstępne

Pełzanie jest procesem odkształcania materiałów przy stałym długotrwałym obciążeniu i zwykle przy podwyższonej temperaturze. Badania przeprowadzone dla szerokiej klasy czystych metali i ich stopów wykazały, że ma ono istotny wpływ na zachowanie czystych metali w temperaturach przekraczających  $0.3T_m$  ( $T_m$  jest temperaturą topnienia materiału wyrażoną w stopniach Kelvina), natomiast dla stopów w temperaturach wyższych od  $0.4T_m$ .

Od chwili pionierskich prac badawczych dotyczących procesu pełzania, przeprowadzonych przez francuskiego fizyka Vicata, upłynęło już przeszło sto sześćdziesiąt lat. W okresie tym powstało bardzo dużo prac zarówno o charakterze doświadczalnym jak i teoretycznym. Zakres tematyki badań zjawiska pełzania prowadzonej w różnych ośrodkach jest bardzo szeroki i wyraźnie sprzężony z potrzebami przemysłu. Konieczność systematycznych badań w tym zakresie pojawiła się z wprowadzeniem maszyn parowych, w których temperatura pracy przekraczała 650 K. Od tego momentu obserwuje się szybki rozwój badań pełzania, z jednej strony będący funkcją wzrostu temperatury pracy urządzeń technicznych, natomiast z drugiej wynikający z potrzeby odzwierciedlenia złożonych stanów naprężenia oraz środowisk przyspieszających korozję materiałów. Ze względu na coraz nowe potrzeby związane z postępem technicznym próby pełzania przeprowadzone we wcześniejszym okresie powarza się w wyższych temperaturach.

Stosowanie wieloosiowych obciążeń elementów konstrukcyjnych wykorzystywanych w wielu urządzeniach wymusza prowadzenie badań o coraz większym stopniu złożoności. Konieczne jest to ze względu na niezawodność ich działania oraz zachowania bezpieczeństwa pracy. Stąd też dużego znaczenia nabierają badania wykonywane w złożonych stanach naprężenia. Tego typu doświadczenia w dalszym ciągu są jednak raczej skromnie reprezentowane zarówno w literaturze światowej jak i krajowej. Przyczyn braku odpowiedniej ilości danych eksperymentalnych z badań w złożonych stanach naprężeniach należy upatrywać w znacznych trudnościach związanych z techniką ich prowadzenia oraz ogromnych kosztach ich realizacji. Prace takie są jednak konieczne, ponieważ postęp w teoretycznym modelowaniu efektów towarzyszących procesowi pełzania w złożonym stanie naprężenia nie jest możliwy bez danych doświadczalnych. Trudno sobie bowiem wyobrazić aby można było sformułować równania konstytutywne opisujące konkretny efekt bez poznania na drodze doświadczalnej fizycznej strony problemu. Wiele uwagi poświęca się także doskonaleniu technik doświadczalnych wykonywania testów pełzania przy obciążeniach jednoosiowych. Wynika to oczywiście ze zwiększonych wymagań stawianych elementom konstrukcyjnym wykorzystywanym w urządzeniach narażonych na działanie szczególnych warunków. Chodzi tu głównie o elementy pracujące w urządzeniach elektrociepłowni, zakładach przemysłu chemicznego, samolotach, raketach i wielu innych. Prawdliwość rezultatów z testów pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu jest również ważna ze względu na powszechnie stosowane metody ekstrapolacji wyników. Metody te umożliwiają uzyskiwanie wyników, takich jak czas do zniszczenia, dla zakresów obciążeń, których nie zrealizowano w programach doświadczalnych. Mając zatem wyniki z badań, w których obserwowane są duże rozrzuty możemy wprowadzić istotne błędy w przewidywaniu żywotności materiału i w konsekwencji doprowadzić do przedwczesnego zużycia urządzenia.

Opis teoretyczny jest niezbędny dla poznania i prawidłowego zrozumienia badanych zjawisk. Powinien on w zasadzie nieco wyprzedzać prace eksperymentalne wytyczając nowe kierunki badań. Teoretyczne rozważania z zakresu pełzania rozwijają się równolegle w dwóch podstawowych kierunkach. Pierwszy z nich obejmuje prace mające na celu sformułowanie teorii fenomenologicznych dających ilościowy opis zjawiska. Drugi natomiast skupia prace prowadzone przez metalurgów i fizyków materiałowych, którzy starają się zidentyfikować mechanizmy sterujące procesem pełzania. Pomimo ogromnej liczby prac powstałych w ramach obu podejść, nie udało się opracować teorii ujmującej jednocześnie większość obserwowanych mechanizmów.

Lepsze poznanie zjawiska pełzania możliwe jest obecnie dzięki stale unowocześnianej i zwiększanej bazie doświadczalnej oraz formułowaniu doskonalszych koncepcji teoretycznych modelujących coraz bardziej skomplikowane zagadnienia, które mogą być stosunkowo szybko rozwiązane przy użyciu nowoczesnych technik numerycznych na superkomputerach. Wydaje się, że istotnym problemem przy rozwiązywaniu zagadnień pełzania staje się obecnie zachowanie właściwych relacji pomiędzy eksperymentem, teorią oraz obliczeniami numerycznymi.

## 1.2 Główne cele i zakres pracy

W literaturze poświęconej badaniom zjawiska pełzania wiele jest wyników z badań prowadzonych w jednoosiowym stanie naprężenia, wykonywanych dla doraźnych celów przemysłu, które dają wyniki o charakterze porównawczym. Natomiast stosunkowo mało jest badań materiałowych przydatnych do opisu teoretycznego, w których niezbędne jest uwzględnienie wpływu

- geometrii próbki,
- wstępnej anizotropii materiału,
- wpływu złożonego stanu naprężenia,
- wpływu wielkości ziarna materiału,
- wpływu wstępnej deformacji plastycznej i sposobu jej realizacji.

Wiele rezultatów z badań pełzania w zasadzie nie określa rzeczywistej charakterystyki materiałowej, dając jedynie wynik reprezentujący daną konstrukcję próbki. Obserwowany ogromny rozrzut w wynikach pełzania dla tego samego rodzaju materiału jest w dużej mierze spowodowany właśnie efektem różnej geometrii próbek. Praca wielu urzędów wymaga obecnie znajomości zachowania materiału w bardzo zróżnicowanych warunkach. Wykonanie badań na nieprawidłowo zaprojektowanych próbkach nie prowadzi do określenia cech materiału i stąd wykorzystanie takich rezultatów do innych warunków może prowadzić do przedwczesnego zniszczenia konstrukcji. W takim znaczeniu zagadnienie właściwego doboru geometrii próbek w badaniach pełzania nabiera szczególnej wagi.

Ważnym elementem badań pełzania materiałów jest określenie efektów związanych z rodzajem stanu naprężenia, ponieważ wiele materiałów konstrukcyjnych charakteryzujących się izotropowymi właściwościami mechanicznymi przy obciążeniach monotonicznie narastających nie wykazuje tej cechy w przypadku pełzania pod wpływem długotrwałych stałych obciążeń, dających naprężenia niższe od granicy plastyczności. Prowadzenie zatem jedynie jednoosiowych badań pełzania nie gwarantuje pełnego obrazu zachowania materiału. Na przykład żywotność materiału przy pełzaniu w zależności od rodzaju stanu naprężenia, przy jednakowym naprężeniu efektywnym, może różnić się nawet o ponad rząd wielkości. Z tego względu zastosowanie danego materiału w szczególnie odpowiedzialnych konstrukcjach poddawanych różnym typom obciążenia wymaga prowadzenia badań w złożonych stanach naprężenia.

Dodatkowym czynnikiem poważnie utrudniającym określanie rzeczywistych cech materiału przy obciążeniach statycznych lub monotonicznie narastających jest wstępna obróbka plastyczna materiałów konstrukcyjnych. W trakcie obróbki plastycznej wykonywanej w różnego rodzaju procesach wytwórczych wprowadzana jest wstępna deformacja plastyczna materiału o zróżnicowanej wartości. Odkształcenia te mogą prowadzić do znacznych zmian właściwości mechanicznych materiałów. W zależności od materiału właściwości

te mogą ulegać poprawie względnie pogorszeniu i stąd wynika konieczność prowadzenia systematycznych badań wpływu różnych form predeformacji, które obejmowałyby coraz szerszą grupę materiałów.

Ze względu na dostrzegalny brak danych doświadczalnych ujmujących wspomniane powyżej zagadnienia w prezentowanej rozprawie podjęto się ich szerszej analizy. Zasadnicze cele pracy skoncentrowane są zatem na:

- a) problemie udoskonalenia prowadzenia badań pełzania w takim stopniu aby zapewnić uzyskanie wyników reprezentujących rzeczywiste zachowanie badanego materiału,
- b) problemie wpływu rodzaju stanu naprężenia na zachowanie materiału poddanego procesowi pełzania,
- c) problemie wpływu wybranych form wstępnej deformacji materiału na jego późniejsze właściwości przy obciążeniach statycznych i monotonicznie narastających.

Tak więc główne cele rozprawy koncentrują się na istotnych zagadnieniach związanych z samym zjawiskiem pełzania jak i jego wpływem na następujące po nim zachowanie się materiałów przy obciążeniach wywołujących deformację plastyczną. Chociaż praca w przeważającej części ma charakter doświadczalny, przedstawiono w niej także pewne próby opisu zjawiska przez zaproponowanie nowych równań konstytutywnych lub też weryfikację dotychczasowych teorii. Analizę procesu pełzania poszerzono o rozważania dotyczące wpływu wielkości ziarna na przebieg procesu pełzania oraz o propozycję metodyki wygodnej prezentacji wyników doświadczalnych z prób pełzania prowadzonych w złożonym stanie naprężenia.

Doświadczenia prowadzono dla miedzi elektrolitycznej M1E, stopu aluminium o składzie określonym przez British Standards 1472, oraz na stali kotłowej 15HM. W przypadku dwóch pierwszych materiałów próbki wykonano z różnych partii, tj. materiał był w stanie wyżarzonym, bądź podlegał starzeniu lub też pochodził z innego cyklu wytwórczego.

W rozdziale drugim zaprezentowano przegląd istniejących koncepcji opisu procesu pełzania ze szczególnym uwzględnieniem prac poświęconych zagadnieniom uszkodzenia. Na tym tle przeprowadzono analizę przydatności wybranych równań konstytutywnych pełzania do opisu krzywych pełzania stopu aluminium. Wyniki analizy stały się podstawą propozycji nowych równań konstytutywnych pełzania, odzwierciedlających mechanizmy osłabienia decydujące o rozwoju uszkodzenia badanego materiału.

W rozdziale trzecim przedyskutowano niektóre problemy związane z techniką doświadczalną stosowaną przy wykonywaniu prób pełzania. Główny nacisk położono na zagadnienie racjonalnego kształtowania próbek przeznaczonych do badań, co ma szczególne znaczenie z uwagi na dużą różnorodność stosowanych rozwiązań i wynikające stąd trudności przy porównywaniu rezultatów. Oryginalność przyjętej metody rozwiązania problemu optymalnego kształtowania próbek zgodna jest z najnowszymi trendami widocznymi w pracach wielu ośrodków naukowych i polega na zachowaniu w analizie racjonalnego sprzężenia pomiędzy badaniami doświadczalnymi, teoretycznym modelowaniem równań konstytutywnych i wykorzystaniem nowoczesnych technik numerycznych.

Przedmiotem badań czwartego rozdziału pracy jest zagadnienie wpływu wielkości ziarna na proces pełzania w warunkach jednoosiowego rozciągania. Doświadczenia prowadzono w temperaturze 573K na próbkach o przekroju kołowym, pełnych, wykonanych z miedzi elektrolitycznej M1E o dwóch wielkościach ziarna: 0.04 [mm] oraz 0.12 [mm]. Program prób pełzania uzupełniono badaniami mikrostruktury. Na podstawie mapy mechanizmów deformacyjnych omówiono podstawowe mikromechanizmy sterujące procesem odkształcenia miedzi. Uzyskane wyniki eksperymentalne wykorzystano do określenia, na wspomnianej mapie, wpływu wymiaru ziarna na ustaloną prędkość pełzania.

Rozdział piąty poświęcono doświadczalnej ocenie wpływu rodzaju stanu naprężenia na charakterystyki pełzania miedzi w temperaturze 523K. Zagadnienie



to ma szczególne znaczenie z inżynierskiego punktu widzenia, ponieważ wiele materiałów wykazujących izotropowe właściwości mechaniczne przy obciążeniach monotonicznych nie wykazuje tej cechy w warunkach pełzania. Przeprowadzona analiza obejmowała ocenę zmian typowych parametrów pełzania w zależności od rodzaju stanu naprężenia i jego poziomu. Na podstawie własnych badań doświadczalnych dokonano także weryfikacji założeń quasi-liniowej teorii pełzania.

W rozdziale szóstym zaproponowano metodykę określania przekroju powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia na podstawie przyjętego programu prób pełzania miedzi w złożonym stanie naprężenia i podwyższonej temperaturze. Procedurę tę zastosowano także do wyznaczania krzywych jednakowego czasu uzyskania ustalonej prędkości pełzania oraz krzywych jednakowego czasu osiągnięcia trzeciego etapu pełzania. Analiza krzywych otrzymanych dla różnych stanów naprężenia w płaszczyźnie  $(\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$  wykazała, że dla zadanego poziomu naprężenia rozciągającego traktowanego jako wartość odniesienia, stopień uszkodzenia materiału narasta proporcjonalnie aż do zniszczenia. Oznacza to w praktyce, że takie krzywe izochroniczne pokrywają się. Na podstawie wyników ze zrealizowanego programu badań dokonano weryfikacji wybranych hipotez wyężeniowych. Wykazano, że lepszy opis zniszczenia w warunkach pełzania zapewniają złożone kryteria uwzględniające anizotropowy charakter zniszczenia badanego materiału.

W rozdziale 7 przedstawiono doświadczalną analizę własności plastycznych miedzi elektrolitycznej oraz stali kotłowej 15HM. Oba materiały badano w stanie wyjściowym oraz po wprowadzeniu różnych typów wstępnej deformacji. Analizy dokonywano na podstawie położenia i wymiarów wyznaczonych powierzchni plastyczności. W pierwszym etapie badań określono pierwotną powierzchnię metodą naprzemiennych (miedź), bądź sekwencyjnych (stal) 'nakłuć' jednej próbki do określonej wartości odkształcenia, która stanowiła punkt wyjściowy przy porównaniach powierzchni plastyczności wyznaczonych dla tego samego materiału z celowo wprowadzonym

odkształceniem. W kolejnych etapach programu doświadczeń zadawano wstępne deformacje przy stałym obciążeniu w stałej podwyższonej (miedź) lub pokojowej (stal) temperaturze, oraz drogą monotonicznego obciążania w temperaturze otoczenia. Po wstępnej deformacji próbek następowało określanie powierzchni plastyczności metodą "nakłuć" podobnie jak przy wyznaczaniu powierzchni pierwotnej. Uzyskane rezultaty doświadczenia były aproksymowane przy założeniu anizotropowego warunku plastyczności.

Zagadnienie wpływu różnych form wstępnej deformacji na późniejsze właściwości mechaniczne materiałów zostało w rozdziale ósmym rozszerzone o badania efektu jej wielkości na następujące po niej pełzanie. Problem ten jest istotny ze względu na optymalizację parametrów obróbki plastycznej wytwarzanych elementów konstrukcyjnych, podczas której dla ich ukształtowania wprowadza się deformację plastyczną. Oceny wpływu wartości wstępnej deformacji plastycznej dokonano na przykładzie miedzi, którą po zdeformowaniu poddawano pełzaniu przy jednoosiowym rozciąganiu w temperaturach 523 i 573 K.

Znaczna część zawartego w rozprawie materiału badawczego pochodzi z opublikowanych już prac autora. Badania prezentowane w rozdziale drugim oraz częściowo w pierwszym zostały wykonane podczas pobytu autora w Wielkiej Brytanii w ramach stypendium British Council, natomiast rezultaty rozdziału siódmego autor uzyskał w ramach grantu KBN nr 301549101, kierowanego przez prof. W. Szczepińskiego. Prace referowane w pozostałych rozdziałach wykonano w ramach działalności statutowej autora w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki. Prezentowana rozprawa, obok syntezy rezultatów przedstawionych w już opublikowanych pracach, zawiera ich szerszą dyskusję wzbogaconą zarówno o nowe wyniki doświadczenia jak i o próbę znalezienia głębszych wzajemnych implikacji pomiędzy rezultatami z badań dla tych samych materiałów, lecz wyprodukowanych w różnych warunkach.

## 2. KONCEPCJE OPISU PROCESU PEŁZANIA W JEDNOOSIOWYCH I ZŁOŻONYCH STANACH NAPRĘŻENIA

Pierwsze systematyczne badania eksperymentalne oraz próby opisu zjawiska pełzania, towarzyszącego elementom konstrukcyjnym poddawanych długotrwałym obciążeniom w podwyższonych temperaturach, pochodzą z początku obecnego stulecia. Ponieważ proces złożony jest z trzech charakterystycznych etapów, wysiłki wielu ośrodków naukowych skupiają się na właściwym przeprowadzeniu badań i zadowalającym opisie charakterystycznych cech związanych z takim przebiegiem zjawiska. Nawet pobieżna analiza dotychczas wykonanych doświadczeń oraz wprowadzonych koncepcji wymagałaby oddzielnej monografii. Dlatego też w poniższych rozważaniach ograniczono się jedynie do zasygnalizowania istotniejszych faktów korelujących z zagadnieniami rozpatrywanymi w niniejszej pracy.

W literaturze wyraźnie można zaobserwować podział proponowanych modeli konstytutywnych, będący konsekwencją przebiegu typowej krzywej pełzania. A zatem generalnie można dokonać selekcji na prace dotyczące pierwszego i drugiego okresu pełzania, w których zaniedbuje się uszkodzenie materiału, oraz prace poświęcone trzeciemu stadium procesu, w których degradacja struktury materiału uwzględniana jest przez wprowadzenie zmiennych uszkodzenia. Znacznie mniej jest prac traktujących zjawisko w sposób globalny.

Badania doświadczalne oraz modele konstytutywne dotyczące pierwszej grupy nie będą tutaj omawiane, gdyż odpowiednie informacje można znaleźć w bardzo bogatej literaturze z tego zakresu [np. 8, 13-15, 19, 22, 54, 57, 59, 93, 108, 137, 138, 141, 151, 157, 166, 167, 170, 176, 185, 207, 212, 214, 227]. Ograniczymy się tu jedynie do zasygnalizowania wybranych problemów. Jednym z istotniejszych zagadnień dyskutowanych w tej grupie prac, a dotyczących badań w złożonych stanach naprężenia, było weryfikowanie założenia podobieństwa dewiatorów prędkości odkształcenia i naprężenia oraz założenia

dotyczącego uzależnienia prędkości pełzania od drugiego niezmiennika dewiatora naprężenia [2, 95-97, 106, 107, 185]. Problem ten będzie szerzej omawiany w rozdziale piątym na przykładzie badań przeprowadzonych przez autora. Innym ważnym zagadnieniem jest problem opisu pełzania w złożonym stanie naprężenia przy zmieniających się obciążeniach, przy których konieczne jest uwzględnienie takich efektów jak np. efekt pamięci maksymalnych przeciążeń, efekt chwilowego osłabienia przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia, wpływ wstępnej deformacji plastycznej na następujące po niej pełzanie. Teoria opisująca wspomniane efekty przy pomocy koncepcji kinematyczno-izotropowego wzmocnienia została zaproponowana w pracach Trąmpczyńskiego i Mroza [155-157, 207] i stanowi istotny postęp w grupie prac poświęconych analizie pełzania w jego pierwszym i drugim okresie.

W kolejnych paragrafach tego rozdziału szerzej zostaną przedyskutowane niektóre teorie uwzględniające rozwój uszkodzenia w trakcie pełzania, ponieważ większość prezentowanych wyników autora ilustruje przebieg procesu aż do wystąpienia zniszczenia.

## 2.1 Teorie fenomenologiczne uwzględniające zniszczenie materiału

W przypadku wysokich wartości naprężenia, tj. zbliżonych do granicy plastyczności badanego materiału, czas do zniszczenia jest stosunkowo mało wrażliwy na zmiany wielkości naprężenia w porównaniu do czasu dla niskich poziomów naprężenia [73]. Według rozważań Hoffa [84] dla naprężeń bliskich granicy plastyczności zniszczenie przy pełzaniu spowodowane jest szykowaniem na skutek rozwoju geometrycznej imperfekcji na próbce, natomiast znikomy jest udział zmian mikrostrukturalnych [165]. Zgodnie z modelem zniszczenia ciągłego Hoffa czas do zniszczenia można określić ze związku

$$(2.1) \quad t_R^{(H)} = \frac{1}{kn\sigma_0^n} ,$$

gdzie  $k$  i  $n$  są stałymi niezależnymi od wielkości naprężenia.

Przy poziomach naprężenia dużo niższych od granicy plastyczności, które są typowe dla wielu elementów konstrukcyjnych zmiany mikrostrukturalne mają decydujący wpływ na zniszczenie. Pomiarów zmian objętości materiału wykonywane podczas deformacji pełzania [17] wykazały, że wzrost defektów następuje już w pierwszym okresie pełzania chociaż prędkość pełzania w tym etapie maleje. Dalszy wzrost mikrouszkodzeń powoduje w efekcie stopniowy wzrost prędkości pełzania od jej wartości minimalnej w drugim okresie procesu do wartości dążącej do nieskończoności przy zniszczeniu. Ta część procesu określana jest mianem trzeciego okresu pełzania i dla wielu materiałów konstrukcyjnych jest o tyle istotna, że może trwać nawet ponad 50% całego okresu żywotności.

Do opisu zniszczenia materiałów poddawanych pełzaniu przy poziomach naprężenia wyraźnie niższych od granicy plastyczności Kaczanow [98, 100] zaproponował pominięcie bieżącego przewężenia przekroju poprzecznego próbki oraz przyjęcie założenia, że obciążenie przenoszone jest jedynie przez efektywnie pracującą część pola przekroju poprzecznego próbki, które stanowi różnicę między początkowym polem przekroju oraz polem powierzchni uszkodzeń. Wprowadził on miarę uszkodzenia w postaci skalarnego parametru ciągłości przekroju, który przybiera wartość 1 w stanie początkowym bez defektów oraz 0 w momencie zlokalizowanego zniszczenia materiału i można go wyrazić zależnością

$$(2.2) \quad \psi = \frac{A}{A_0}, \quad 1 \geq \psi \geq 0,$$

gdzie  $A$  oznacza efektywne pole przekroju,  $A_0$  natomiast, początkowe pole przekroju.

Zamiast parametru ciągłości wygodniej jest operować jego dopełnieniem, które reprezentuje parametr uszkodzenia wprowadzony przez Rabotnowa [185] w postaci

$$(2.3) \quad \omega = 1 - \psi = \frac{A_0 - A}{A_0}, \quad 0 \leq \omega \leq 1.$$

Parametr ten ma bezpośrednią interpretację fizyczną, ponieważ oznacza powierzchnię zajmowaną w danej chwili przez defekty, odniesioną do pola przekroju początkowego bez uszkodzeń. Wykorzystując parametr uszkodzenia Rabotnow [185] rozwinął jednowymiarową teorię Kaczanowa [100] proponując równanie konstytutywne pełzania oraz prawo ewolucji uszkodzenia, które w formie znormalizowanej dla przypadku prostego rozciągania mogą być wyrażone następującymi związkami:

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} &= \frac{1}{(1-\omega)^m} \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n, \\ \frac{\dot{\omega}}{\dot{\omega}_0} &= \frac{1}{(1-\omega)^\eta} \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^v, \end{aligned}$$

gdzie  $n, m, v, \eta, \dot{\varepsilon}_0, \dot{\omega}_0, \sigma_0$  są stałymi materiałowymi.

Równanie prędkości pełzania redukuje się w przypadku materiału nieuszkodzonego do postaci równania Nortona [166] opisującego ustaloną prędkość pełzania

$$(2.5) \quad \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} = \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n.$$

W przypadku stałego poziomu naprężenia łatwo jest scałkować układ równań (2.4) i otrzymać zmiany odkształcenia oraz uszkodzenia jako funkcje czasu. Przyjmując warunek zniszczenia  $\omega=1$ , możemy także określić czas do zniszczenia  $t_R$ . W rezultacie otrzymujemy następujące zależności [127]:

$$(2.6) \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon_*} = \lambda [1 - \{1 - (t/t_R)\}^{1/\lambda}],$$

$$(2.7) \quad \omega = 1 - (1 - t / t_R)^{1/(\eta+1)},$$

$$(2.8) \quad t_R = \frac{1}{(\eta+1)\dot{\omega}_0(\sigma/\sigma_0)^v},$$

$$(2.9) \quad \varepsilon^* = \dot{\varepsilon}_0(\sigma/\sigma_0)^n t_R = \frac{\dot{\varepsilon}_0}{(\eta+1)\dot{\omega}_0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{n-v},$$

$$(2.10) \quad \lambda = (\eta+1)(\eta+1-m).$$

Teoria wywodząca się z prac Rąbotnowa i Kaczanowa [100, 185] stała się inspiracją do budowy kolejnych modeli uszkodzenia i jest uważana za początek kontynuualnej mechaniki uszkodzeń. Kontynuualna mechanika uszkodzenia była następnie rozwijana zarówno dla jednoosiowych jak i wieloosiowych stanów naprężenia. Dla przypadku prostego rozciągania w zespole Hayhursta [39, 41, 68] zaproponowano modyfikację równań konstytutywnych (2.4), polegającą na wprowadzeniu członu czasowego mającego na celu opis pierwszego etapu pełzania. Układ równań (2.4) w formie wymiarowej można wówczas wyrazić następującymi związkami:

$$(2.11) \quad \begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= A \frac{\sigma^n}{(1-\omega)^n} t^m, \\ \frac{d\omega}{dt} &= B \frac{\sigma^\chi}{(1-\omega)^\phi} t^m, \end{aligned}$$

gdzie przez A, B, m, n,  $\chi$ ,  $\phi$  oznaczono stałe materiałowe. Skalarna zmienna  $\omega$  została wprowadzona w celu zamodelowania procesu degradacji materiału w czasie pełzania, prowadzącego do jego zniszczenia. Zmienna ta odgrywa dominującą rolę w trzecim okresie pełzania. W celu uzyskania zależności odkształcenia pełzania jako funkcji poziomu naprężenia i czasu równania z układu (2.11) można scałkować analitycznie

$$(2.12) \quad \varepsilon = \frac{A\sigma^n t_R^{1+m}}{(1+m)[1-(n/(\Phi+1))]} \left[ 1 - \left\{ 1 - \left( \frac{t}{t_R} \right)^{1+m} \right\}^{1-(n/(\Phi+1))} \right],$$

gdzie  $t_R$  jest czasem do zniszczenia i może być otrzymany przez scałkowanie drugiego z równań w układzie (2.11) przy założeniach, że  $\omega=0$  dla  $t=0$  oraz  $\omega=1$  dla  $t=t_R$

$$(2.13) \quad t_R = \left\{ \frac{1+m}{B(\Phi+1)\sigma^x} \right\}^{\frac{1}{1+m}}.$$

Równanie (2.12) stanowi reprezentację całej krzywej pełzania. W przypadku gdy  $t=t_R$  upraszcza się ono do następującego związku określającego wielkość deformacji odpowiadającą zniszczeniu

$$(2.14) \quad \varepsilon_R = \frac{A\sigma^n t_R^{1+m}}{(1+m)[1-(n/(\Phi+1))]}.$$

Równanie (2.12) można przedstawić w formie bezwymiarowej wykorzystując związek (2.14)

$$(2.15) \quad \frac{\varepsilon}{\varepsilon_R} = \left\{ 1 - \left( 1 - \left( \frac{t}{t_R} \right)^{1+m} \right)^{\left( 1 - \frac{n}{\Phi+1} \right)} \right\}.$$

Równanie to stosowano wielokrotnie dopasowując eksperymentalne krzywe pełzania w celu określenia wszystkich sześciu stałych materiałowych występujących w równaniach (2.11). Dogodną metodykę wyznaczania tych stałych zaproponowali Othman i Hayhurst [41, 175]. Zagadnienie określania stałych materiałowych występujących w omawianym modelu nie jest problemem



trywialnym. Wymaga on z jednej strony racjonalnej dyskretyzacji wyników doświadczalnych, tak aby wielkość utworzonych zbiorów nie powodowała kłopotów przy obliczeniach numerycznych przy jednoczesnym zachowaniu wiernej reprezentacji krzywych pełzania. Z drugiej strony natomiast wymagane jest stosowanie technik optymalizacyjnych. Wykorzystywane techniki, jak np. metoda najmniejszych kwadratów przy dopasowywaniu równań modelu konstytutywnego do danych doświadczalnych nie dawały zadowalających rezultatów z uwagi na dużą liczbę parametrów materiałowych. Głównym problemem przy obliczeniach były zakłócenia w zbieżności rozwiązań do minimum globalnego, a nawet jeśli otrzymano rozwiązanie, to wielokrotnie odpowiadało ono minimum lokalnym, uniemożliwiając tym samym wyznaczenie rzeczywistych wartości stałych materiałowych.

Model konstytutywny pełzania wywodzący się z prac Kaczanowa i Rabotnowa i następne jego modyfikacje [39, 41, 73] dotyczył jednoosiowych stanów naprężenia, podczas gdy zdecydowana większość elementów konstrukcyjnych narażonych na warunki odpowiadające procesowi pełzania pracuje przy obciążeniach wieloosiowych. Stąd też coraz więcej buduje się modeli pełzania uwzględniających właśnie złożone stany naprężenia [np. 45, 48, 52, 54, 70, 73, 76, 117, 127, 132, 133, 134-136, 161].

Uogólnienia równań Kaczanowa i Rabotnowa na złożone stany naprężenia dokonali Leckie i Hayhurst [127] przyjmując założenie, że wpływ uszkodzenia na prędkość deformacji ma skalarny charakter oraz wprowadzając kryterium odzwierciedlające wpływ stanu naprężenia na czas do zniszczenia w postaci jednorodnej funkcji naprężenia zależnej od rodzaju materiału. Mając dodatkowo na uwadze wnioski z badań zespołu Johnsona [95-97] mówiące, że prędkość odkształceń zależna jest od naprężeń efektywnych, jej składowe są proporcjonalne do składowych dewiatora naprężenia, oraz że stosunek składowych prędkości odkształcenia pozostaje taki sam w trzecim etapie

pełzania jak dla stanu ustalonego, układ równań (2.4) można przedstawić w następującej formie

$$(2.16) \quad \frac{\dot{\epsilon}_{ij}}{\dot{\epsilon}_0} = \frac{3}{2} \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^{n-1} \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_0} \right) \left( \frac{1}{(1-\omega)^n} \right),$$

$$(2.17) \quad \frac{\dot{\omega}}{\dot{\omega}_0} = \Delta^v \frac{1}{(1+\eta)(1-\omega)^\eta},$$

natomiast układ (2.11)

$$(2.18) \quad \frac{d\epsilon_{ij}}{dt} = \frac{3}{2} A \frac{\sigma_e^{n-1}}{(1-\omega)^n} S_{ij} t^m,$$

$$(2.19) \quad \frac{d\omega}{dt} = \frac{B \sigma_e^\chi}{(1-\omega)^\Phi} t^m,$$

gdzie  $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3$ ,  $\sigma_e = \left( \frac{3}{2} S_{ij} S_{ij} \right)^{1/2}$ , a przez  $\Delta = \Delta(\sigma_{ij} / \sigma_0) = \sigma_{\max} / \sigma_0$  oznaczono kryterium zniszczenia dla miedzi oraz przez  $\Delta = \Delta(\sigma_{ij} / \sigma_0) = \sigma_e / \sigma_0$  kryterium zniszczenia dla stopów aluminium. Całkując równanie ewolucji uszkodzenia (2.17) dla następujących warunków brzegowych:  $\omega = 0$ ,  $t = 0$  oraz  $\omega = 1$ ,  $t = t_R$  otrzymujemy po znormalizowaniu czas zniszczenia w postaci zależności

$$(2.20) \quad \frac{t_R}{t_0} = \frac{1}{\Delta^v},$$

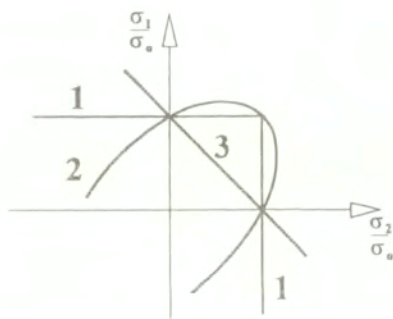
która po podstawieniu  $t_R = t_0$  daje równanie powierzchni izochronicznej.

Jak już wspomniano, o budowie modeli wieloosiowych w znacznym stopniu zdecydowały wyniki badań Johnsona [95-97] i jego współpracowników, którzy przeprowadzili obszerne badania doświadczalne pęknięcia różnych metali w warunkach pełzania przy złożonym stanie naprężenia. W swoich eksperymentach

poszukiwali oni korelacji między czasem do zniszczenia i wielkościami określającymi stan naprężenia takimi jak:

- 1) maksymalne naprężenie główne  $\sigma_{\max}$ , które decyduje o zniszczeniu materiału według hipotezy Galileusza,
- 2) intensywność dewiatora naprężenia  $\sigma_e$ , która decyduje o zniszczeniu materiału według hipotezy Hubera-Misesa,
- 3) pierwszy niezmiennik tensora naprężenia.

Na podstawie przeprowadzonych badań ustalili oni, że o zniszczeniu miedzi przy pełzaniu decyduje kryterium największego naprężenia głównego, z kolei dla stopów aluminium proces ten najlepiej opisuje kryterium naprężenia efektywnego. Oba te przypadki określają w przestrzeni naprężeń kształt granicznych powierzchni lub krzywych jednakowych czasów zniszczenia. Dla przypadku płaskiego stanu naprężenia krzywe te są zilustrowane na rys. 2.1.



Rys. 2.1 Interpretacja graficzna prostych kryteriów zniszczenia przy pełzaniu.

Zdaniem Johnsona oba przedstawione skrajne przypadki wyznaczają granice w jakich powinny się mieścić krzywe graniczne dla innych metali. Wynika z tego, że kryterium pęknięcia dla tych materiałów powinno przybierać postać będącą kombinacją dwóch wspomnianych kryteriów wytrzymałościowych (1) i (2). Pomimo tego, że spostrzeżenia te otrzymano ze stosunkowo ograniczonej ilości

danych doświadczalnych i okazały się niezbyt precyzyjne, to jednak do dziś wywierają istotny wpływ przy formułowaniu teorii pęknięcia w warunkach pełzania. Przykładami tego są: kryterium przyjęte przez Dysona i McLeana [50], którzy założyli, że dla badanego w temperaturze 1023K Nimonicu 80A o pękaniu decyduje kombinacja naprężenia efektywnego Hubera-Misesa oraz maksymalnego naprężenia głównego; a także związek zaproponowany przez Sdobyriewa [193, 194] w następującej postaci

$$(2.21) \quad t_R^{(Sdob)} = A \{ \beta \sigma_{\max} + (1 - \beta) \sigma_e \}^{-v},$$

gdzie  $\sigma_e$  reprezentuje naprężenie efektywne zdefiniowane jako drugi niezmiennik dewiatora naprężenia,  $\sigma_{\max}$  jest maksymalnym naprężeniem głównym, natomiast  $\beta$  jest doświadczalnie wyznaczanym współczynnikiem określającym stopień zależności czasu do zniszczenia od  $\sigma_e$  oraz  $\sigma_{\max}$ .

Hayhurst [70] na podstawie własnych dwuosiowych badań wykonywanych na próbkach krzyżowych oraz prac Johnsona [95-97] postulował istnienie zależności

$$(2.22) \quad t_R^{(Hayl)} = f(J_1, J_2, J_3),$$

gdzie  $f$  stanowi funkcję niezmienników tensora naprężenia. Zgodnie z obserwacjami zachowania różnych metali okazało się, że zarówno zależność (2.22) jak i kryterium Sdobyriewa (2.21) dawały dobre oszacowanie czasu do zniszczenia dla stopów miedzi w przypadku ćwiartki reprezentującej ściskanie - rozciąganie (rys.2.1), natomiast dla dwuosiowego rozciągania otrzymywano duże błędy w porównaniu do wyników doświadczalnych, przy czym zależność (2.21) zawyżała czasy do zniszczenia, a (2.22) zaniżała. Na podstawie tych spostrzeżeń zaproponowano kryterium [70], które łączy cechy związków (2.21), (2.22) i

stanowi funkcję będącą liniową kombinacją maksymalnego naprężenia głównego oraz pierwszego i drugiego niezmiennika tensora naprężenia

$$(2.23) \quad t_R^{(\text{Hay2})} = A \{ a\sigma_{\max} + bJ_1 + cJ_2^{1/2} \}^{-\nu},$$

gdzie  $A$ ,  $\nu$  są stałymi materiałowymi niezależnymi od naprężenia;  $a$ ,  $b$ ,  $c$  stałe materiałowe;  $J_1, J_2$  reprezentują odpowiednio pierwszy niezmiennik tensora naprężenia oraz drugi niezmiennik dewiatora tensora naprężenia, które w układzie naprężeń głównych wyrażają się zależnościami:

$$(2.24) \quad \begin{aligned} J_1 &= \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3, \\ J_2 &= \frac{1}{6} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]. \end{aligned}$$

Dodatkowo założono, że stałe  $a$ ,  $b$ ,  $c$  spełniają zależność  $a+b+c=1$ , która ogranicza wpływ poszczególnych członów w kryterium (2.23) na czas do zniszczenia. W zależności od wartości tych stałych możemy otrzymać wymienione wcześniej proste kryteria zniszczenia, tj.

- I) kryterium maksymalnego naprężenia głównego, gdy  $a=1$ ,  $b=c=0$ , którego interpretację graficzną w płaskim stanie naprężenia stanowią dwie proste 1, rys. 2.1,
- II) kryterium naprężenia efektywnego Hubera-Misesa, gdy  $c=1$ ,  $a=b=0$ , które reprezentowane jest przez elipsę 2, rys. 2.1,
- III) kryterium obciążenia hydrostatycznego określonego przez pierwszy niezmiennik tensora naprężenia, gdy  $b=1$ ,  $a=c=0$ , którego graficzną interpretacją jest prosta oznaczona na rys. 2.1 cyfrą 3.

## 2.2 Teorie fizyczne uwzględniające zniszczenie materialu przy pełzaniu

Drugim stosowanym podejściem w rozwoju równań konstytutywnych opisujących uszkodzenie przy pełzaniu są badania prowadzone przez fizyków materiałowych i metalurgów [5, 7, 17, 20, 21, 31, 32, 43-45, 47-53, 143, 154,

165, 186]. Zadaniem tych prac jest opisanie fizyki procesów mikrostrukturalnych zjawiska na drodze pomiarów doświadczalnych [65], bądź przez zastosowanie modeli mechanicznych oddających charakter procesu [186].

Ogólne sformułowanie problemu wzrostu uszkodzenia na granicach ziaren pochodzi z pracy Raja i Ashby'ego [186]. Wzrost ten jest wyrażany przy użyciu dwóch zasadniczych mechanizmów: nukleacji oraz wzrostu pustek. Mechanizm nukleacji stanowi miarę prędkości tworzenia się pustek na granicach ziaren, natomiast mechanizm wzrostu określa prędkość wzrostu ich wymiaru. Prędkość nukleacji wyrażana jest przez zależność  $dn/dt$  i jest mierzona jako liczba utworzonych pustek w określonym jednostkowym czasie na określonej jednostkowej powierzchni granicy ziarna. Zarodkowanie pustek następuje w punktach koncentracji odkształceń, które mogą występować na wtrąceniach obecnych na granicach ziarna, lub też na skrajach pasm poślizgu w kryształach. Wzrost pustek może być wynikiem dyfuzji wakansów wzdłuż granicy ziarna, bądź koncentracji odkształceń pełzania na wtrąceniach. Z uwagi na fakt ciągłego tworzenia i rośnięcia pustek, aby otrzymać miarę całkowitego uszkodzenia, należy stosować związki całkowe [186]. Załóżmy, że prędkość nukleacji w czasie  $\tau$  jest  $\dot{n}(\tau)$ . W tym przypadku dla pewnego przyrostu czasu  $d\tau$  ilość nowych pustek dla rozpatrywanej jednostki powierzchni przekroju wynosi  $\dot{n}(\tau)d\tau$ . Następnie pustki te wzrastają tak, że po czasie  $t$  prędkość przyrostu powierzchni przekroju poprzecznego utworzonych pustek w czasie  $\tau$  odpowiada  $\dot{a}(t, \tau)$ . Dla przedziału czasowego  $(t-\tau)$  pustki utworzone w czasie  $\tau$  będą zajmowały powierzchnię przekroju wynikającą ze związku

$$(2.25) \quad \dot{n}d\tau \int_{\tau}^t \dot{a}(t, \tau)dt.$$

Zatem cała powierzchnia zajmowana przez pustki w danym przekroju w chwili zniszczenia wyrazi się zależnością

$$(2.26) \quad A(t_R) = \int_{\tau=0}^{\tau=t_R} \dot{n}(\tau)d\tau \int_{t=\tau}^{t=t_R} \dot{a}(t, \tau)dt.$$

Niektórzy badacze jako miarę uszkodzenia przyjmują zamiast powierzchni  $A$  objętość zajmowaną przez pustki. Całkowita objętość pustek na jednostkę objętości definiowana jest wtedy w postaci następującego związku

$$(2.27) \quad V(t_R) = \int_{\tau=0}^{\tau=t_R} \dot{n}(\tau) d\tau \int_{t=\tau}^{\tau=t_R} \dot{v}(t, \tau) dt,$$

gdzie  $\dot{v}$  oznacza prędkość przyrostu objętości pustek.

Przedstawione powyżej rozumowanie stanowi oczywiście duże uproszczenie, z którego jednak wynika, że dla otrzymania racjonalnej miary uszkodzenia przy pełzaniu należy rozpatrywać wymiary wszystkich utworzonych pustek. Dotychczas przeprowadzono wiele prób opracowania modeli fizycznych uwzględniających procesy zarodkowania i wzrostu pustek. Do bardziej znanych należą modele zaproponowane przez Greenwooda [65] oraz Dysona i McLeana [50].

### 2.2.1 Model Greenwooda

Równania tego modelu zostały zaproponowane na podstawie jednoosiowych prób pełzania przy rozciąganiu przeprowadzonych na miedzi w temperaturze 773K, którym towarzyszyły pomiary liczby i wielkości tworzących pustek. Obserwacje mikrostruktury wykazały, że pustki miały w przybliżeniu ten sam rozmiar. Oznacza to, że nowo utworzona pustka gwałtownie wzrastała aż do osiągnięcia wymiaru pustek wcześniej powstałych. Można pokazać, że całkowita powierzchnia przekroju poprzecznego pustek wynosi  $A=na$ . Greenwood [65] budując swój model konstytutywny wprowadził następujące oznaczenia oraz założenia. Przede wszystkim należy wspomnieć, że wyprowadzał go dla przypadku jednoosiowego rozciągania przy stałym naprężeniu  $\sigma_0$  i stałej temperaturze  $T_0$ . Oznaczmy jako czas do zniszczenia  $t_0$ , jako odkształcenie jemu odpowiadające  $\epsilon_0$ , oraz przyjmijmy za gęstość pustek  $n_0$ , za średnią objętość pustek  $v_0$ , wówczas równania Greenwooda dla naprężenia  $\sigma$  w temperaturze  $T$

można wyrazić, w odniesieniu do tych wielkości fizycznych, w następującej formie

$$(2.28) \quad \begin{aligned} \frac{d(n/n_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^2 \frac{d(\varepsilon/\varepsilon_0)}{dt}, \\ \frac{d(v/v_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) \exp\left[-\frac{\Theta_g}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] / t_0, \\ \frac{d(\varepsilon/\varepsilon_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^5 \exp\left[-\frac{\Theta}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] / t_0. \end{aligned}$$

Pierwsze równanie z tego układu określa prędkość zarodkowania, która jest proporcjonalna do prędkości odkształcenia oraz do kwadratu przyłożonego naprężenia. Drugie równanie definiuje prędkość przyrostu objętości pustek. Przyjęto, że jest ona zależna od procesu dyfuzji, który z kolei jest proporcjonalny do naprężenia. Wielkość  $\Theta_g$  oznacza odpowiadającą temu energię aktywacji. Trzecie z równań przedstawia prędkość odkształcenia. Jak widać jest ona wprost proporcjonalna do piątej potęgi przyłożonego naprężenia przy czym założono, że efekt uszkodzenia można w tym równaniu pominąć.

Uszkodzenie zostało zdefiniowane następującym związkiem

$$(2.29) \quad \omega = \frac{nv^{2/3}}{n_0v_0^{2/3}}.$$

Warunek zniszczenia przyjęto w postaci  $\omega=1$ .

Uogólnienia układu równań Greenwooda na złożone stany naprężenia dokonali Hayhurst i Leckie [127]. W takim przypadku równania (2.28) sprowadzają się do następujących związków



$$(2.30) \quad \begin{aligned} \frac{d(n/n_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right)^2 \frac{d(\varepsilon_e/\varepsilon_0)}{dt}, \\ \frac{d(v/v_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right) \exp\left[-\frac{\Theta_g}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] / t_0, \\ \frac{d(\varepsilon_e/\varepsilon_0)}{dt} &= \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_0}\right)^5 \exp\left[-\frac{\Theta}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] / t_0, \end{aligned}$$

gdzie  $\sigma_1$ ,  $\sigma_e$  oznaczają odpowiednio maksymalne naprężenie główne i naprężenie efektywne.

Podobnie jak dla jednoosiowego rozciągania, uszkodzenie określone jest równaniem (2.29), a warunek zniszczenia pozostaje bez zmian, tj.  $\omega=1$ .

Scałkowanie równań (2.30), przy  $\omega=1$ , daje w efekcie równanie powierzchni izochronicznej dla czasu do zniszczenia  $t_R = t_0$ :

$$(2.31) \quad \Delta \left(\frac{\sigma_{ij}}{\sigma_0}\right) = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right)^{8/23} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_0}\right)^{15/23} \times \exp\left[-\frac{3}{23}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\left(\Theta + \frac{2\Theta_g}{3}\right)\right] = 1.$$

Krzywa jednakowego czasu do zniszczenia dla równań Greenwooda przedstawiona została na rys. 2.2. Jak widać, jej zarys leży pomiędzy przewidywaniami wynikającymi z kryterium maksymalnego naprężenia głównego i kryterium naprężenia efektywnego. Wynik ten różni się zatem od rezultatów badań Johnsona [95-97], zgodnie z którymi w przypadku miedzi krzywe izochroniczne odpowiadały kryterium maksymalnego naprężenia głównego. Jednak fakt ten nie wydaje się być kontrowersyjny, gdyż niektórzy badacze zaobserwowali zależność kształtu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia od poziomu naprężenia. Szerzej będzie to omówione w rozdziale szóstym.

### 2.2.2 Równania Dysona-McLeana

Innym przykładem równań konstytutywnych opierających się na fizyce zachodzących zjawisk podczas pełzania jest model zaproponowany przez

Dysona i McLeana [50]. Autorzy ci zrealizowali program badań pełzania do zniszczenia dla Nimonicu 80A w warunkach jednoosiowego rozciągania i czystego skręcania w temperaturze 1023K. Program przewidywał także pomiary ilości pustek przypadających na jednostkę powierzchni granicy ziarna oraz całkowitej objętości powstałych pustek. Otrzymane wyniki umożliwiły sformułowanie półempirycznych równań konstytutywnych pełzania i towarzyszącego mu zniszczenia wewnętrznego, które dla złożonego stanu naprężenia przyjmują postać:

$$(2.32) \quad \begin{aligned} \frac{d(\varepsilon_e / \varepsilon_0)}{dt} &= 3 \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^4 \left( \frac{v}{v_0} \right)^{4/9} / t_0, \\ \frac{d(n / n_0)}{dt} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_e} \right)^{1/2} \frac{d(\varepsilon_e / \varepsilon_0)}{dt}, \\ \frac{d(v / v_0)}{dt} &= \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^{0.7} \frac{d(\varepsilon_e / \varepsilon_0)}{dt}, \end{aligned}$$

gdzie  $v_0 = 3V_0 / 2n_0$ , a przez  $V_0$ ,  $n_0$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $t_0$ ,  $\sigma_0$  oznaczono odpowiednio całkowitą objętość pustek, ilość pustek, odkształcenie w momencie zniszczenia, czas do zniszczenia, naprężenie przy którym odbywała się próba. Związek określający uszkodzenie powstaje przez podstawienie dwóch ostatnich równań z układu (2.32) do równania (2.27)

$$(2.33) \quad \frac{V}{V_0} = \frac{3}{4} \int_{\varepsilon_1=0}^{\varepsilon_1=\varepsilon} \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^2 \left( \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \right)^{1/2} d(\varepsilon_1 / \varepsilon_0) \times \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^{0.7} d(\varepsilon / \varepsilon_0) .$$

Warunek zniszczenia można wyrazić następującą proporcją:

$$(2.34) \quad \frac{V}{V_0} = \frac{\sigma_0}{\sigma_1},$$

z której wynika, że im wyższe maksymalne naprężenie główne tym mniejsza całkowita objętość utworzonych pustek przy zniszczeniu.

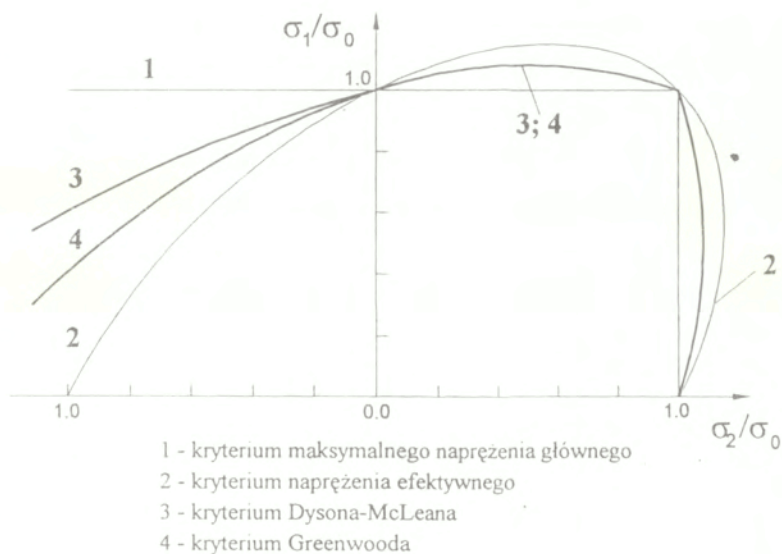
Całkując wyrażenie (2.33) dla przypadku stałego naprężenia otrzymujemy

$$(2.35) \quad \frac{V}{V_0} = \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^{2.7} \left( \frac{\epsilon_e}{\epsilon_0} \right)^{3/2}$$

Uwzględniając ten związek w układzie równań (2.32) a następnie wykonując jego całkowanie oraz dokonując niezbędnych przekształceń [127] możemy uzyskać wyrażenie określające powierzchnię jednakowego czasu do zniszczenia omawianego modelu:

$$(2.36) \quad \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_0} \right)^{1/9} \Delta \left( \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_0} \right) = 1$$

Krzywa jednakowego czasu do zniszczenia dla równań Dysona-McLeana przedstawiona została na rys. 2.2.



Rys. 2.2 Porównanie teoretycznych powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia dla wybranych kryteriów zniszczenia

### 2.3 Równania konstytutywne pełzania z dwiema zmiennymi stanu uszkodzenia

W ostatnich latach nowością przy formułowaniu równań konstytutywnych pełzania, odzwierciedlających fizykę osłabienia materiałów mającego miejsce w trzecim etapie procesu, jest wprowadzanie więcej niż jednej zmiennej uszkodzenia, którym przypisuje się odpowiedzialność za konkretny mechanizm osłabienia. Othman, Hayhurst i Dyson [174] zaproponowali model konstytutywny z dwiema zmiennymi uszkodzenia dla superstopów niklu. Tego typu materiały posiadają charakterystykę pełzania, której większa część obejmuje trzeci etap procesu. Zachowanie takie obserwuje się zarówno przy rozciąganiu jak i ściskaniu [205]. Autorzy modelu przyjmują na podstawie wcześniejszych prac [5, 44, 45, 49, 51], że mechanizmem odpowiedzialnym za taki przebieg procesu pełzania jest akumulacja ruchomych dyslokacji w trakcie odkształcania. To, że trzeci okres pełzania pojawia się z taką samą łatwością przy rozciąganiu jak i przy ściskaniu przypisuje się skalarniej naturze akumulacji dyslokacji co odpowiada działaniu określonego mechanizmu wewnętrznego. Według autorów [174] dla stopów niklowych zasadniczym mechanizmem sterującym procesem osłabienia w czasie pełzania jest multiplikacja dyslokacji oraz ich ruch. Dyson [44] traktując prędkość dyslokacji wokół cząstek  $\gamma'$  jako unoszenie dyfuzyjne pokazał, że drugi i trzeci okres pełzania w stopach niklowych przy różnych jednoosiowych obciążeniach można opisać następującymi związkami

$$(2.37) \quad \begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= A \frac{1}{(1 - \omega_1)} \sinh(B\sigma), \\ \frac{d\omega_1}{dt} &= C \frac{d\varepsilon}{dt}, \end{aligned}$$

gdzie  $\sigma$  jest przyłożonym naprężeniem dającym prędkość odkształcenia  $d\varepsilon/dt$ ,  $A \propto \rho_i \exp(-Q_s/RT)$ ,  $Q_s$  oznacza energię aktywacji dyfuzji objętościowej,  $\rho_i$  - początkowa gęstość ruchomych dyslokacji,  $B$  - parametr wrażliwy na zmiany

temperatury oraz mikrostruktury, natomiast  $\omega_1$  jest parametrem uszkodzenia zdefiniowanym zależnością

$$(2.38) \quad \omega_1 = 1 - \frac{\rho_i}{\rho}$$

Parametr C odzwierciedla skłonność materiału do przechodzenia w trzecie stadium pełzania. Jest on odwrotnie proporcjonalny do początkowej gęstości ruchomych dyslokacji.

Porównując pierwsze z równań (2.37) z potęgowym prawem Nortona można pokazać, że

$$(2.39) \quad n = \frac{\sigma}{\sigma_0} \coth\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right).$$

W równaniu (2.39)  $n$  dąży do jedności gdy  $|\sigma / \sigma_0| \leq 0.5$ , oraz do  $|\sigma / \sigma_0|$  gdy  $|\sigma / \sigma_0| > 2$ . W tym drugim przypadku w równaniu pierwszym układu (2.37) funkcja hiperboliczna może zostać zastąpiona funkcją eksponencjalną.

Jako drugi mechanizm odpowiedzialny za osłabienie stopów niklowych autorzy [174] wymieniają kawitację międzykrystaliczną, której występowanie ściśle jest związane ze składem stopu oraz z procesem technologicznym jego otrzymania. Kawitacja międzykrystaliczna jest procesem kinetycznym i stąd jej wpływ na odporność materiału przy pełzaniu oraz typ zniszczenia zależny jest dla dowolnego stanu naprężenia od prędkości nukleacji i prędkości wzrostu. W przypadku gdy obie prędkości są duże, wówczas występuje silne sprzężenie pomiędzy kawitacją a prędkością pełzania przez mechanizm wzrostu szczelin wymuszonym procesem pełzania. Prowadzi to do nagłego pojawienia się trzeciego stadium pełzania i osiągnięcia małych wydłużeń próbek przy zniszczeniu. Równania konstytutywne opisujące proces deformacji w trzecim okresie pełzania muszą uwzględniać wpływ stanu naprężenia. Dyson i współpracownicy [52]

zaproponowali w tym celu model wykorzystujący potęgowe prawo pełzania uwzględniające kawitację wymuszoną przez proces pełzania. Dla przypadku trójosiowego obciążenia osiowo-symetrycznego określonego przez naprężenia  $\sigma_1, \sigma_2 = \sigma_3$  osiowa prędkość pełzania wyraża się równaniem

$$(2.40) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = A \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^n \times \left( \frac{1 + [(\sigma_1 / \sigma_2) - 1] \omega_2}{1 - \omega_2} \right)^n,$$

gdzie  $\sigma_e$  oznacza naprężenie efektywne, natomiast  $\omega_2$  zdefiniowana jest jako ta część kawitacji w warunkach pełzania, która jest ortogonalna do  $\sigma_1$ . Parametr ten zmienia się od 0 do 1/3 w chwili zniszczenia.

Stosując funkcję sinusa hiperbolicznego oraz uwzględniając mechanizm multiplikacji dyslokacji, równanie (2.37), otrzymujemy dla równania (2.40) następującą postać

$$(2.41) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = A \left( \frac{1}{1 - \omega_2} \right)^n \sinh \left( B \sigma_e \left( \frac{1 + [(\sigma_1 / \sigma_2) - 1] \omega_2}{1 - \omega_2} \right) \right).$$

Kawitacja wymuszana procesem pełzania może być sterowana zarówno przez nukleację jak i przez wzrost. Ze względu na ograniczoną liczbę danych dostępnych w literaturze autorzy ograniczyli się to rozpatrzenia przypadku, w którym proces kawitacji sterowany jest przez nukleację. Wykorzystując prędkościowy model nukleacji, który jest liniowy względem prędkości odkształcenia oraz proporcjonalny do parametru stanu uwzględniającego typ stanu naprężenia  $(\sigma_1 / \sigma_e)^v$ , otrzymano dla stopów niklowych postać równania ewolucji uszkodzenia reprezentującą kawitację wymuszoną przez proces pełzania

$$(2.42) \quad \frac{d\omega_2}{dt} = \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^v \frac{\dot{\varepsilon}_e}{3\varepsilon_u},$$

gdzie  $\epsilon_u$  oznacza wartość odkształcenia przy zniszczeniu podczas jednoosiowego rozciągania. W literaturze brak jest danych dających pewne podstawy do oceny wpływu stanu naprężenia na proces nukleacji pustek. Propozycja parametru  $(\sigma_1/\sigma_e)^v$  uwzględniającego ten wpływ pochodzi z rozważań Dysona i McLeana [50]. Podobne rozwiązania wprowadzili także Browne, Lonsdale i Flewitt [20] oraz Cane [21].

Wykorzystując powyżej opisane zależności Othman i współpracownicy [174] zaproponowali następującą postać równań konstytutywnych z dwoma skalarnymi parametrami uszkodzenia:

$$(2.43) \quad \begin{aligned} \frac{d\epsilon}{dt} &= A \frac{1}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n} \sinh(B\sigma), \\ \frac{d\omega_1}{dt} &= CA \frac{(1-\omega_1)}{(1-\omega_2)^n} \sinh(B\sigma), \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= DA \frac{1}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n} \sinh(B\sigma), \end{aligned}$$

gdzie  $A = \dot{\epsilon}_0$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D = 1/3\epsilon_u$  są stałymi materiałowymi, natomiast  $n = B\sigma \coth(B\sigma)$ . Układ równań (2.43) można uogólnić na stany wieloosiowe [132, 133, 174] i wówczas przyjmuje on następującą formę:

$$(2.44) \quad \begin{aligned} \frac{d\epsilon_{ij}}{dt} &= \frac{3A}{2} \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_e} \right) \frac{\sinh(B\sigma_e)}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n}, \\ \frac{d\omega_1}{dt} &= CA \frac{(1-\omega_1)}{(1-\omega_2)^n} \sinh(B\sigma_e), \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= DA \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^v \frac{H \sinh(B\sigma_e)}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n}, \end{aligned}$$

gdzie  $H$  jest parametrem identyfikującym stan obciążenia, tj. gdy  $\sigma_1$  jest naprężeniem rozciągającym to  $H=1$ , natomiast gdy  $\sigma_1$  jest naprężeniem ściskającym to  $H=0$ .

W pracy [133] pokazano także jak redefiniować potencjał prędkości dyssypacji energii aby otrzymać układ równań wyrażonych przy użyciu funkcji potęgowej. Układ taki reprezentują następujące związki:

$$(2.45) \quad \begin{aligned} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} &= \frac{3A}{2} \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_e} \right) \frac{\sigma_e^n}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n}, \\ \frac{d\omega_1}{dt} &= CA \frac{(1-\omega_1)}{(1-\omega_2)^n} \sigma_e^n, \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= DA \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^v \frac{H\sigma_e^n}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n}. \end{aligned}$$

W przypadku gdy  $C=0$ ,  $D \neq 0$ , zmienne uszkodzenia przyjmują wartości  $\omega_1=0$ ,  $\omega_2 \neq 0$  i drugie równanie z układu (2.45) znika, natomiast równanie prędkości pełzania upraszcza się do następującej postaci:

$$(2.46) \quad \frac{d\varepsilon_e}{dt} = A \frac{\sigma_e^n}{(1-\omega_2)^n}.$$

Postać tego równania jest podobna do związku zaproponowanego przez Hayhursta, Browna i Morrisona [69], w którym również rozwój uszkodzenia w procesie pełzania określono za pomocą jednej zmiennej.

W przypadku gdy  $C=D=0$ , wtedy obie zmienne uszkodzenia występujące w układzie równań (2.45) przyjmują zerowe wartości i równanie prędkości upraszcza się do równania Nortona opisującego prędkość w drugim etapie pełzania

$$(2.47) \quad \frac{d\varepsilon_e}{dt} = A\sigma_e^n.$$

Widocznym mankamentem układów równań (2.44) i (2.45) jest brak uwzględnienia pierwszego etapu pełzania. Zgodnie z tymi równaniami prędkość



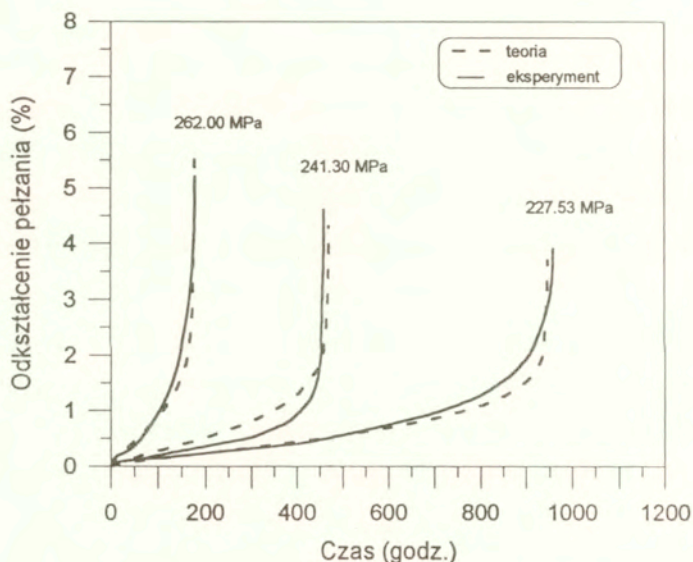
pełzania rośnie od samego początku procesu, a zatem nie oddaje jakościowo typowego przebiegu zjawiska. W przypadku jednak stopów niklowych dają dobry opis krzywych pełzania, ponieważ udział pierwszego etapu jest pomijalny i stosunkowo szybko pojawia się trzecie stadium procesu. Ponieważ także charakterystyki stopów aluminiowych wykazują stosunkowo duży udział żywotności w trzecim okresie pełzania, postanowiono do opisu ich krzywych zastosować układy równań (2.44) i (2.45).

## 2.4 Dyskusja modeli konstytutywnych zastosowanych do opisu zachowania stopu aluminium

Wyniki dotyczące stopów aluminium są stosunkowo bogato reprezentowane w literaturze [2, 57, 95, 207]. Do opisu wyników doświadczalnych wykorzystywano niezależnie od rodzaju materiału zarówno teorie fenomenologiczne z jedną zmienną uszkodzenia [100, 185] jak i teorie fizyczne [3-6, 31, 50, 65]. Niezależnie od przyjętego podejścia, w celu poprawnego opisu wewnętrznych mechanizmów osłabienia należy odzwierciedlić procesy nukleacji i wzrostu pustek na granicach ziaren [50], ewolucję podstruktur dyslokacyjnych [174] oraz ewolucję jednorodnej mikrostruktury z wpływem czasu (tzw. proces starzenia) [5]. Chociaż większość danych eksperymentalnych wskazuje, że dla stopów aluminiowych obowiązuje kryterium naprężenia efektywnego, to jednak z badań mikrostrukturalnych wynika także zależność uszkodzenia od wartości maksymalnego naprężenia głównego [70]. Jak wskazują różni badacze problem ten jest ciągle przedmiotem dyskusji [95]. Dyson i Gibbons [45] zwracają uwagę, że trudności w określeniu od czego uzależnione jest kryterium zniszczenia wynikają ze stosowania w modelach jednej zmiennej uszkodzenia, reprezentującej z reguły jeden dominujący mechanizm. Zgodnie z mapami mechanizmów zniszczenia Ashby'ego [4], w pewnych obszarach wyznaczonych przez wielkość naprężenia i przedział temperatur, za uszkodzenie odpowiedzialnych może być więcej mechanizmów. Dlatego też proponują

stosowanie równań konstytutywnych pełzania z dwiema zmiennymi uszkodzenia, z których każda utożsamiana byłaby z innym mechanizmem.

W poniższym paragrafie przeprowadzono analizę opisu krzywych pełzania stopu aluminium wyprodukowanego zgodnie z normą brytyjską BS 1472 na podstawie kilku wybranych modeli konstytutywnych. Krzywe pełzania otrzymano dla materiału testowanego przy trzech poziomach naprężenia rozciągającego w temperaturze 423K. Ze względu na stosunkowo dobry opis dotychczasowych wyników uzyskanych dla aluminium, jako punkt wyjścia do analizy przyjęto model konstytutywny z jedną zmienną uszkodzenia, wyrażony przez równania (2.18) i (2.19). Należy podkreślić jednak, że układ tych dwóch równań ma ograniczone zdolności do przewidywania zmian parametrów pełzania w szerokich granicach poziomu naprężenia.

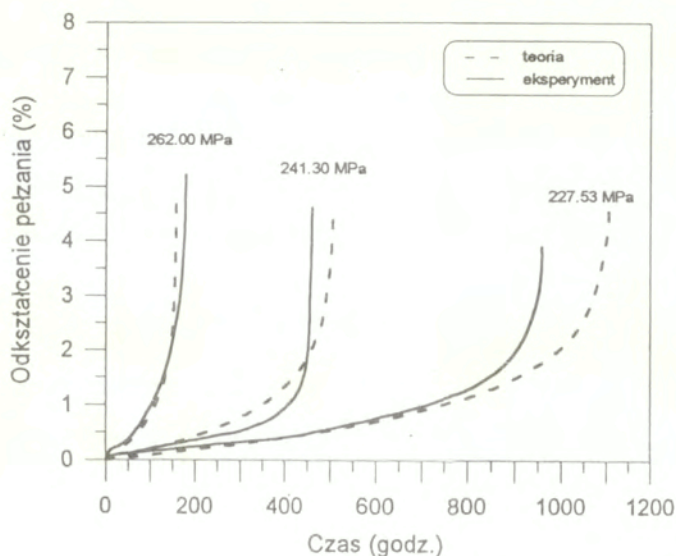


Rys. 2.3 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) z przewidywaniami modelu teoretycznego z jedną zmienną uszkodzenia, równania (2.18), (2.19) (linie przerywane) (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]).

Porównanie doświadczalnie uzyskanych krzywych pełzania z charakterystykami określonymi na podstawie równań (2.18) i (2.19) ilustruje rys.2.3. Stałe materiałowe występujące w tych równaniach zamieszczono w tabeli 2.1. Moduł Younga wynosił  $71.1 \times 10^3$  [MPa].

Tabela 2.1. Wartości stałych materiałowych dla równań (2.18), (2.19).

A	B	$\chi$	n	$\Phi$	m
$3.511 \times 10^{-29}$	$1.96 \times 10^{-23}$	8.22	11.034	12.107	0.3099



Rys. 2.4 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]) z przewidywaniami modelu teoretycznego z dwiema zmiennymi uszkodzenia, układ równań (2.44) (linie przerywane), reprezentującymi mechanizmy osłabienia przez multiplikację dyslokacji oraz kawitację międzykrystaliczną.

Z rysunku 2.3 wynika, że w przypadku poziomego naprężenia 241.3 MPa model z jedną zmienną uszkodzenia nie daje zadowalającego opisu krzywej pełzania w pierwszym i drugim stadium procesu. Ponadto, dla wszystkich rozpatrywanych poziomów naprężenia przewidywane kształty krzywych w trzecim etapie pełzania są zbyt strome w stosunku do wynikających z doświadczenia. Taki przebieg charakterystyk wskazuje, że model z tylko jedną zmienną uszkodzenia nie jest w stanie zadowalająco opisać rezultatów doświadczalnych.

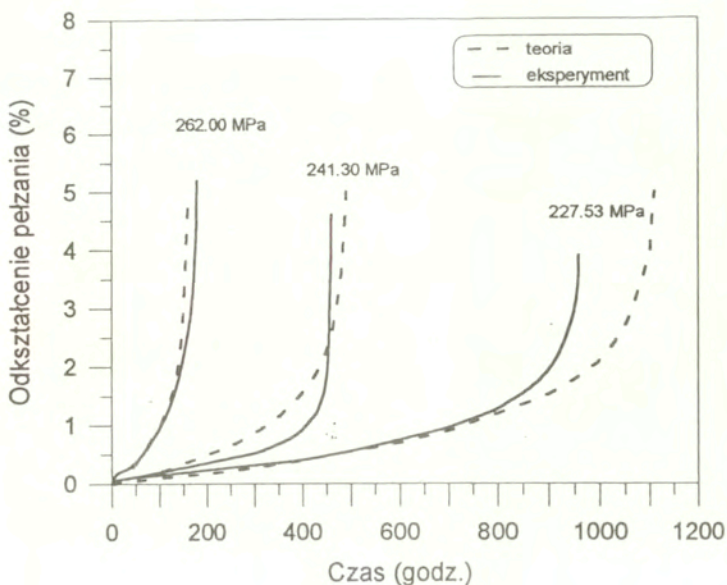
Ponieważ równania (2.18) i (2.19) nie dały zadowalającego wyniku, do opisu doświadczalnych krzywych pełzania zaproponowano równania z dwiema zmiennymi uszkodzenia, wprowadzonymi przez Othmana, Hayhursta i Dysona [174] do opisu zachowania stopów niklowych. Rozpatrywano dwa warianty równań: (a) z zastosowaniem funkcji sinusa hiperbolicznego (układ równań (2.44)) oraz (b) wykorzystując funkcję potęgową (układ równań (2.45)). Wartości stałych materiałowych występujących w tych układach zamieszczono odpowiednio w tabelach 2.2 i 2.3, natomiast rezultaty zilustrowano na rys. 2.4 i 2.5.

Tabela 2.2. Wartości stałych materiałowych dla układu równań (2.44).

A (1/h)	B (1/MPa)	C	D
$7.91 \times 10^{-11}$	0.0537	35	6.5

Tabela 2.3. Wartości stałych materiałowych dla układu równań (2.45).

A (1/MPa×h)	n	C	D
$1 \times 10^{-38}$	11.97	20	6



Rys. 2.5 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]) z przewidywaniami modelu teoretycznego z dwiema zmiennymi uszkodzenia, układ równań (2.45) (linie przerywane), reprezentującymi mechanizmy osłabienia przez multiplikację dyslokacji oraz kawitację międzykrystaliczną.

Z rysunków 2.4 i 2.5 wynika, że praktycznie oba układy równań dają podobne teoretyczne krzywe pełzania. Wynika to z faktu, że modelują takie same mechanizmy osłabienia, tj. multiplikację dyslokacji i międzykrystaliczną kawitację. W porównaniu do przewidywań uzyskanych z równań o jednej zmiennej uszkodzenia uzyskano lepszy opis kształtu krzywych pełzania, szczególnie w trzeciej fazie procesu. Jednak przewidywania odnośnie żywotności uległy pogorszeniu. Ponieważ oba rozważane układy równań z dwiema zmiennymi uszkodzenia nie uwzględniały pierwszego etapu pełzania, sądzono że właśnie to mogło być przyczyną obserwowanego braku zgodności pomiędzy

wynikami doświadczalnymi a teoretycznymi. W pracy Kowalewskiego i współpracowników [117] zaproponowano wprowadzenie dodatkowego równania uwzględniającego spadek prędkości w pierwszym etapie pełzania. Układ równań (2.44) przyjmuje wówczas następującą postać

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} &= \frac{3}{2} \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_e} \right) \frac{1}{(1-\omega_1)} \sinh[B\sigma_e(1-H)] , \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{h}{\sigma_e} \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \frac{1}{(1-\omega_1)} \sinh[B\sigma_e(1-H)] \left( 1 - \frac{H}{H^*} \right) , \end{aligned} \quad (2.48)$$

$$\frac{d\omega_1}{dt} = CA \frac{(1-\omega_1)}{(1-\omega_2)^n} \sinh[B\sigma_e(1-H)] ,$$

$$\frac{d\omega_2}{dt} = \frac{DA}{(1-\omega_1)(1-\omega_2)^n} \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^v N \sinh[B\sigma_e(1-H)] ,$$

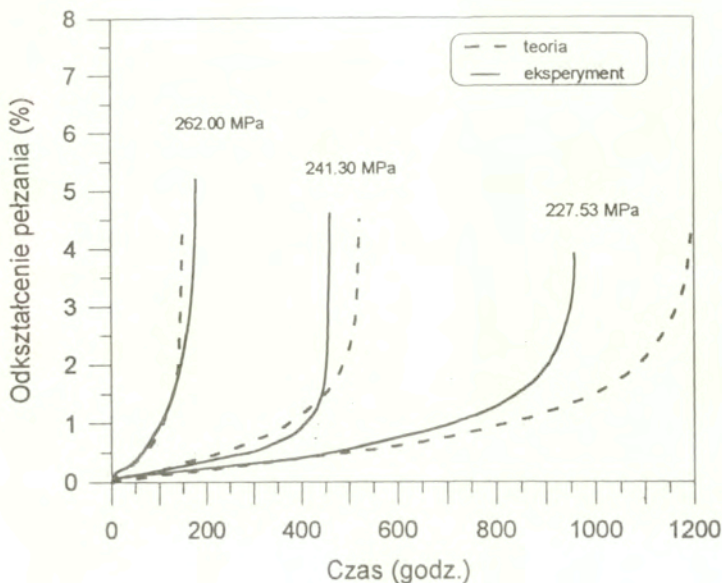
gdzie

$$n = B\sigma_e(1-H) \coth[B\sigma_e(1-H)] .$$

Wartości stałych materiałowych w układzie równań (2.48) przedstawiono w tabeli 2.4.

Tabela 2.4. Wartości stałych materiałowych dla układu równań (2.48).

A	B	h	H*	C	D
(h <sup>-1</sup> )	(MPa <sup>-1</sup> )	(MPa)	(-)	(-)	(-)
2.96×10 <sup>-11</sup>	0.0717	1.37×10 <sup>5</sup>	0.2032	35	6.63



Rys. 2.6 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) z przewidywaniami modelu teoretycznego z dwiema zmiennymi uszkodzenia, układ równań (2.48) (linie przerywane), reprezentującymi mechanizmy osłabienia przez multiplikację dyslokacji oraz kawitację międzykrystaliczną (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]).

Krzywe pełzania obliczone na podstawie układu równań (2.48) pokazano na rys. 2.6. Pomimo wprowadzenia równania odzwierciedlającego zachowanie materiału w pierwszym okresie pełzania nie uzyskano poprawy w opisie żywotności, a wręcz nieznaczne pogorszenie. Mając na uwadze lepszy opis kształtu krzywych pełzania za pomocą układu równań z dwiema zmiennymi uszkodzenia przyjęto, że za uszkodzenie badanego materiału odpowiedzialny jest więcej niż jeden mechanizm, a ponieważ nie uzyskano zadowalającej korelacji czasów do zniszczenia uzyskanych z doświadczenia i z teorii, przyjęto że mechanizmami tymi nie jest kombinacja multiplikacji dyslokacji i międzykrystalicznej kawitacji.

#### 2.4.1 Nowa koncepcja równań konstytutywnych pełzania z dwiema zmiennymi uszkodzenia dla stopu aluminium

Na podstawie rozważań Dýsona [42] zaproponowano przyjęcie założenia, że o uszkodzeniu badanego stopu aluminium decyduje kombinacja mechanizmów kawitacji międzykrystalicznej oraz starzenia. Układ równań reprezentujący taką sytuację dla warunków jednoosiowego rozciągania wyraża się następująco [117]:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \sinh\left(\frac{B\sigma(1-H)}{1-\Phi}\right), \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{h}{\sigma} \frac{d\varepsilon}{dt} \left(1 - \frac{H}{H^*}\right), \\ \frac{d\Phi}{dt} &= \frac{K_c}{3} (1-\Phi)^4, \\ \frac{d\omega_2}{dt} &= \frac{DA}{(1-\omega_2)^n} \sinh\left(\frac{B\sigma(1-H)}{1-\Phi}\right), \end{aligned} \tag{2.49}$$

gdzie  $A$ ,  $B$ ,  $H^*$ ,  $h$ ,  $K_c$ ,  $D$  są stałymi materiałowymi, natomiast  $n$  może być wyrażone związkiem o następującej postaci:

$$n = \frac{B\sigma(1-H)}{1-\Phi} \coth\left(\frac{B\sigma(1-H)}{1-\Phi}\right).$$

Parametry materiałowe występujące w omawianym modelu konstytutywnym można podzielić na trzy grupy w zależności od rodzaju etapu procesu pełzania. A zatem możemy wśród nich wyróżnić:

- (i) stałe  $h$ ,  $H^*$  charakteryzujące pierwszy okres pełzania;
- (ii) stałe  $A$ ,  $B$  określające przebieg procesu pełzania w jego drugim okresie;



- (iii) stałe  $K_c$ ,  $D$  odpowiedzialne za rozwój uszkodzenia i zniszczenie, odgrywające główną rolę w trzecim etapie pełzania materiału.

Drugie równanie z układu równań (2.49) opisuje pierwszy etap pełzania za pomocą zmiennej  $H$ , która przyjmuje wartość 0 na początku procesu pełzania, a następnie wzrasta aż do osiągnięcia wartości  $H^*$  na końcu pierwszego etapu pełzania. Wielkość  $H^*$ , określana mianem wartości nasycenia, utrzymywana jest następnie do chwili zniszczenia materiału.

Układ równań (2.49) zawiera także dwie skalarnie zmienne, które zastosowano w celu opisanego mechanizmów osłabienia materiału wskutek uszkodzenia obserwowanego w trzecim okresie pełzania. Są to:

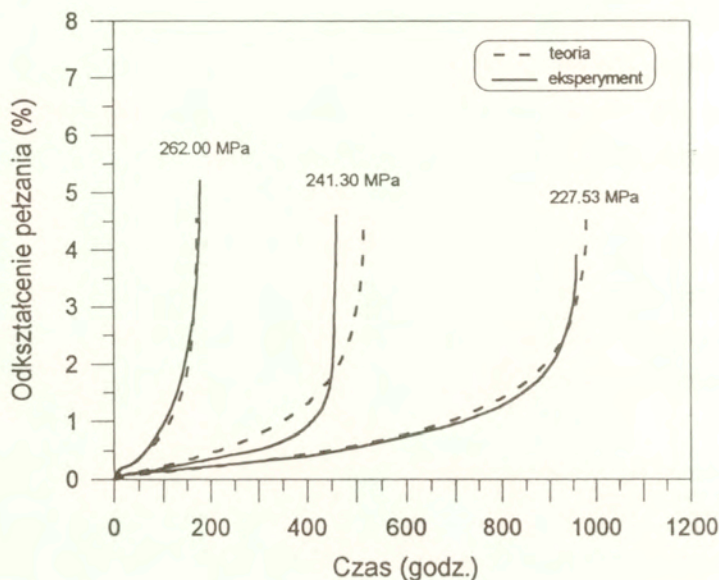
- 1) zmienna  $\Phi$ , której ewolucja opisana jest za pomocą trzeciego równania układu (2.49); zmienna ta charakteryzuje proces osłabienia wywołany starzeniem. Aby uprościć procedurę obliczeń przyjęto, że może się ona zmieniać w granicach  $\langle 0-1 \rangle$ ;
- 2) zmienna  $\omega_2$ , zdefiniowana przez czwarte równanie układu (2.49), opisująca proces kawitacji międzykrystalicznej wymuszonej pełzaniem, którego zaawansowanie jest bardzo wrażliwe na skład stopowy, strukturę oraz rodzaj zastosowanego procesu wytwórczego do wyprodukowania badanego materiału

Porównanie krzywych doświadczalnych z charakterystykami obliczonymi zgodnie z proponowanym układem równań konstytutywnych pełzania pokazano na rys. 2.7.

Wartości stałych materiałowych zamieszczono w tabeli 2.5. Ponieważ procedura ich wyznaczania nie jest trywialna, jej szczegóły omówiono w oddzielnym paragrafie (2.4.1.3).

Tabela 2.5 Wartości stałych materiałowych dla układu równań (2.49).

A	B	h	H*	K <sub>c</sub>	D
(h <sup>-1</sup> )	(MPa <sup>-1</sup> )	(MPa)	(-)	(h <sup>-1</sup> )	(-)
2.96×10 <sup>-11</sup>	0.07167	1.37×10 <sup>5</sup>	0.2032	19.31×10 <sup>-5</sup>	6.63



Rys. 2.7 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) z przewidywaniami modelu teoretycznego z dwiema zmiennymi uszkodzenia, układ równań (2.49) (linie przerywane), reprezentującymi mechanizmy osłabienia przez kawitację międzykrystaliczną oraz starzenie (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]).

Z rys. 2.7 wynika, że przewidywania teorii odnośnie pierwszego okresu pełzania, wartości ustalonych prędkości odształcenia w drugim stadium procesu, kształtu charakterystyk w trzecim okresie oraz żywotności nie odbiegają od obserwacji

doświadczalnych. Stąd też wydaje się, że zaproponowane mechanizmy uszkodzenia określone odpowiednimi równaniami mogą być stosowane do opisu pełzania stopów aluminiowych.

Ponieważ równania z układu (2.49) opisują jedynie przypadek jednoosiowego rozciągania, w następnym podrozdziale pokazano jak można je uogólnić na złożone stany naprężenia.

#### 2.4.1.1 Uogólnienie układu równań na stany wieloosiowe

W tym celu rozpatrzmy najpierw równanie prędkości odkształcenia w układzie (2.49) bez zmiennych uszkodzenia ( $\Phi$ ,  $\omega_2$ ) oraz bez zmiennej sterującej procesem pełzania w jego pierwszym etapie (H). Otrzymujemy wówczas związek w następującej postaci:

$$(2.50) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = A \sinh(B\sigma).$$

Równanie to możemy uogólnić na stany wieloosiowe przy założeniu potencjału prędkości dyssypacji energii odkształcenia:

$$(2.51) \quad \Psi = \frac{A}{B} \cosh(B\sigma_e).$$

Zakładając stowarzyszone prawo płynięcia, równanie prędkości odkształcenia dla przypadku złożonego stanu naprężenia przyjmuje następującą postać:

$$(2.52) \quad \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} = \frac{\partial \Psi}{\partial S_{ij}} = \frac{3}{2} A \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_e} \right) \sinh(B\sigma_e),$$

gdzie naprężenie efektywne zdefiniowane jest związkiem  $\sigma_e = (3S_{ij}S_{ij} / 2)^{1/2}$ ,  $S_{ij}$  - oznacza dewiator naprężenia.

Ponowne wprowadzenie zmiennych uszkodzenia  $\Phi$ ,  $\omega_2$ , oraz zmiennej H daje układ równań dla złożonego stanu naprężenia:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} &= \frac{3}{2} \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \left( \frac{S_{ij}}{\sigma_e} \right) \sinh \left( \frac{B\sigma_e(1-H)}{1-\Phi} \right), \\
 \frac{dH}{dt} &= \frac{h}{\sigma_e} \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \sinh \left( \frac{B\sigma_e(1-H)}{1-\Phi} \right) \left( 1 - \frac{H}{H^*} \right), \\
 \frac{d\Phi}{dt} &= \frac{K_c}{3} (1-\Phi)^4, \\
 \frac{d\omega_2}{dt} &= \frac{DA}{(1-\omega_2)^n} \left( \frac{\sigma_1}{\sigma_e} \right)^v N \sinh \left( \frac{B\sigma_e(1-H)}{1-\Phi} \right),
 \end{aligned}
 \tag{2.53}$$

gdzie  $N$  jest parametrem identyfikującym rodzaj obciążenia, na przykład: gdy naprężenie główne  $\sigma_1$  jest naprężeniem rozciągającym wówczas  $N=1$ ; a gdy  $\sigma_1$  jest naprężeniem ściskającym wtedy  $N=0$ .

Prędkość odkształcenia pełzania  $\dot{\varepsilon}_{ij}$ , uzależniona jest zarówno od naprężenia efektywnego  $\sigma_e$  jak i naprężeń dewiatorowych  $S_{ij}$ , natomiast prędkość uszkodzenia  $\dot{\omega}_2$  jest funkcją maksymalnego naprężenia głównego  $\sigma_1$  oraz naprężenia efektywnego  $\sigma_e$ .

#### 2.4.1.2 Normalizacja równań konstytutywnych

Normalizacja równań konstytutywnych odgrywa istotne znaczenie w przypadku ich wykorzystywania do obliczeń w ramach metody elementów skończonych, ponieważ przyspiesza proces osiągania rozwiązań numerycznych oraz ułatwia utrzymywanie ich dokładności i stabilności.

Układ równań konstytutywnych (2.53) można znormalizować przez wprowadzenie następujących związków:

$$\Sigma_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{\sigma_0}; \quad \lambda_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij}}{e_0}; \quad \bar{S}_{ij} = \frac{S_{ij}}{\sigma_0},
 \tag{2.54}$$

gdzie  $\epsilon_0 = \sigma_0 / E$  oraz  $E$  oznacza moduł Younga. Normalizacji czasu można dokonać wykorzystując następującą zależność:

$$(2.55) \quad \tau = \int_0^t (EA / \sigma_0) dt = (EA / \sigma_0) t = \frac{A}{\epsilon_0} t .$$

Po uwzględnieniu zależności (2.54) i (2.55), układ równań (2.53) przyjmuje postać, która wygodna jest z punktu widzenia obliczeń numerycznych:

$$(2.56) \quad \begin{aligned} \frac{d\lambda_{ij}}{d\tau} &= \frac{3}{2} \frac{A}{(1-\omega_2)^n} \left( \frac{\bar{S}_{ij}}{\sum \epsilon} \right) \sinh \left( \frac{\alpha \sum \epsilon (1-H)}{1-\Phi} \right), \\ \frac{dH}{d\tau} &= \frac{h}{E \sum \epsilon} \frac{1}{(1-\omega_2)^n} \sinh \left( \frac{\alpha \sum \epsilon (1-H)}{1-\Phi} \right) \left( 1 - \frac{H}{H^*} \right), \\ \frac{d\Phi}{d\tau} &= \frac{\epsilon_0}{A} \frac{K_c}{3} (1-\Phi)^4, \end{aligned}$$

$$\frac{d\omega_2}{d\tau} = \frac{De_0}{(1-\omega_2)^n} \left( \frac{\sum_1}{\sum \epsilon} \right)^v N \sinh \left( \frac{\alpha \sum \epsilon (1-H)}{1-\Phi} \right),$$

gdzie  $\alpha = B\sigma_0$  natomiast

$$n = \frac{\alpha \sum \epsilon (1-H)}{1-\Phi} \coth \left( \frac{\alpha \sum \epsilon (1-H)}{1-\Phi} \right).$$

#### 2.4.1.3 Metodyka wyznaczania stałych materiałowych

Proponowany układ równań konstytutywnych (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]) zawiera funkcje nieliniowe oraz sześć parametrów materiałowych związanych ze sobą w dość skomplikowany sposób. Utrudnia to określanie stałych materiałowych i wymaga zastosowania automatycznych komputerowych

technik numerycznych. Wykorzystanie dotychczasowych metod [40, 41], z powodzeniem używanych do prostszych modeli, nie dało zadowalających rezultatów i stąd niezbędne stało się wypracowanie nowej metodologii określania stałych materiałowych. Z uwagi na fakt, że każde z równań w układzie (2.49) może być przypisane do innego etapu procesu pełzania, postanowiono wyodrębnić trzy fazy obliczeniowe i zastosować odpowiednie związki z układu równań (2.49) do opisu zachowania materiału w tychże fazach. Wbrew typowemu podziałowi krzywej pełzania, pierwsza faza określania stałych materiałowych obejmowała wstępne wyznaczenie stałych odpowiedzialnych za drugi okres pełzania. Drugim etapem było znalezienie wstępnych wielkości stałych opisujących pierwszy okres procesu, natomiast trzeci obejmował określenie początkowych parametrów odpowiedzialnych za przebieg trzeciego okresu pełzania. Wymienione fazy zostaną poniżej krótko opisane.

#### A) Wstępne określanie stałych materiałowych charakteryzujących drugi etap pełzania

Jak już wspomniano, pierwsze równanie z układu (2.49) określa prędkość odkształcenia. Może ono zostać wykorzystane do znalezienia ustalonej prędkości pełzania przez wprowadzenie następujących warunków brzegowych:

$$(2.57) \quad \begin{aligned} \Phi = \omega_2 = 0, \\ H = H^*. \end{aligned}$$

Upraszczą to równanie prędkości odkształcenia do postaci:

$$(2.58) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = A \sinh(B' \sigma),$$

gdzie

$$(2.58a) \quad B' = B(1 - H^*),$$

która po zastosowaniu definicji funkcji sinusa hiperbolicznego przyjmuje następującą formę:

$$(2.59) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = A \frac{(e^{B'\sigma} - e^{-B'\sigma})}{2}.$$

Ponieważ wyrażenie  $e^{-B'\sigma}$  dąży do zera przy  $B'\sigma > 2$ , co jest typowo spotykanym przypadkiem, równanie (2.58) upraszcza się dalej do zależności:

$$(2.60) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{Ae^{B'\sigma}}{2}.$$

Logarytmując ostatnie wyrażenie oraz dokonując prostych przekształceń otrzymujemy:

$$(2.61) \quad \log \dot{\epsilon}_{\min} = \log(A/2) + 0.434B'\sigma,$$

gdzie  $\dot{\epsilon}_{\min}$  jest ustaloną prędkością pelzania. Prędkości ustalone otrzymujemy z doświadczenia. Na ich podstawie, za pomocą metody najmniejszych kwadratów, możemy przeprowadzić dopasowanie liniowej zależności występującej po prawej stronie związku i stąd określić wielkości stałych A, B'. Stałą B występującą w zależności (2.58a) możemy wyznaczyć dopiero po znalezieniu stałej  $H^*$ , co zostanie przedstawione w następnym paragrafie.

#### B) Wstępne określanie stałych materiałowych charakteryzujących pierwszy etap pelzania

Mając wyznaczone początkowe wartości stałych określających zachowanie materiału w drugim okresie pelzania, (A, B'), możemy otrzymać stałe odpowiedzialne za przebieg procesu w jego pierwszym stadium, tj. h,  $H^*$ .

Wyjściowe wartości stałych można otrzymać poprzez scałkowanie drugiego z równań układu (2.49) co prowadzi do następującego związku:

$$(2.62) \quad \frac{h}{H^*} = -\left(\frac{\sigma}{\varepsilon}\right) \ln(1 - H/H^*).$$

Wyrażenie to może być wykorzystane do każdej z rozpatrywanych krzywych pełzania w celu obliczenia wartości  $h/H^*$  poprzez przyjęcie wartości  $\varepsilon$ , odpowiadającej zakończeniu pierwszego etapu pełzania, oraz przy założeniu  $H/H^*=0.9999$ . Wartość  $h/H^*$  dla wszystkich krzywych pełzania otrzymujemy jako średnią z wartości uzyskanych dla poszczególnych charakterystyk pełzania, tj.

$$(2.63) \quad \frac{h}{H^*} = \sum_{i=1}^m \left(\frac{h}{H^*}\right)_i / m,$$

gdzie  $m$  oznacza liczbę krzywych pełzania. Ponieważ  $H^*$  może przyjmować wartości z przedziału  $<0, 1>$ , wystarczy założyć jej wartość aby uzyskać początkową wartość stałej  $h$ . Uzyskane w ten sposób stałe materiałowe wymagają jednak optymalizacji, co jest niezbędne do możliwie najlepszego opisu rezultatów doświadczalnych. W tym celu zaproponowano numeryczną technikę optymalizacyjną. Wymaga ona dyskretyzacji krzywych pełzania przez wybranie punktów z pierwszego etapu pełzania. Liczba punktów ze względu na czas obliczeń nie powinna przekraczać 20, ponieważ i tak nie prowadzi to do lepszych wyników. Wykorzystując układ równań (2.49), przy następujących warunkach brzegowych:  $\dot{\Phi} = \dot{\omega}_2 = 0$  i stosując wstępnie określone stałe materiałowe, oblicza się poziomy odkształcenia odpowiadające czasom wybranych punktów z części krzywych reprezentujących pierwszy etap pełzania. Suma różnic pomiędzy wartościami odkształceń obliczonych i eksperymentalnych dla każdego z



punktów wyznacza funkcjonal, który następnie jest numerycznie minimalizowany poprzez zmiany wartości stałych materiałowych. Procedura wyznaczania stałych materiałowych kończy się w momencie osiągnięcia globalnego minimum wprowadzonego funkcjonalu. W naszym przypadku liczba punktów wynosiła 10 dla każdej z krzywych pełzania. W praktyce liczba zbieranych w trakcie doświadczenia punktów jest znacznie większa. Uwzględnianie ich wszystkich w procedurze optymalizującej stałe materiałowe powodowałoby rozwój szumów numerycznych zakłócających zbieżność procesu iteracyjnego do osiągnięcia wartości minimalnej funkcjonalu. W konsekwencji mogłoby to prowadzić do otrzymania nieprawidłowych wartości wspomnianych stałych. Przyjęta liczba punktów dla poszczególnych krzywych pozwalała na szybkie wyznaczenie optymalnych wartości stałych materiałowych odpowiedzialnych za przebieg krzywych pełzania w pierwszym okresie procesu. Procedura wyznaczania stałych dla tego etapu została dodatkowo uproszczona, przy jednoczesnym zwiększeniu szybkość obliczeń, przez wprowadzenie normalizacji krzywych pełzania z wykorzystaniem eksperymentalnie wyznaczonych czasów trwania pierwszego okresu pełzania i odpowiadających im wielkości deformacji. W ten sposób dane doświadczalne jak i dane z obliczeń numerycznych można było wygodnie przedstawić w układzie osi znormalizowanych. Procedura obliczeń opierała się na numerycznym całkowaniu układu równań przy pomocy metody Runge-Kutta czwartego rzędu oraz standardowego algorytmu optymalizacyjnego [163]. Na podstawie obliczeń zostały określone jednoznacznie wartości stałych materiałowych  $H^*$ ,  $h$ . Zbieżność zaproponowanej procedury optymalizacyjnej została zbadana poprzez przyjęcie startowych wartości stałych  $H^*$ ,  $h$  różniących się od wartości optymalnych o dwa rzędy wielkości na plus lub minus. Za każdym razem przyjęty algorytm dawał jednakowe wartości optymalizowanych stałych materiałowych, z tym, że oczywiście proces ich uzyskania był dłuższy, uzasadniając tym samym konieczność wstępnego określania wartości stałych.

Mając określoną wartość  $H^*$  z zależności (2.58a) wyznaczano stałą  $B$ .

C) Wstępne określanie stałych materiałowych charakteryzujących trzeci etap pełzania

Na trzeci etap pełzania wpływ mają dwie stałe materiałowe: stała  $D$  określająca wielkość deformacji uzyskiwanej przy zniszczeniu oraz stała  $K_c$  związana z procesem starzenia materiału. Początkową wartość stałej  $D$  uzyskano na podstawie znajomości wielkości odkształcenia przy zniszczeniu dla wszystkich rozpatrywanych krzywych pełzania korzystając ze związku

$$(2.64) \quad D = \sum_{i=1}^m \left( \frac{0,3}{\epsilon_f} \right)_i / m.$$

Z kolei stałą  $K_c$  określano wstępnie przyjmując założenie, że  $\omega_2 = 0$ . W tym wypadku pierwsze równanie układu (2.49) redukuje się do następującej postaci

$$(2.65) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = A \sinh \left( \frac{B\sigma(1-H)}{1-\Phi} \right),$$

która po zastosowaniu definicji funkcji sinusa hiperbolicznego sprowadza się do zależności:

$$(2.66) \quad \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{A}{2} [\exp\{B\sigma(1-H^*)/(1-\Phi)\} - \exp\{-B\sigma(1-H^*)/(1-\Phi)\}].$$

Łatwo zauważyć, że wyrażenie

$$\exp\{-B\sigma(1-H^*)/(1-\Phi)\}$$

dąży do zera gdy  $\{-B\sigma(1-H^*)/(1-\Phi)\} > 2$ , co jest przypadkiem zwykle spotykanym w praktyce i stąd równanie prędkości odkształcenia upraszcza się do następującego związku:

$$(2.67) \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = A[\exp\{B\sigma(1 - H^*) / (1 - \Phi)\}] / 2.$$

Logarytmując obustronnie równanie (2.67) oraz biorąc pod uwagę rezultat całkowania trzeciego równania z układu (2.49) w postaci:

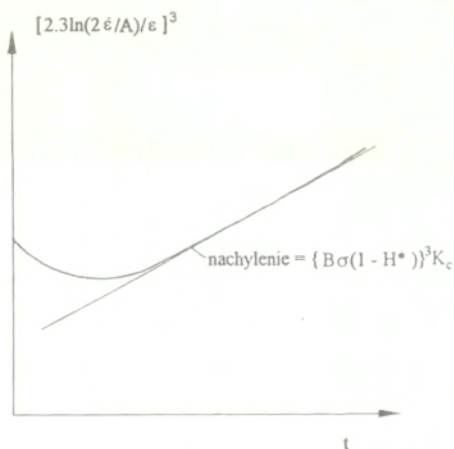
$$(2.68) \quad (1 - \Phi) = (1 + K_c t)^{-1/3},$$

otrzymujemy związek pomiędzy prędkością odkształcenia a czasem

$$(2.69) \quad \left( 2.3 \ln \left[ \frac{2\dot{\varepsilon}}{A} \right] \right)^3 = [B\sigma(1 - H^*)]^3 + [B\sigma(1 - H^*)]^3 K_c t.$$

Z danych doświadczalnych możemy sporządzić wykresy  $\left( 2.3 \ln \left[ \frac{2\dot{\varepsilon}}{A} \right] / \varepsilon \right)^3 = f(t)$ ,

rys.2.8, na podstawie których znajdujemy początkowe wartości stałej  $K_c$  zauważając, że nachylenie części liniowej wykresu zależy od  $[B\sigma(1 - H^*)]$ .



Rys. 2.8 Ilustracja sposobu wyznaczania stałej  $K_c$

Stałą tą określamy osobno dla wszystkich rozpatrywanych krzywych, a do dalszych obliczeń bierzemy jej wartość średnią. Przedstawiona procedura otrzymywania początkowej wartości stałej  $K_C$  pokazuje jej fizyczny charakter. Ponieważ jest ona stosunkowo pracochłonna, zaleca się jej uproszczenie polegające na ograniczeniu rozważań do wybranej krzywej pełzania, gdyż i tak uzyskana początkowa wartość tej stałej będzie optymalizowana. Zagadnienie optymalizacyjne dla określenia wielkości stałej  $K_C$  zostało sformułowane w postaci następującego funkcjonału

$$(2.70) \quad \min = \sum_{i=1}^a [\sum_{j=1}^b (\epsilon_j^p - \epsilon_j^{\text{exp}})^2]_i + Z_i (t_i^p - t_i^{\text{exp}}) / t_i^{\text{exp}},$$

gdzie

- a - liczba rozpatrywanych krzywych pełzania,
- b - numer punktu na danej krzywej pełzania,
- $\epsilon^p$  - teoretyczna wartość odkształcenia,
- $\epsilon^{\text{exp}}$  - eksperymentalna wartość odkształcenia
- Z - współczynnik wzmocnienia
- $t^p$  - obliczony teoretycznie czas do zniszczenia dla zadanego poziomu obciążenia,
- $t^{\text{exp}}$  - doświadczalnie otrzymany czas do zniszczenia dla zadanego poziomu obciążenia.

Powyższy funkcjonal zawiera dwa człony: odkształceniowy oraz czasowy. Drugi z nich uwzględniany był w procedurze optymalizacyjnej tylko wtedy gdy  $t^p > t^{\text{exp}}$ . Rozwiązanie zagadnienia wymagało dyskretyzacji całych krzywych pełzania, ponieważ jak już wcześniej wspomniano zbyt duża liczba punktów doświadczalnych prowadziła do tzw. szumów numerycznych zakłócających proces zbieżności rozwiązania. W tym celu wybrano dziesięć punktów

obejmujących pierwszy okres pełzania, dziesięć punktów dla pełzania ustalonego oraz piętnaście punktów dla trzeciego etapu procesu uzyskując reprezentatywne odwzorowanie przebiegów krzywych pełzania. Ważnym problemem przy dyskretyzacji charakterystyk pełzania, ze względu na uzyskanie dokładnych krzywych teoretycznych wynikających z przyjętego modelu, było stosowne wyselekcjonowanie rozkładu punktów. Stąd też w przypadku pierwszego i trzeciego etapu procesu pełzania większość punktów była skoncentrowana w miejscach największych krzywizn charakterystyk. Określanie stałej  $K_C$  przeprowadzano poprzez minimalizację funkcjonału (2.70). Podobnie jak w przypadku poszukiwania stałych materiałowych opisujących pierwszy okres pełzania, procedura obliczeń opierała się na numerycznym całkowaniu układu równań (2.49) dla odpowiednich warunków brzegowych przy pomocy metody Runge-Kutta czwartego rzędu oraz standardowego algorytmu optymalizacyjnego [163]. Przy określaniu wartości  $K_C$  pozostałe stałe materiałowe przyjęto z poprzednich obliczeń i utrzymywano je jako wartości ustalone w całym procesie optymalizacji. Opisywana procedura wyznaczania stałej  $K_C$  działała szybko i niezawodnie. Poddawano ją testom na zbieżność polegającym na przyjęciu początkowej wartości  $K_C$  różniącej się od wartości wyznaczonej na podstawie wyników doświadczalnych o dwa rzędy na plus i na minus. Za każdym razem otrzymywano tę samą wartość  $K_C$ .

#### D) Ostateczne określanie wartości wszystkich stałych materiałowych

W tym przypadku zagadnienie optymalizacji zostało sformułowane analogicznie jak zagadnienie wyznaczenia stałej  $K_C$  z tym, że wszystkie parametry materiałowe potraktowane zostały w procedurze optymalizującej jako zmienne. Wartościami startowymi były wielkości obliczone w poprzednich etapach procesu wyznaczania stałych. Mając dobrze określone wartości początkowe z poprzednich etapów, zastosowanie procedury optymalizującej w tym momencie miało już tylko charakter korygujący i nie wprowadzało istotnych

zmian w wartościach stałych. Należy podkreślić, że otrzymanie ostatecznych wartości stałych materiałowych przy zastosowaniu tylko tak zdefiniowanego zadania optymalizacji, tzn. bez wszystkich poprzednich etapów obliczeń, nie zapewniało uzyskania jednoznacznego rozwiązania. Zaproponowana procedura uzyskiwania parametrów materiałowych w dyskutowanym modelu konstytutywnym pełzania była weryfikowana pod kątem otrzymywania jednoznacznego rozwiązania (Kowalewski, Hayhurst, Dyson [117]). Jak wykazały testy, przy zastosowaniu opisywanej techniki, polegającej na etapowym określaniu parametrów konstytutywnych, za każdym razem uzyskiwano jednoznaczne ich wartości.

## 2.5 Teorie pełzania uwzględniające kierunkowość procesu uszkodzenia

Równania konstytutywne pełzania omawiane w poprzednich podrozdziałach uwzględniają uszkodzenie materiału za pomocą zmiennych o charakterze skalarnym. Dają one prawidłowy opis degradacji materiału w przypadku obciążeń proporcjonalnych, a zatem takich które spotykane są w dużej ilości elementów konstrukcyjnych. Podejście wykorzystujące skalarny parametr uszkodzenia pojawia się, jak już wspomniano, w teorii Kaczanowa [98 - 100] i jest w dalszym ciągu z powodzeniem stosowane w teoriach rozwijanych przez Hayhursta [68-75], Lemaitre'a [129-131], Hulta [87, 88], Chaboche'a [23-25] i wielu innych badaczy [np. 29, 117, 207, 227]. Tak duże zainteresowanie skalarną miarą uszkodzenia materiału wynika z prostoty ujmowania problemu. Niestety, jednak jej zastosowanie prowadzi do ograniczenia ogólności budowanych modeli teoretycznych, a tym samym ich stosowalności w przypadku złożonego stanu naprężenia. Ograniczenia te wynikają z badań metalograficznych mikrostruktury uszkodzenia wybranych metali, przeprowadzonych przez Dysona i McLeana [50], Dysona, Loveday'a i Rodgersa [48], Hayhursta [70, 73], które dowiodły kierunkowy charakter mikropęknięć rozwijających się w materiale poddanemu pełzaniu. Jednoznacznie anizotropowy charakter uszkodzenia przy pełzaniu

potwierdziły również testy wykonane pod obciążeniem nieproporcjonalnym [76, 207] dla miedzi. Cienkościenne próbki miedziane poddano działaniu stałej siły osiowej oraz zmiennemu momentowi skręcającemu. Zaobserwowano, że w każdym z rozpatrywanych stanów naprężenia uszkodzenie rozwijało się w różnych płaszczyznach, które odpowiadały maksymalnym naprężeniom rozciągającym. Czas do zniszczenia przy takim obciążeniu był niemal dwukrotnie dłuższy niż w zwykłej próbie jednoczesnego rozciągania i skręcania.

Kierunkowość mikropęknięć rozwijających się w materiale powoduje, że makroskopowe własności mechaniczne stają się wyraźnie anizotropowe. Wynika stąd, że wielkość opisująca aktualną strukturę materiału powinna odzwierciedlać takie zachowanie.

Oprócz reprezentacji skalarnej stosowane są wektorowe oraz tensorowe zmienne uszkodzenia. Z uwagi na rezultaty badań wykazujących ściśle powiązanie układu mikropęknięć z tensorem naprężeń panujących w ośrodku [76, 207], szczególnie przydatna do opisu uszkodzenia wydaje się zmienna tensorowa. Zaproponowali ją Vakulenko i Kaczanow [211], a następnie została rozwinięta w pracach Murakamiego i Ohno [159], Bettena [12], oraz Leckiego i Onata [128]. Prace ich w pełni potwierdziły przydatność zmiennej w postaci tensora uszkodzenia materiału, a ponadto umożliwiły związanie jego składowych z obserwowanymi zmianami geometrii struktury materiału. Chociaż tensorowa zmienna uszkodzenia w powiązaniu z teorią reprezentacji funkcji tensorowych uważana jest aktualnie jako obiecujące narzędzie przy opisie uszkodzenia materiałów podczas pełzania w warunkach wieloosiowych stanów naprężenia, to w zależności od sformułowania równań konstytutywnych może zawierać zbyt dużą liczbę stałych materiałowych utrudniających ich weryfikację doświadczalną. Interesujący z tego punktu widzenia jest model zaproponowany przez Litewkę [134-136], w którym również zastosowano opis degradacji struktury wskutek pełzania za pomocą tensora uszkodzenia. Zaproponowana koncepcja stanowi nowe ujęcie problemu uszkodzenia materiałów przy pełzaniu, ponieważ nie jest

rozwinęciem żadnego z dotychczasowych modeli teoretycznych. Dzięki zwartej formie nie zawiera dużej ilości stałych materiałowych i stąd jest stosunkowo łatwa przy doświadczalnej weryfikacji. Oryginalność modelu wynika z faktu, że trzeci etap pełzania traktowany jest jako wynik obniżenia sztywności i wytrzymałości materiału na skutek degradacji jego struktury. Ze względu na wymienione walory modelu, oraz szerokie możliwości jego zastosowania zarówno przy obciążeniach proporcjonalnych jak i nieproporcjonalnych a także do modelowania zmęczenia cieplnego, równania modelu Litewki zostaną nieco szerzej omówione.

Dla przypadku płaskiego stanu naprężenia układ równań modelu Litewki przyjmuje następującą postać [135]:

$$(2.71) \quad \frac{(1 - \Omega_1)d\Omega_1}{M^2 - M^2\Omega_1 + 2MN\Omega_1^2} = k\sigma_1^5 dt,$$

$$(2.72) \quad (1 + 2m + m^2)C_1 + \frac{2}{3}(1 - m + m^2)C_2 + \left(\frac{\Omega_1}{1 - \Omega_1} + \frac{n\Omega_1}{1 - n\Omega_1}m^2\right)C_3 = \left(\frac{\sigma_u}{\sigma_1}\right)^2,$$

$$(2.73) \quad (1 - \Omega_1)^2C_1 + \frac{2}{3}(1 - \Omega_1)^2C_2 + (1 - \Omega_1)\Omega_1C_3 = 1,$$

$$(2.74) \quad (1 - n\Omega_1)^2C_1 + \frac{2}{3}(1 - n\Omega_1)^2C_2 + (1 - n\Omega_1)n\Omega_1C_3 = 1,$$

$$(2.75) \quad 4(1 - \Omega_1)^2C_1 + \frac{2}{3}(1 - \Omega_1)^2C_2 + 2(1 - \Omega_1)\Omega_1C_3 = 1,$$

gdzie  $t$  - czas,  $k$  - stała materiałowa zależna od temperatury,  $\Omega_1$  - tensor uszkodzenia drugiego rzędu zdefiniowany przez Vakulenkę i Kaczanowa [211],  $M$ ,  $N$  - mnożniki określone zależnościami:

$$M = 1 - 2\nu m + m^2,$$

$$N = 1 + m^2n,$$

$m = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  - naprężenia główne,  $\nu$  - współczynnik Poissona materiału

nieuszkodzonego,  $n$  - współczynnik eliminujący wpływ naprężeń ściskających na rozwój uszkodzenia zdefiniowany związkiem:



$$n = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \begin{cases} m & 0 \leq m \leq 1 \\ 0 & m < 0 \end{cases},$$

$\sigma_u$  - granica wytrzymałości materiału nieuszkodzonego w temperaturze badań,  
 $C_1, C_2, C_3$  - stałe materiałowe zależne od temperatury i stanu uszkodzenia.

Problem pęknięcia przy pełzaniu metali zdefiniowany jest we wspomnianym modelu za pomocą układu równań zawierającym równanie ewolucji uszkodzenia (2.71), warunek plastyczności dla uszkodzanego ciała (2.72) oraz równania specyfikujące odkształcenia wywołujące wzrost uszkodzenia (2.73 - 2.75). Wszystkie równania zostały sformułowane przy zastosowaniu teorii reprezentacji funkcji tensorowych. Na podkreślenie zasługuje fakt, że model zawiera tylko standardowe stałe materiałowe określające własności materiału w danej temperaturze, tj. granicę wytrzymałości i współczynnik Poissona oraz tylko jedną stałą  $k$ , która określa rozwój uszkodzenia w czasie. Dwie pierwsze stałe uzyskuje się ze standardowej próby rozciągania w konkretnej temperaturze, z kolei stałą  $k$  można wyznaczyć przeprowadzając tylko jedną próbę pełzania do zerwania próbki przy jednoosiowym rozciąganiu. Widocznym mankamentem prezentowanej teorii jest z jednej strony fakt, że ogranicza modelowanie procesu do materiałów idealnie sprężysto-plastycznych, a z drugiej niewątpliwie brak jej ścisłego powiązania z fizycznymi mechanizmami osłabienia sterującymi deformacją pełzania. Ta ostatnia jednak cecha dotyczy większości znanych autorowi modeli wywodzących się z teorii reprezentacji tensorowych.

W pracy [135] przeprowadzono weryfikację zaproponowanej teorii w oparciu o wyniki literaturowe dla kilkunastu metali i stopów. Otrzymane rezultaty w pełni potwierdziły przydatność zastosowanych równań konstytutywnych.

## 2.6 Uwagi podsumowujące

Szczegółowe omówienie wyników teoretycznych i doświadczalnych dotyczących uszkodzenia daleko wykracza poza ramy tej pracy, a ponadto

stanowiłoby w dużej mierze powtórzenie wcześniejszych prac Lemaitre'a [130] Krajcinovica [122], Hayhursta [73], Murakamiego [160], Litewki [135], Basisty [10], Żuchowskiego [226], w których omówiono najważniejsze osiągnięcia w tej dziedzinie. Uogólnionym wnioskiem jaki można na podstawie ich opracowań sformułować jest pogląd, że zagadnienie zwarte go opisu mechanicznego zachowania ciał uszkodzanych w procesie pełzania nie zostało jeszcze wyczerpująco rozpoznane. Głównie dotyczy to rozbieżności co do definicji zmiennej uszkodzenia, opisującej stan wewnętrznej deterioracji materiału.

W powyższym rozdziale przedyskutowano niektóre rezultaty doświadczalne z zakresu uszkodzenia przy pełzaniu oraz wybrane teorie stosowane do ich opisu. Pokazano, że do opisu degradacji struktury materiału w dalszym ciągu równolegle rozwijane są podejścia fenomenologiczne jak i fizyczne.

W przypadku obciążeń proporcjonalnych nadal najbardziej efektywnym narzędziem obliczeniowym są równania konstytutywne pełzania wykorzystujące skalarnie zmienne uszkodzenia. Nowym jednak trendem jest budowa modeli z dwiema zmiennymi uszkodzenia, mogącymi reprezentować określone mechanizmy osłabienia występujące w trzecim etapie pełzania.

Przeprowadzona dyskusja stosowalności kilku istniejących typów równań konstytutywnych do opisu własnych rezultatów doświadczalnych dla stopu aluminium wykazała, że nie są one w stanie oddać charakteru otrzymanych krzywych pełzania. Zaproponowana nowa koncepcja równań z dwiema zmiennymi uszkodzenia, reprezentującymi mechanizm osłabienia przez kawitację międzykrystaliczną i starzenie, dała zadowalający opis wyników doświadczalnych i dlatego będzie wykorzystywana w dalszych rozważaniach dotyczących stopu aluminium, zastosowanego także w badaniach prezentowanych w następnym rozdziale.

### 3. METODY ZWIĘKSZANIA DOKŁADNOŚCI W BADANIACH PEŁZANIA METALI

Metodyka prowadzenia doświadczalnych badań pełzania w dużym stopniu jest uzależniona od kształtu próbek. Do najczęściej wykorzystywanych metod badawczych należy zaliczyć technikę stosującą próbki walcowe pełne, względnie cienkościenne rurki. Z powodu dużych trudności technicznych rzadziej stosuje się metodyki wykorzystujące próbki w kształcie krzyża [11, 34] lub dysku [74]. Ponieważ w prezentowanej pracy stosowano wyłącznie próbki okrągłe pełne oraz cienkościenne rurki, w rozważaniach skoncentrowano się na omówieniu zagadnień związanych z tego typu techniką.

#### 3.1 Czynniki warunkujące dokładność badań procesu pełzania

Za najważniejsze czynniki wpływające na dokładność i powtarzalność prób pełzania przy użyciu konkretnej techniki badań uważa się:

- 1) różnice materiałowe
- 2) wahania temperatury podczas badań
- 3) poziom zginania wynikający z zastosowanego układu obciążającego
- 4) kształt i wymiary próbek

Trzy pierwsze punkty stanowią problemy stosunkowo dobrze poznane i udokumentowane w literaturze [27, 64, 75, 178, 208, 222], natomiast problem wymieniony w punkcie czwartym jest, z racji swojej złożoności, nieco gorzej poznany i ciągle wymaga dalszych prac badawczych, zarówno o charakterze teoretycznym jak i doświadczalnym.

Różnice materiałowe wynikają głównie z zastosowanej obróbki mechanicznej w celu otrzymania półwyrobu, z którego wykonywane są następnie próbki. Ograniczenie wpływu tego czynnika na wyniki pełzania polega na starannym doborze serii próbek do badań, tj. w przypadku prętów, próbki powinny pochodzić z jednego pręta, w przypadku dużych bloków, próbki w

danej serii powinny być pobierane z miejsc sąsiadujących ze sobą. Dużą rolę w ograniczeniu różnic materiałowych odgrywa także obróbka cieplna. Jej staranne wykonanie w znaczący sposób może ograniczyć wspomniane różnice poprzez ujednorodniającą przebudowę struktury badanego materiału.

Rezultaty doświadczeń wskazują, że wahania temperatury mają bardzo istotny wpływ na rozrzut wyników badań pełzania. Nawet stosunkowo niewielkie odchylenia od ustalonego poziomu temperatury w trakcie procesu pełzania (kilka stopni), mogą znacznie zmienić ustaloną prędkość pełzania, długotrwałość poszczególnych etapów procesu oraz żywotność materiału [64].

Problem zginania podczas testów pełzania powoduje dodatkowe obciążanie próbki, dające w rezultacie skrócenie żywotności badanego materiału. Wynika on głównie z niewspółosiowości układu obciążającego z próbką. Zagadnienie to było przedmiotem rozważań wielu badaczy [27, 75, 178, 222]. W pracach tych szczegółowo przedyskutowano możliwości techniczne ograniczenia wpływu tego efektu. Stosunkowo skutecznym środkiem zapobiegającym nadmiernemu zginaniu jest zastosowanie w łańcuchu obciążającym próbki przegubów Cardana. Zgodnie z propozycją Hayhursta [75], wielkość zginania można określić według następującej zależności:

$$(3.1) \quad \text{zginanie}[\%] = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} \times 100,$$

gdzie  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  oznaczają odkształcenia mierzone na powierzchni jednoosiowo rozciąganej próbki, po przeciwnych jej stronach zarówno względem osi symetrii jak i płaszczyzny zginania.

Przyjmuje się [75], że dopuszczalne wielkości udziału zginania powinny być mniejsze od 6%. Taki poziom może być uzyskany właśnie dzięki zastosowaniu przegubów Cardana.

Problem racjonalnego doboru wymiarów próbki do testów pełzania stanowi obecnie bardzo istotne zagadnienie zarówno od strony praktycznej jak i

teoretycznej. Spowodowane jest to głównie zwiększoną ilością doświadczeń pelzania prowadzonych przez wiele ośrodków naukowych w świecie. Ponieważ w badaniach wykorzystuje się próbki o różnorodnej geometrii, pojawiają się trudności przy porównywaniu wyników. Zagadnienie to zostanie szczegółowo przedyskutowane, gdyż jest stosunkowo skromnie przedstawiane w dotychczasowej literaturze poświęconej zjawisku pelzania.

Pomiaru odkształceń przy jednoosiowym rozciąganiu w warunkach pelzania przy podwyższonej temperaturze dokonuje się najczęściej na próbkach okrągłych pełnych, na których wykonane są kołnierze identyfikujące część pomiarową próbki [33]. Są one dodatkowo wykorzystywane do mocowania ekstensometrów mechanicznych, przeznaczonych do transmisji przemieszczeń powstałych w trakcie procesu pelzania poza przestrzeń bezpośredniego oddziaływania temperatury pieca, gdzie wspomniane przemieszczenia mogą być dokładnie mierzone w temperaturze otoczenia za pomocą czujników indukcyjnych. Zmierzone sygnały przemieszczenia są z kolei przeliczane na odkształcenia, dając w efekcie przebieg odkształcenia jako funkcji czasu. Kołnierze do mocowania ekstensometrów na próbce zakłócają proces deformacji materiału, ponieważ powodują wzmocnienie obwodowe próbki. Efekt ten w istotny sposób może zmienić wartości typowych parametrów pelzania, takich jak np. ustalona prędkość pelzania, czy czas do zniszczenia. Stąd też w ostatnich latach czynione są zabiegi mające na celu zminimalizowanie wspomnianego efektu przez:

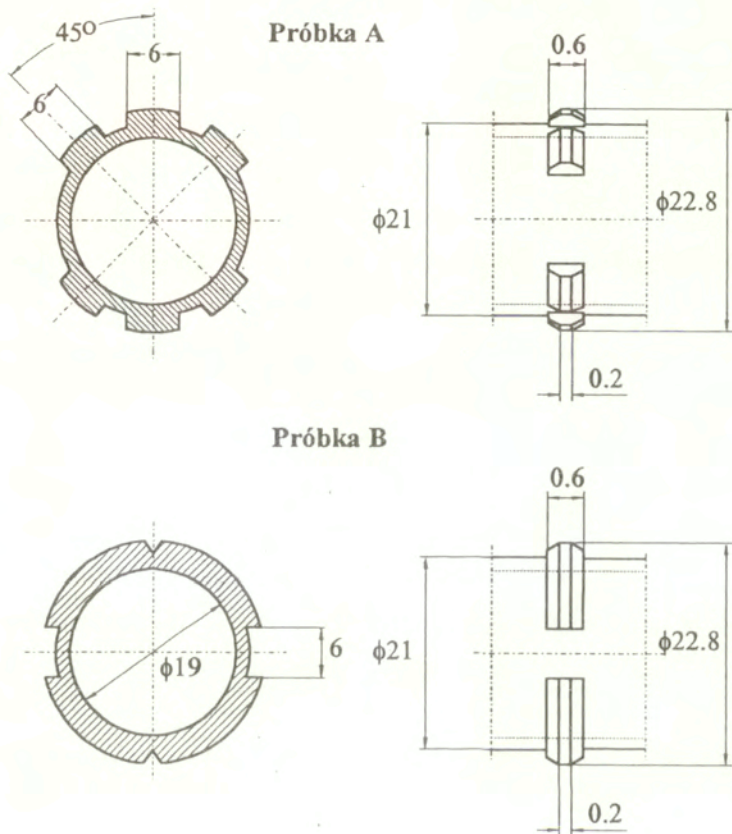
- 1) zwiększenie długości pomiarowej próbki,
- 2) zmniejszenie promienia łączącego część pomiarową próbki z kołnierzami,
- 3) ograniczenie więzów w kierunku obwodowym kołnierzy przez usunięcie pewnej części materiału z kołnierzy na drodze promieniowego ich nacinania.

Zwiększenie długości pomiarowej próbki jest o tyle niebezpieczne, że może doprowadzić do jej wyboczenia w trakcie różnych wariantów obciążeń (np.

cykliczne rozciąganie-ściskanie). Z kolei zmniejszenie promienia łączącego część pomiarową z kołnierzami może doprowadzić do przedwczesnego uszkodzenia materiału w tej strefie. Problem ten ma głównie charakter technologiczny i związany jest bezpośrednio z niedokładnościami wykonania (tj. mogą powstać lokalne karby o niewielkich wymiarach). Ze względu na wspomniane trudności, zalecanym sposobem ograniczenia wpływu kołnierzy jest usunięcie pewnej części materiału przez wykonanie nacięć na ich obwodach. Mimo, że wykonanie próbki z nacięciami na kołnierzach komplikuje nieco jej wytworzenie, to jednak może być stosunkowo łatwo przeprowadzone przez zastosowanie nowoczesnych obrabiarek sterowanych numerycznie.

Zagadnienie wzmocnienia obwodowego próbek posiadających kołnierze do mocowania ekstensometru było przedmiotem badań doświadczalnych, prowadzonych przez zespół Ohashi'ego [171], na cienkościennych próbkach rurkowych poddawanych ciśnieniu wewnętrznemu. Badania te podjęto w związku z realizacją programu doświadczalnego wymagającego bardzo dokładnej techniki pomiarowej, koniecznej do określenia tzw. efektów drugiego rzędu, towarzyszących deformacji plastycznej. Badaniom poddano próbki bez kołnierzy, próbki z pełnymi kołnierzami oraz próbki o różnej geometrii nacięć kołnierzy. Testy polegały na określeniu rozkładu zmiany średnicy zewnętrznej pomiędzy kołnierzami pod wpływem ciśnienia wewnętrznego na 50 mm bazy pomiarowej próbki. Badania pokazały [171], że cienkościenna próbka rurkowa z pełnymi kołnierzami jest najmniej przydatna do testów, w których występuje obciążenie wywołane ciśnieniem wewnętrznym. Najlepsze natomiast wyniki uzyskano dla próbek bez kołnierzy, które niestety nie dają możliwości pewnego zamontowania ekstensometrów mechanicznych. Rezultaty dla próbek z kołnierzami naciętymi wykazują, że jednorodność pola naprężeń i odkształceń można zwiększyć w stosunku do próbek z kołnierzami pełnymi przez zwiększenie ilości usuwanego materiału z kołnierzy. Doświadczenia pokazały, że uzyskanie wyniku zbliżonego do rezultatu dla próbki bez kołnierzy jest możliwe

w przypadku gdy na kołnierzach pozostawiono tylko tę część materiału, która jest konieczna do zamocowania ekstensometru, rys. 3.1.



Rys. 3.1 Kształty kołnierzy na próbkach stosowanych przez zespół Ohashi'ego.

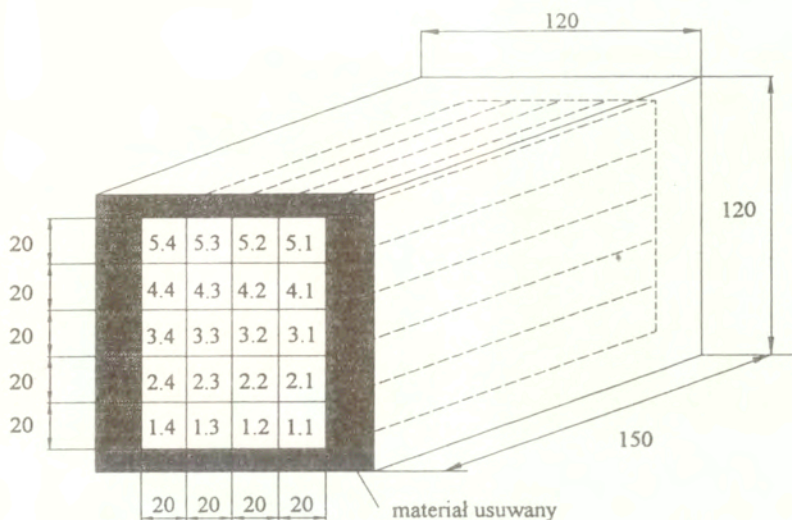
Przedstawione rozważania przeprowadzono jedynie na drodze eksperymentalnej. Od strony teoretycznej zagadnienie to było analizowane przez Lina i współpracowników [132, 133] dla próbek okrągłych pełnych, przeznaczonych do badań w warunkach jednoosiowego rozciągania lub ściskania. Wyniki te

następnie weryfikowano doświadczalnie dla próbek wykonanych ze stopu Al-Mg-Si, Kowalewski, Lin, Hayhurst [118, 121]. Rezultaty tych badań zostaną omówione szczegółowo w kolejnych podrozdziałach.

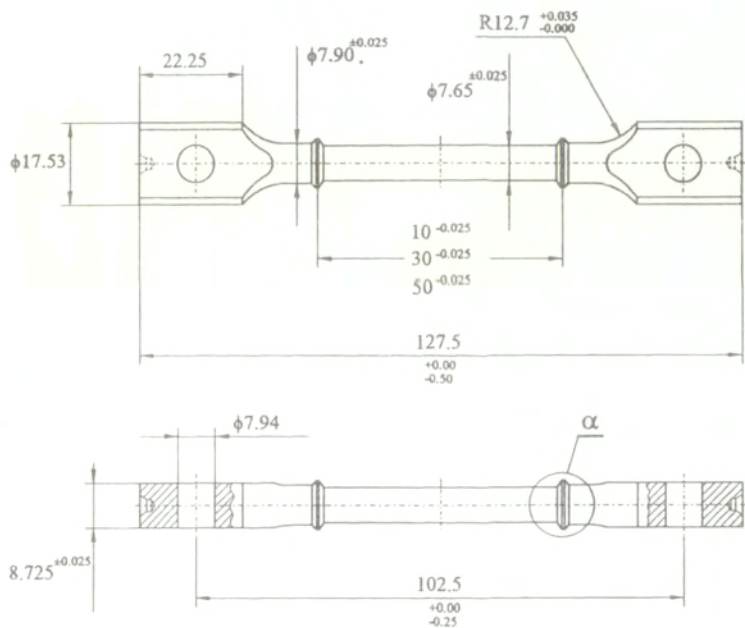
### 3.1.1 Materiał, próbka oraz stanowisko pomiarowe

W badaniach wpływu istnienia kołnierzy na próbce na wyniki testów pełzania w warunkach jednoosiowego rozciągania przy podwyższonej temperaturze wykorzystywano stop aluminium, magnezu i krzemu o składzie chemicznym zgodnym z normą brytyjską BS 1472. Jest to materiał szeroko stosowany w przemyśle lotniczym. Został między innymi zastosowany w wielu elementach konstrukcyjnych samolotu Concorde. Dostarczono go w postaci bloku prostopadłościennego o wymiarach 120×120×150 mm, z którego wycinano następnie próbki. W celu maksymalnego ograniczenia różnic materiałowych, próbki o kołnierzach pełnych i naciętych o tej samej długości części pomiarowej pochodziły z miejsc sąsiadujących w bloku, rys. 3.2. Procedura wykonania próbek obejmowała wycięcie kostek materiału o wymiarach 20×20×150 mm, z których następnie wytaczano próbki przy użyciu numerycznie sterowanej tokarki, z wykorzystaniem specjalnie opracowanego programu kolejnych operacji technologicznych. Nacięcia na kołnierzach próbki dokonywano przy pomocy freza tarczowego montowanego w obrabiarce o pionowym i poziomym przesuwie suportu, oraz wyposażoną w automatycznie sterowaną podziałnicę umożliwiającą realizację zadanego kąta obrotu. Wymiary próbek przedstawione są na rys. 3.3a. Próbki wykonywano w wersji z pełnymi kołnierzami rys. 3.3b oraz w wersji z naciętymi kołnierzami rys. 3.3c, dla trzech długości pomiarowych 10, 30 oraz 50 mm.

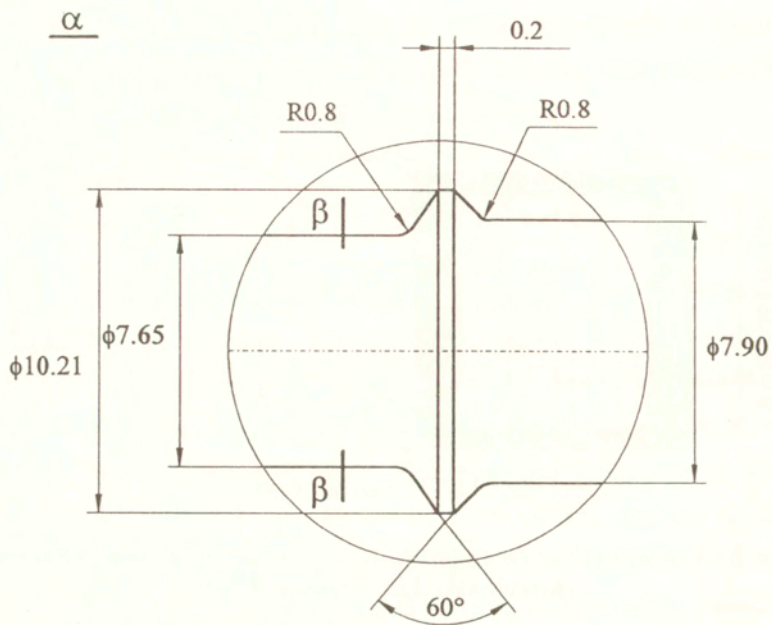




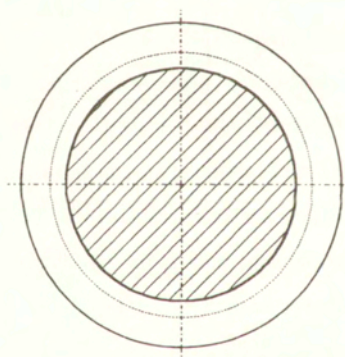
Rys. 3.2 Ilustracja pobierania materiału na próbki z kostki prostokątnej (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118])



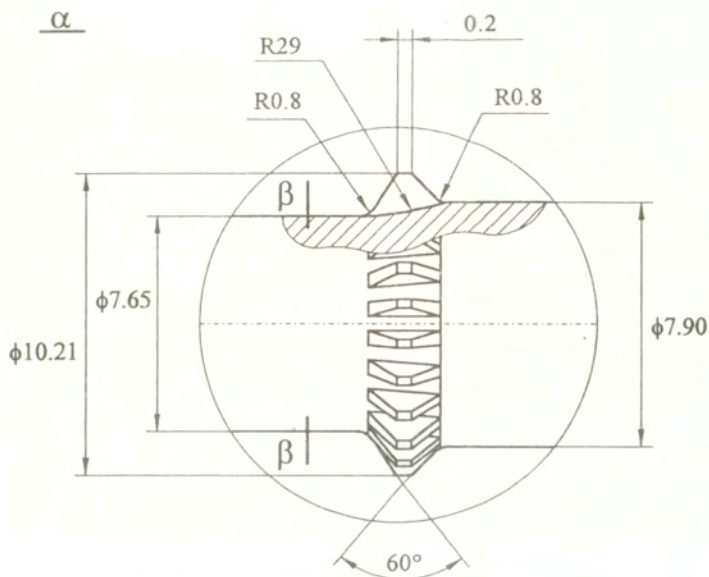
Rys. 3.3a Wymiary próbki (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118])



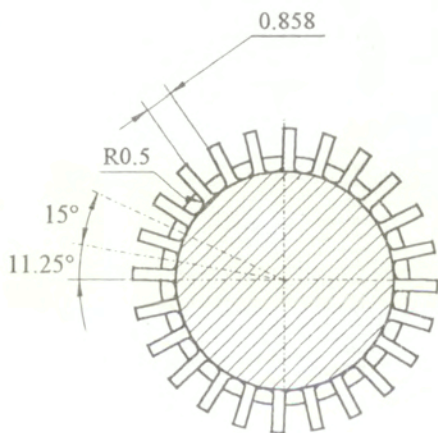
$\beta-\beta$



Rys. 3.3b Geometria kołnierza pełnego



beta-beta



Rys. 3.3c Geometria kołnierza naciętego (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Badania prowadzono na trzech jednakowych pelzarkach, przystosowanych do wykonywania doświadczeń przy jednoosiowym rozciąganiu w podwyższonej

temperaturze. Obciążenia próbki realizowano za pomocą układu dźwigniowego o przełożeniu mechanicznym 10:1 zawieszono na podparciach w kształcie ostrza noża. Układ obciążający wyposażony był z obu stron próbki w przeguby Cardana, co zapewniało ograniczenie poziomu zginania do wartości niższych od 6%. Obciążenia przykładano do próbek ze stałą prędkością przy pomocy lewara hydraulicznego. Stałą temperaturę podczas badań zapewniały trzy-sekcyjne piece wysokotemperaturowe firmy Donaldson, sterowane w zamkniętej pętli sprzężenia zwrotnego przez proporcjonalne kontrolery temperatury. Dzięki zastosowaniu oddzielnych potencjometrów regulacyjnych dla każdej sekcji pieca, dających możliwość zmiany napięcia, można było uzyskać nastawy temperatury z dokładnością do  $\pm 0.5$  stopnia na całej długości pomiarowej próbki. Na bazie pomiarowej próbki temperatura monitorowana była przez trzy termopary, które rozmieszczono w górnej, środkowej i dolnej części długości pomiarowej.

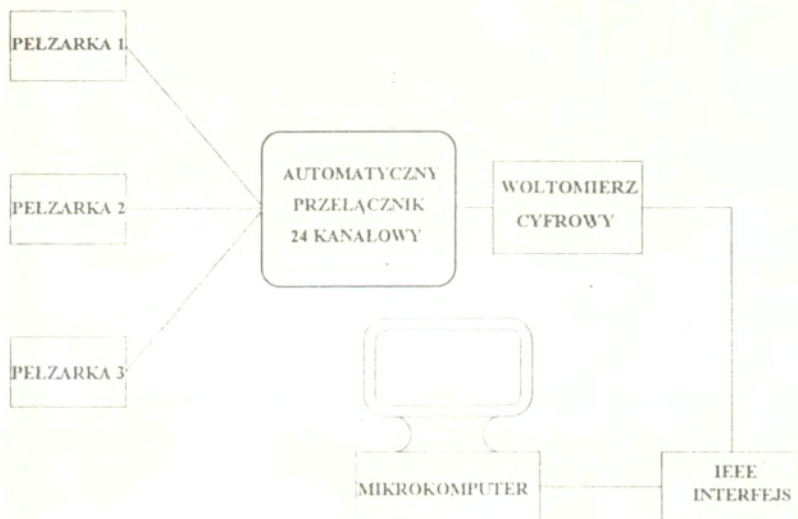
Odształcenia próbki mierzono za pomocą ekstensometru mechanicznego mocowanego z jednej strony do kołnierzy próbki, a z drugiej do czujników rejestrujących przemieszczenia odpowiadające wydłużaniu się części pomiarowej próbki.

Przyłożone obciążenie było kontrolowane przez celę pomiarową stanowiącą walcowy element z naklejonym pełnomostkowym układem tensometrów, który połączony był z dolnym prętem układu obciążającego. Sygnały analogowe wszystkich rejestrowanych wielkości pomiarowych (przemieszczenie, temperatura, poziom obciążenia) przetwarzano do postaci sygnałów cyfrowych przy użyciu woltomierza cyfrowego połączonego z 24-kanalowym przełącznikiem, sprzężonym z kolei z mikrokomputerem za pomocą płyty interfejsu IEEE 488.

Rejestracja zapisu rezultatów na twardym dysku mikrokomputera odbywała się automatycznie dzięki specjalnie opracowanemu oprogramowaniu, tzw. system ekspercki [39], dającym szerokie możliwości wyboru kroku czasowego w zależności od spodziewanej długości trwania testu. Sygnały cyfrowe

zapisywane były automatycznie na twardym dysku pod wcześniej zadaną nazwą zbioru. Wydruk oraz dostęp do zapisanych danych możliwy był zarówno pomiędzy okresami zapisu rezultatów w danym czasie, jak i po całkowitym zakończeniu testu.

Cała aparatura umieszczona została w klimatyzowanym laboratorium, w którym utrzymywano stałą temperaturę 20°C z dokładnością do ±0.5 stopnia. Pełny schemat stanowiska pomiarowego zilustrowany jest na rys. 3.4.



Rys. 3.4 Schemat stanowiska pomiarowego do badań pełzania.

### 3.1.2 Program badań (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118])

Program doświadczeń złożony był z kilku etapów. Pierwszy z nich obejmował wstępne próby pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu w temperaturze 423K dla czterech poziomów naprężenia  $\sigma_{xx}=241.3, 250.0, 262.0$  i  $275.0$  [MPa], których celem było określenie stałych materiałowych dla przyjętych równań konstytutywnych opisujących proces uszkodzenia badanego

materiału (2.49). Poziomy naprężenia dobrano na podstawie mapy mechanizmów deformacyjnych opracowanej przez Ashby' ego [4] dla stopu aluminium o bardzo zbliżonym składzie chemicznym do rozpatrywanego, a także na podstawie wcześniejszych rezultatów pelzania dotyczących badanego materiału. Wybór ten polegał głównie na określeniu takich poziomów naprężenia, które byłyby niższe od granicy plastyczności badanego materiału i znajdowałyby się głównie w tych obszarach mapy, gdzie za proces deformacji odpowiedzialny jest jeden dominujący mechanizm deformacyjny. Ponadto, o poziomie naprężenia decydowało również otrzymanie racjonalnych żywotności z punktu widzenia czasu wykonania programu badań, tj. takich, które nie przekraczałyby 250 godzin.

Drugim etapem programu było określenie wpływu długości pomiarowej próbki o pełnych kołnierzach na przebieg charakterystyk pelzania. Program tego etapu obejmował wykonanie trzech prób pelzania dla trzech długości pomiarowych: 10, 30 i 50 [mm] przy jednakowym poziomie naprężenia 250 [MPa] w temperaturze  $423\text{ K} \pm 0.5$ .

W trzecim etapie programu określano wpływ długości pomiarowej próbki o kołnierzach naciętych (z kołnierzy próbek usuwano 2/3 materiału przez 24 jednakowe ich nacięcia na obwodzie) na krzywe pelzania stopu aluminium. Zakres tego etapu obejmował próby pelzania dla jednakowych warunków jak w etapie drugim.

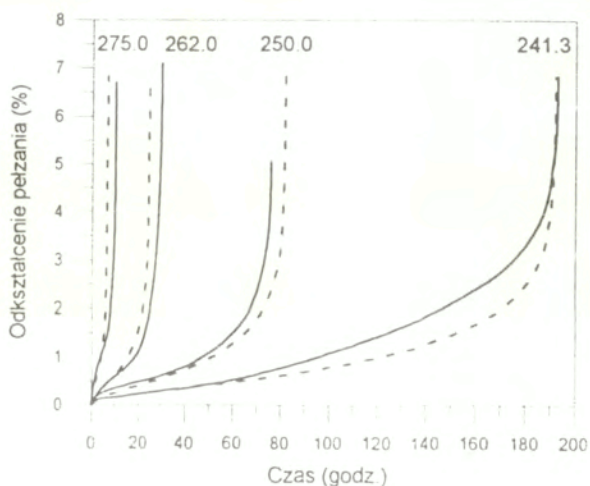
### 3.1.3 Wyniki badań dla próbek o pełnych kołnierzach

W celu określenia stałych materiałowych dla przyjętego modelu, próby pelzania realizowano na próbkach o pełnych kołnierzach i długości pomiarowej 50 [mm]. Przyjęcie takiej bazy wynikało z wcześniejszych rozważań teoretycznych [132, 133]. Zgodnie z wynikami tych prac, właśnie taka próbka zapewniała racjonalne ograniczenie błędów w pomiarze odkształceń pelzania, pochodzących z wprowadzenia kołnierzy mocujących ekstensometr. Krzywe

pełzania z czterech testów przy wymienionych powyżej poziomach naprężenia przedstawiono na rys. 3.5. Charakterystyczne parametry pełzania, takie jak ustalona prędkość pełzania i czas do zniszczenia, zamieszczono w tabeli 3.1.

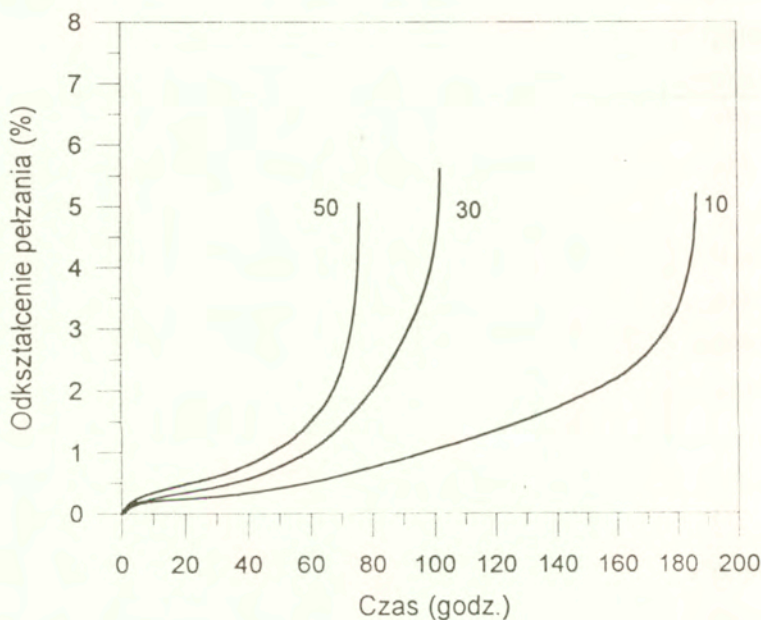
Tabela 3.1. Ustalone prędkości pełzania oraz żywotności uzyskane dla próbek o pełnych kołnierzach i długości pomiarowej 50 mm (wyniki teoretyczne uzyskano dla stałych materiałowych pochodzących z pierwszego przybliżenia wyników doświadczalnych).

Poziom naprężenia	241.3 [MPa]		250.0 [MPa]		262.0 [MPa]		275.0 [MPa]	
----	Eksp.	Teoria	Eksp.	Teoria	Eksp.	Teoria	Eksp.	Teoria
Ustalona prędkość pełzania $[1/h] \times 10^{-5}$	5.4	5.0	14.5	14.0	40.0	43.0	140.0	155.0
Żywotność [h]	193	192	76	82	30	25	10	7



Rys. 3.5 Krzywe pełzania stopu aluminium dla czterech poziomów naprężenia (linie ciągłe odpowiadają krzywym doświadczalnym, linie przerywane - krzywym teoretycznym obliczonym według układu równań (2.49), wartości liczbowe na rysunku wyrażają poziomy naprężenia w MPa) (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Krzywe pełzania otrzymane dla próbek o pełnych kołnierzach, dla trzech różnych baz pomiarowych 10, 30, 50 [mm] badanych przy jednakowym poziomie naprężenia 250 [MPa], przedstawiono na rys. 3.6. Widać wyraźnie, że krzywa pełzania dla próbki o najkrótszej bazie pomiarowej (10 mm) różni się zasadniczo od otrzymanej dla długości pomiarowej 50 [mm], tak że bez znajomości szczegółów eksperymentu można by sądzić iż są to wyniki dla dwóch różnych materiałów. Próbka o najkrótszej bazie wykazuje znaczące umocnienie w porównaniu do próbek o długości pomiarowej 30 i 50 [mm], wyrażające się istotnym wydłużeniem żywotności oraz zmniejszeniem ustalonej prędkości pełzania, tabela 3.2. Efekt wzmocnienia spowodowany jest zwiększeniem się



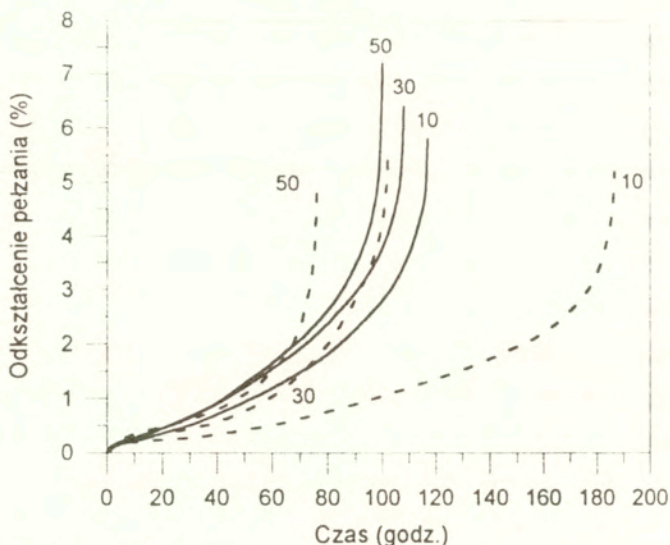
Rys. 3.6 Doświadczalne krzywe pełzania stopu aluminium badanego przy jednakowym poziomie naprężenia 250 MPa dla próbek o kołnierzach pełnych, różniących się długością bazy pomiarowej (dane liczbowe przy krzywych oznaczają wielkości baz wyrażone w milimetrach) (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).



wartości pierwszego niezmiennika tensora naprężenia i wynikającym stąd zmniejszeniem naprężenia efektywnego w obszarze kołnierzy do mocowania końcówek ekstensometru. W przypadku gdy krawędzie do mocowania ekstensometru na próbce są blisko siebie następuje wzajemne oddziaływanie pól naprężeń i odkształceń, których obraz i tak jest już zakłócony przez obecność kołnierzy. Porównując krzywą pełzania otrzymaną dla próbki o bazie 10 [mm] z pozostałymi można łatwo zauważyć, że te dwie ostatnie stosunkowo mało się różnią między sobą. Wynika to z faktu, że kołnierze dla próbek o bazach 30 i 50 [mm] mają stosunkowo dobrze odseparowane obszary zakłóconych pól naprężenia i odkształcenia występujące w pobliżu kołnierzy, co nie daje dodatkowych efektów związanych z ich wzajemnym oddziaływaniem.

#### 3.1.4 Wyniki badań dla próbek o naciętych kołnierzach

Na rys. 3.7 przedstawiono krzywe pełzania stopu aluminium uzyskane dla próbek z kołnierzami posiadającymi 24 nacięcia na obwodzie. Badania zrealizowano przy jednakowym poziomie naprężenia (250 MPa) dla trzech długości pomiarowych 10, 30 i 50 [mm]. W celach porównawczych na rysunku tym zamieszczono także krzywe pełzania dla próbek z kołnierzami pełnymi, które testowano w analogicznych warunkach. Wyraźnie widać, że minimalne prędkości pełzania próbek z naciętymi kołnierzami mieszczą się w węższych granicach niż otrzymane dla próbek o kołnierzach pełnych. Także żywotności dla próbek z naciętymi kołnierzami układają się w znacznie zawężonym zakresie w porównaniu do wyników dla próbek bez nacięć na kołnierzach. Szczegółowe rezultaty zawarto w tabeli 3.2. Na podstawie otrzymanych wyników można stwierdzić, że wybranie pewnej części materiału z kołnierzy mocujących ekstensometr na próbce obniża stopień wzajemnego oddziaływania pól naprężeń i odkształceń w obszarze kołnierzy oraz redukuje efekt wzmocnienia wywołanego ich obecnością. Szczególnie jest to widoczne w przypadku próbki o bazie pomiarowej 10 [mm].



Rys. 3.7 Doświadczalne krzywe pełzania stopu aluminium badanego przy jednakowym poziomie naprężenia 250 MPa dla próbek o kołnierzach naciętych, różniących się długością bazy pomiarowej. W celach porównawczych linią przerywaną zaznaczono krzywe dla kołnierzy pełnych, (dane przy krzywych oznaczają wielkości baz wyrażone w milimetrach) (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Tabela 3.2 Porównanie ustalonych prędkości pełzania oraz żywotności dla próbek o pełnych i naciętych kołnierzach o długościach bazy pomiarowej 10, 30, 50 mm, uzyskanych przy poziomie naprężenia 250 MPa (wyniki teoretyczne otrzymano dla ostatecznie przyjętych stałych materiałowych przedstawionych w tabeli 3.3).

Długość pomiarowa	10 mm				30 mm				50 mm			
	pełny		nacięty		pełny		nacięty		pełny		nacięty	
Typ kołnierza na próbce	E	T	E	T	E	T	E	T	E	T	E	T
Ustalona prędkość pełzania [1/h] × 10 <sup>-4</sup>	0.45	0.50	1.25	1.20	0.95	1.50	1.60	1.65	1.45	1.65	2.10	1.80
Żywotność [h]	187	178	117	118	102	89	108	88	76	86	100	86

Dla długości pomiarowych 30 i 50 [mm], podobnie jak dla próbek o kołnierzach pełnych, krzywe pelzania różnią się w niewielkim stopniu.

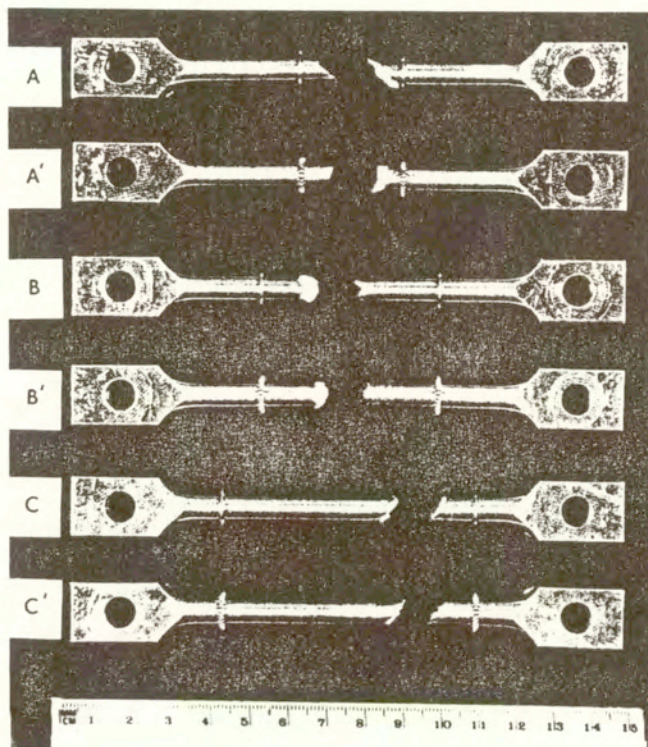
Porównanie wyników dla obu typów kołnierzy i odpowiednich baz pomiarowych pokazuje istotną poprawę dokładności w pomiarze wielkości odkształceń oraz żywotności w przypadku kołnierzy naciętych. Rozpiętość uzyskanych żywotności dla trzech rozpatrywanych baz, dla próbek o kołnierzach pełnych, mieszcząca się w granicach od 76 do 187 godzin, redukuje się do przedziału 100-117 godzin dla próbek o kołnierzach naciętych.

Pełniejszą interpretację wyników daje analiza przelomów zniszczonych próbek.

### 3.1.5 Analiza płaszczyzn przelomu badanych próbek

Na rys. 3.8 przedstawiono płaszczyzny przelomu zerwanych próbek o kołnierzach pełnych i naciętych dla wszystkich rozpatrywanych baz pomiarowych. Można zauważyć, że we wszystkich przypadkach próbki uległy zerwaniu bez wyraźnego efektu szyjkowania. Z wyjątkiem próbki o kołnierzu pełnym i bazie 10 [mm], płaszczyzna zniszczenia brała swój początek na części pomiarowej w odległości około półtorej średnicy od kołnierza. Jest to efekt zgodny z teoretycznymi rozważaniami Dysona i współpracowników [46], według których punkt inicjacji uszkodzenia jest uzależniony od granicy między strefą zakłóceń jednorodności naprężeń i odkształceń wywoływanych przez krawędź do mocowania ekstensometru, a jednorodnymi polami rozkładu tych wielkości w części środkowej bazy pomiarowej próbki. Próbka o długości pomiarowej 10 [mm] i kołnierzu pełnym posiadała płaszczyznę przelomu nachyloną pod kątem  $45^{\circ}$  do osi próbki, wszystkie pozostałe natomiast miały ten kąt w przybliżeniu jednakowy i znacznie większy (około  $60^{\circ}$ ). Wskazuje to na odmienność mechanizmu zniszczenia tej próbki w stosunku do pozostałych. Jest to szczególnie istotne w odniesieniu do próbki o bazie 10 [mm] i naciętych kołnierzach. Wynik taki wskazuje, że zakłócenia w polach naprężenia,

odkształcenia i rozwoju uszkodzenia mogą być istotnie zminimalizowane przez nacięcia kołnierzy.



Rys. 3.8 Fotografia przelomów próbek zniszczonych w trakcie procesu pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Rezultaty uzyskane z badań eksperymentalnych potwierdziły przewidywania teoretyczne, które zostaną opisane w kolejnych podrozdziałach.

### 3.1.6 Analiza teoretyczna

W opisie teoretycznym wykorzystywano równania konstytutywne szczegółowo omówione w rozdziale 2. Posłużyły one do określenia zmian naprężenia, odkształcenia i parametrów uszkodzenia w części pomiarowej próbek jako funkcji czasu. Równania konstytutywne (2.53) wykorzystywane były zarówno w pakiecie metody elementów skończonych, przeznaczonym do rozwiązywania zagadnień kontynuualnej mechaniki uszkodzenia w klasie zagadnień osiowosymetrycznych, jak i do określania stałych materiałowych w modelu.

Parametry uszkodzenia przy pełzaniu opisują degradację materiału, która powoduje powstanie sukcesywnego wzrostu prędkości pełzania w trzecim etapie procesu. Materiał traktowany jest jako kontinuum. Celem rozwiązania zagadnienia wpływu kołnierzy na proces pełzania w ramach kontynuualnej mechaniki uszkodzenia, geometrię obiektu zdefiniowano przez siatkę trójkątnych elementów skończonych, natomiast obciążenia obiektu określono przez wyspecyfikowanie warunków brzegowych. Różne punkty w rozważanym obiekcie poddawane są różnym poziomom naprężenia oraz reprezentują różne stany deterioracji materiału. Równania konstytutywne obowiązują do momentu osiągnięcia założonego kryterium zniszczenia. Po jego osiągnięciu rozważany punkt (element) obiektu nie może dłużej przenosić obciążenia i przyjmuje się, że w punkcie tym materiał ulega zniszczeniu. Obszar uszkodzenia materiału wzrasta w rozważanym obiekcie aż do chwili gdy przyłożone obciążenie nie może być dłużej przenoszone i w efekcie obiekt jako całość ulega zniszczeniu. Zespół Hayhursta [69, 71-73] zaproponował dogodną procedurę numeryczną do rozwiązywania zagadnień brzegowych przy deformacji prowadzącej do uszkodzenia podczas pełzania. Zgodnie z tą metodą obiekt jest idealizowany przez zastosowanie trójkątnych elementów skończonych, których przemieszczenia są liniowymi funkcjami współrzędnych przestrzennych. W ten

sposób przemieszczenia  $i$ -tego elementu  $\underline{u}^i(\underline{x})$  są związane z globalnym wektorem przemieszczenia  $\underline{U}$  przez następujący związek

$$(3.2) \quad \underline{u}^i = \underline{N}^i \underline{U},$$

gdzie  $\underline{N}^i$  jest macierzą przemieszczenia zależną od geometrii elementu. W ten sam sposób można wyrazić odkształcenia sprężyste

$$(3.3) \quad \underline{e}^i = \underline{B}^i \underline{U}$$

i stąd izotropowy związek naprężenie-odkształcenie przyjmuje następującą formę

$$(3.4) \quad \underline{\hat{\sigma}}^i = \underline{D} \underline{e}^i = \underline{D} \underline{B}^i \underline{U},$$

gdzie  $\underline{\hat{\sigma}}^i$  oznacza naprężenie sprężyste a  $\underline{D}$  jest macierzą stałych sprężystości. Prędkość odkształcenia pełzania  $\dot{\underline{v}}_{ij}$  zależna jest od aktualnego naprężenia i uszkodzenia. Może być wyrażona przez równania w układzie (2.53). Odkształcenie całkowite  $\underline{\varepsilon}$  jest sumą odkształcenia sprężystego  $\underline{e}$  oraz odkształcenia pełzania  $\underline{v}$ .

Dla  $i$ -tego elementu można je wyrazić następującym związkiem

$$(3.5) \quad \underline{\varepsilon}^i = \underline{B}^i \underline{U} = \underline{e}^i + \underline{v}^i.$$

Ponieważ  $\underline{\sigma}$  jest naprężeniem odpowiadającym odkształceniu sprężystemu  $\underline{e}$ , możemy napisać

$$(3.6) \quad \underline{D} \underline{B}^i \underline{U} = \underline{\sigma}^i + \underline{D} \underline{v}^i.$$

Rozważmy teraz zagadnienie brzegowe, w którym węzłowy wektor obciążenia  $\underline{f}$  wyrażony jest za pomocą wektora przyłożonego obciążenia  $\underline{w}$  przez związek w postaci

$$(3.7) \quad \underline{f} = \sum_i \int_{S_i} (\underline{N}^i)^T \underline{w} dS,$$

gdzie  $S_i$  oznacza powierzchnię odpowiadającą  $i$ -temu elementowi.

Możemy teraz zastosować do zagadnienia brzegowego zasadę prac przygotowanych. Otrzymujemy wówczas

$$(3.8) \quad \begin{aligned} \underline{U}^T \underline{f} &= \sum_i \int_{\tilde{V}_i} \underline{\epsilon}^{iT} \underline{\sigma}^i d\tilde{V} = \sum_i \int_{\tilde{V}_i} (\underline{B}^i \underline{U})^T (\underline{D}\underline{B}^i \underline{U} - \underline{D}\underline{v}^i) d\tilde{V} \\ &= \sum_i \underline{U}^T \left[ \left\{ \int_{\tilde{V}_i} \underline{B}^{iT} \underline{D}\underline{B}^i d\tilde{V} \right\} \underline{U} - \left\{ \int_{\tilde{V}_i} \underline{B}^{iT} \underline{D} d\tilde{V} \right\} \underline{v}^i \right]. \end{aligned}$$

Podstawiając  $\underline{K} = \sum_i \int_{\tilde{V}_i} \underline{B}^{iT} \underline{D}\underline{B}^i d\tilde{V}$  otrzymujemy reprezentację globalnej macierzy sztywności obiektu. Wykorzystując dodatkowo następujące związki

$$(3.9) \quad \underline{A}^i = \int_{\tilde{V}_i} \underline{B}^{iT} \underline{D} d\tilde{V},$$

$$(3.10) \quad \underline{f}^c = \sum_i \underline{A}^i \underline{v}^i,$$

zależność (3.8) przyjmuje formę

$$(3.11) \quad \underline{f} = \underline{K}\underline{U} - \underline{f}^c \quad \text{lub} \quad \underline{U} = \underline{K}^{-1}[\underline{f} + \underline{f}^c].$$

Naprężenia sprężyste dla  $\tau=0$  można określić z (3.11) przy założeniu  $\underline{f}^c=0$ , co daje

$$(3.12) \quad \underline{f} = \underline{K} \underline{U} \quad \text{i} \quad \underline{U} = \underline{K}^{-1} \underline{f} .$$

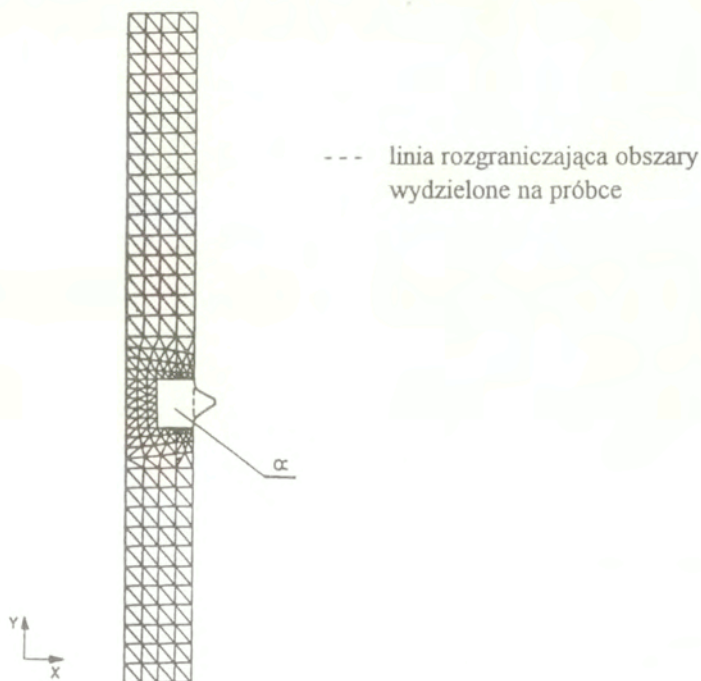
Odształcenia pełzania i stowarzyszone z nimi wartości zmiennych uszkodzenia w dowolnej chwili można otrzymać z równań konstytutywnych oraz z rozwiązania zagadnienia brzegowego wyrażonego przez równania (3.11) i (3.12). Metoda rozwiązania wymaga podania rozwiązania zagadnienia sprężystego jako punktu startowego a następnie całkowania odształceń pełzania oraz zmiennych stanu uszkodzenia względem znormalizowanego czasu. Całkowanie przyjętego układu równań konstytutywnych przeprowadzono przy pomocy metody Runge-Kutta czwartego rzędu. Procedura ta obejmowała wielokrotne rozwiązywanie zadania brzegowego dla określenia wielkości polowych wymaganych w rozwiązaniu numerycznym. W rozpatrywanym obiekcie uszkodzenie przy pełzaniu, reprezentowane przez dwie zmienne stanu uszkodzenia, rozwijało się monotonicznie w czasie. Dla danego elementu przyjmowano, że uległ on zniszczeniu gdy druga ze zmiennych uszkodzenia osiągała założoną wartość  $\omega_2 \geq 0.33$ . W takim przypadku element materiału nie mógł dalej przenosić obciążenia i był usuwany z modelu. Problem brzegowy był wówczas redefiniowany, tak aby umożliwić dalszy rozwój uszkodzenia. Polegało to na ponownym zdefiniowaniu globalnej macierzy sztywności z pominięciem elementu uszkodzonego oraz utworzeniu nowej odwróconej macierzy sztywności  $\underline{K}^{-1}$ . Warunki obciążenia i przemieszczenia dla węzłów stowarzyszonych z kilkoma elementami, które uległy zniszczeniu mogą wymagać dołączenia dodatkowych warunków brzegowych. Problem ten został rozwiązany przez utworzenie odpowiedniej odwróconej macierzy sztywności  $\underline{K}^{-1}$  oraz przez podstawienie zerowych wartości składowych przemieszczenia dla węzłów związanych z elementami uszkodzonymi.



### 3.1.7 Szczegóły przyjętej techniki obliczeniowej

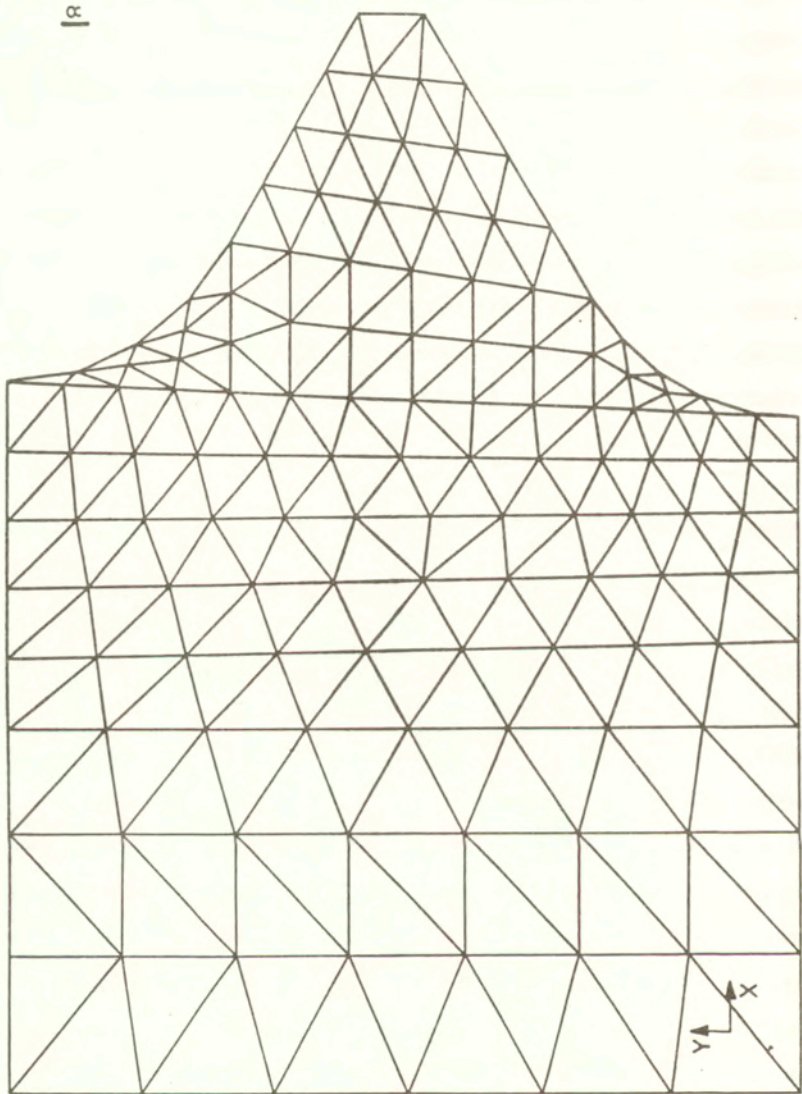
W obliczeniach numerycznych, ze względu na pełną symetrię rozpatrywanej próbki, pod uwagę brano jej jedną ćwiartkę. Jak już wcześniej wspomniano, analizie poddano próbki o kołnierzach pełnych oraz o kołnierzach, z których usuwano pewną część materiału przez ich obwodowe nacinanie. Celem tego zabiegu było usunięcie więzów w kierunku obwodowym kołnierzy. Przyjęta liczba nacięć (24) i ich rozkład miały na celu zapewnienie w przybliżeniu płaskiego stanu naprężenia w obszarze kołnierzy. Ćwiartka próbki zawierająca kołnierz została podzielona na dwa obszary:

- a) obszar pierwszy obejmował zasadniczą część próbki, tj. część pomiarową bez kołnierza oraz fragment łączący się z częścią chwytową próbki,



Rys. 3.9a Siatka elementów skończonych badanej próbki (fragment  $\alpha$  pokazano na rys. 3.9b).

b) obszar drugi obejmował kolnierz próbki.



Rys. 3.9b Powiększony fragment siatki elementów skończonych pokazany na rys.3.9a.

Siatkę elementów skończonych, w postaci osiowosymetrycznych elementów trójkątnych, generowano przy pomocy pakietu FEMGEN. Proces ten odbywał się automatycznie z tym, że wymagał wprowadzenia charakterystycznych punktów rozpatrywanej geometrii ćwiartki próbki. Automatycznie wygenerowana siatka elementów skończonych podlegała jeszcze procedurze wygładzania, polegającej na redefinicji części elementów w strefie wokół kołnierza próbki. Zabieg ten przeprowadzano ze względu na występującą w tych miejscach koncentrację naprężeń. A zatem gęsta siatka obejmowała obszary o dużej koncentracji naprężeń, natomiast rzadka pokrywała te obszary, gdzie naprężenia były w miarę jednorodne. Przykładowa siatka elementów skończonych dla próbki o bazie 30 [mm] przedstawiona jest na rys. 3.9a i 3.9b. Cała siatka elementów skończonych zawierała łącznie 350 węzły i 599 elementów, z czego 514 elementów pokrywało strefę pierwszą a 85 elementów strefę drugą. Elementy pierwszej strefy próbki poddane zostały obciążeniom odpowiadającym zagadnieniu osiowosymetrycznemu, natomiast elementy strefy drugiej w przybliżeniu warunkom płaskiego stanu naprężenia ze względu na ograniczenie więzów obwodowych na kołnierzu przez jego nacięcia.

Związek pomiędzy naprężeniem i odkształceniem w zagadnieniu osiowosymetrycznym zdefiniowano następującą zależnością [132]

$$(3.13) \quad [\sigma] = [D][\epsilon],$$

gdzie

$$[\sigma]^T = |\sigma_{\gamma\gamma}, \sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}|, \quad [\epsilon]^T = |\epsilon_{\gamma\gamma}, \epsilon_{xx}, \epsilon_{zz}, \epsilon_{xy}|,$$

oraz

$$(3.14) \quad [D] = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{vmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 \\ \nu & 1-\nu & \nu & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} \end{vmatrix},$$

gdzie Y oznacza kierunek osiowy, X i Z reprezentują odpowiednio kierunek promieniowy i obwodowy, E jest modułem sprężystości, a  $\nu$  współczynnikiem Poissona.

W strefie drugiej, ze względu na usunięcie więzów w kierunku obwodowym, można w przybliżeniu założyć, że  $\sigma_{ZZ}=0$ . Rozwijając równanie (3.13) z uwzględnieniem  $\sigma_{ZZ}=0$ , równanie dla płaskiego stanu naprężenia wyrazi się następującym związkiem:

$$(3.15) \quad \begin{pmatrix} \sigma_{YY} \\ \sigma_{XX} \\ \sigma_{XY} \end{pmatrix} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{vmatrix} \nu \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \frac{1-2\nu}{1-\nu} & 0 \\ \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \nu \frac{1-2\nu}{1-\nu} & 0 \\ 0 & 0 & \nu \frac{1-2\nu}{2} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{YY} \\ \varepsilon_{XX} \\ \varepsilon_{XY} \end{pmatrix}$$

Porównując równania (3.13) i (3.15) oraz wprowadzając liniowy mnożnik  $\alpha$  możemy w przybliżeniu przedstawić związek pomiędzy naprężeniem i odkształceniem dla płaskiego stanu naprężenia w postaci związku obowiązującego dla zagadnień osiowosymetrycznych

$$(3.16) \quad [\sigma] = [D_r][\varepsilon],$$

gdzie macierz  $[D_r]$  wykorzystano do przybliżonego zamodelowania warunków płaskiego stanu naprężenia. Macierz  $[D_r]$  można zapisać w następującej formie

$$(3.17) \quad [D_r] = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{vmatrix} \nu \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \alpha\nu & 0 \\ \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \nu \frac{1-2\nu}{1-\nu} & \alpha\nu & 0 \\ \alpha\nu & \alpha\nu & \alpha(1-\nu) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \nu \frac{1-2\nu}{2} \end{vmatrix}$$

W celu sprowadzenia wpływu odkształcenia obwodowego  $\varepsilon_{ZZ}$  na naprężenie  $\sigma_{YY}$  i  $\sigma_{XX}$  do wartości w przybliżeniu równej zero przyjęto  $\alpha=10^{-6}$ . W ten sposób

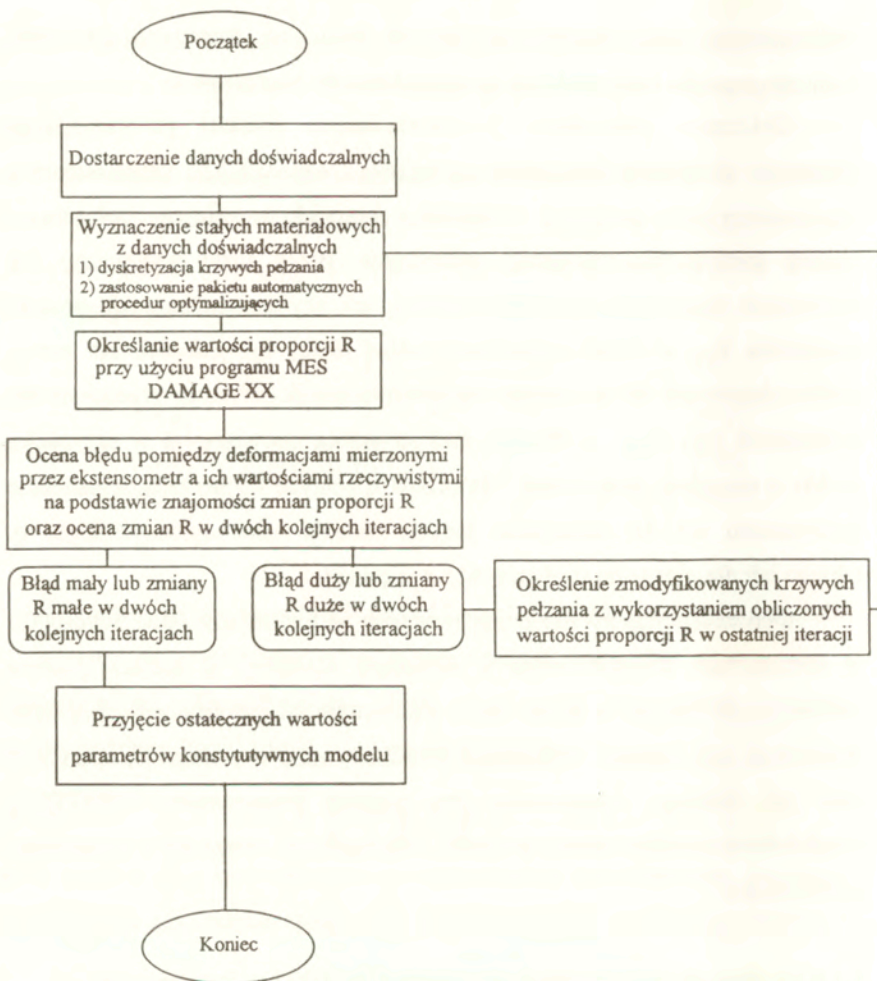
wykorzystując osiowosymetryczny element skończony otrzymano dla strefy kołnierza warunki odpowiadające płaskiemu stanowi naprężenia.

Obliczenia prowadzono z wykorzystaniem opisanej powyżej siatki elementów skończonych za pomocą programu DAMAGE XX, przeznaczonym do rozwiązywania zagadnień uszkodzenia materiału w procesie pełzania w ramach kontynualnej mechaniki uszkodzenia. Brzeg siatki poddawany był ustalonemu naprężeniu znormalizowanemu, tak aby znormalizowany poziom naprężenia  $\Sigma_{yy}$  w części pomiarowej próbki równy był jedności. Na brzegi próbki równoległe do osi symetrii narzucono warunek zerowych przemieszczeń normalnych przy  $\Sigma_{xy} = 0$ . Podział stref na próbce obowiązywał w przypadku próbki z naciętymi kołnierzami. Dla próbki o pełnych kołnierzach zagadnienie sprowadzało się do rozwiązania jedynie zadania osiowosymetrycznego, tj. takiego jak dla pierwszej strefy próbki z nacięciami.

Obliczenia numeryczne przeprowadzono na komputerze IBM 3090-600E w laboratorium komputerowym w Rutheford. Rezultaty w postaci zbiorów zawierających zmiany w czasie takich parametrów jak odkształcenie, prędkość deformacji, czy zmienne uszkodzenia przechowywano w pamięci komputera w celu ich dalszego opracowania przy pomocy postprocesora FEMVIEW. Przykładowe rezultaty zostaną pokazane i szczegółowo omówione w oddzielnym podrozdziale.

### 3.1.8 Określanie rzeczywistych parametrów modelu konstytutywnego

Badania wykazały, że wprowadzenie kołnierzy mocujących ekstensometr mechaniczny w znaczny sposób zmieniają typowe parametry procesu pełzania danego materiału. Innymi słowy, badania pełzania tego samego materiału w jednakowych warunkach dla próbek bez kołnierzy i z kołnierzami wyznaczającymi bazę pomiarową mogą prowadzić do istotnych różnic w krzywych pełzania, utrudniając tym samym określenie rzeczywistych parametrów



Rys. 3.10 Schemat zaproponowanej metody iteracyjnej otrzymywania rzeczywistych wartości parametrów występujących w rozpatrywanych równaniach konstytutywnych.

przyjętego modelu konstytutywnego. Stąd też wynika potrzeba opracowania metodyki dającej możliwość jak najdokładniejszego określenia stałych materiałowych w modelu konstytutywnym. Samo zastosowanie metodyki wyznaczania parametrów konstytutywnych, opisaną w rozdziale 2, nie

gwarantuje, w przypadku użycia próbek z kołnierzami, prawdziwych wartości tych parametrów, a jedynie zapewnia opis uzyskanych krzywych pełzania, które ze względu na efekty związane z istnieniem kołnierzy nie reprezentują rzeczywistej odpowiedzi materiału na zadane obciążenie.

Osiągnięcie wartości parametrów konstytutywnych bliskich wartościom rzeczywistym było możliwe na drodze procesu iteracyjnego dokonywanego z wykorzystaniem zautomatyzowanej metody wyznaczania stałych materiałowych oraz programu DAMAGE XX. Schemat zaproponowanej metody zamieszczono na rys. 3.10.

Do wyznaczenia parametrów zaproponowanego układu równań konstytutywnych (2.53) wykorzystano rezultaty prób pełzania dla próbek o kołnierzach pełnych i długości pomiarowej 50 [mm], wykonanych przy czterech poziomach naprężenia: 241.3, 250.0, 262.0, 275.0 [MPa]. Na początku wyznaczono stałe materiałowe według metody opisanej w rozdziale 2, a następnie parametry te wstawiono do programu DAMAGE XX w celu wykonania obliczeń metodą elementów skończonych dla próbek o pełnych kołnierzach przy czterech wspomnianych poziomach naprężenia.

Rzeczywista składowa odkształcenia osiowego  $\epsilon_{yy}$  na długości pomiarowej próbki w dowolnym czasie  $t$  określana była po uśrednionej objętości z następującej zależności

$$(3.18) \quad \epsilon_{yy} = \frac{\sum_{i=1}^m \epsilon_{yy}^e V^e}{\sum_{i=1}^m V^e},$$

gdzie

$i$  - bieżący numer elementu,

$m$  - ilość zniszczonych elementów wzdłuż linii łączącej powierzchnię próbki z jej osią symetrii w płaszczyźnie symetrii próbki,

$V$  - objętość elementu skończonego,

natomiast indeks "e" oznacza wartości dla każdego elementu skończonego. Tak zdefiniowane odkształcenie należy rozumieć jako jednorodnie rozłożone odkształcenie pełzania w płaszczyźnie części pomiarowej próbki dostatecznie odległej od kołnierzy.

Osiowe odkształcenie pełzania mierzone przez ekstensometr umieszczony na kołnierzach próbki określano z zależności:

$$(3.19) \quad \bar{\epsilon}_{ij} = \frac{\delta}{Y},$$

gdzie

$\delta$  - jest osiowym przemieszczeniem pomiędzy kołnierzami próbki,

$Y$  - jest długością pomiarową próbki określoną przez rozstaw kołnierzy mocujących ekstensometr na próbce.

Dokładność rejestrowanego przez ekstensometr mechaniczny odkształcenia osiowego w czasie prób pełzania badana była za pomocą proporcji zdefiniowanej zależnością [133]

$$(3.20) \quad R = \frac{\epsilon_{yy}}{\bar{\epsilon}_{yy}}.$$

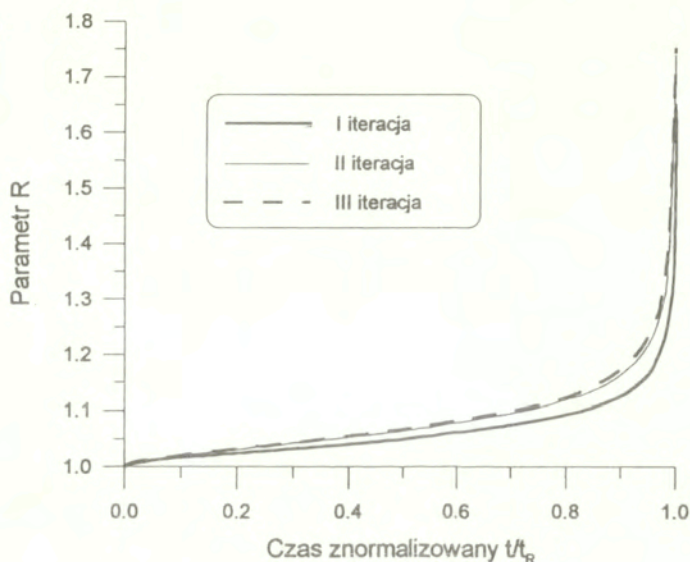
Tabela 3.3. Wartości ostatecznie wyznaczonych stałych materiałowych.

A	B	h	H*	K <sub>c</sub>	D
(h <sup>-1</sup> )	(MPa <sup>-1</sup> )	(MPa)	(-)	(h <sup>-1</sup> )	(-)
4.04×10 <sup>-15</sup>	0.1126	2.95×10 <sup>4</sup>	0.1139	18.2×10 <sup>-5</sup>	2.75

Wykorzystując ten związek można w przybliżeniu odwzorować postać krzywych pełzania dla próbek bez kołnierzy. Otrzymane nowe krzywe pełzania posłużyły do ponownego określenia stałych materiałowych w przyjętym modelu, które z kolei dołączono do programu DAMAGE XX w celu przeprowadzenia obliczeń metodą elementów skończonych przebiegu pełzania dla próbek o kołnierzach



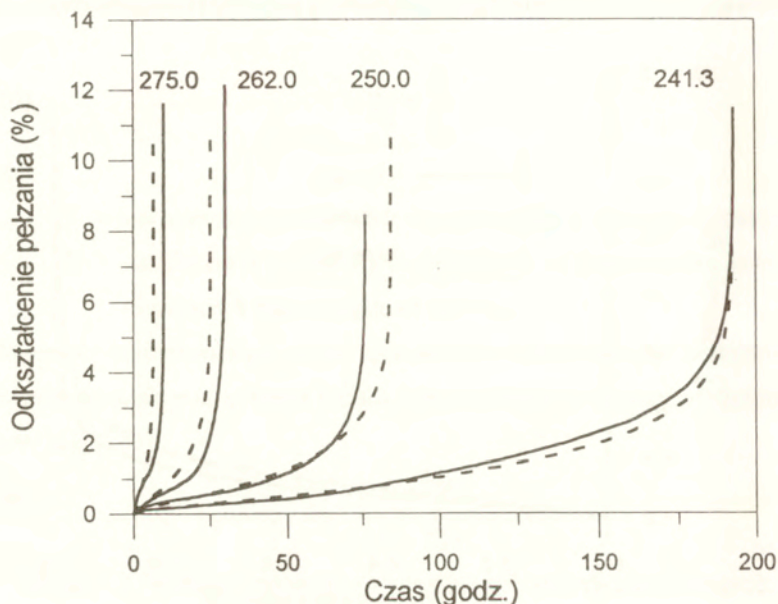
pełnych. Obliczone wartości  $R$  ponownie wykorzystywano do modyfikacji oryginalnych krzywych doświadczalnych, rys. 3.11, po czym procedura była powtarzana zgodnie z opisanym powyżej schematem. Korekcji krzywych pełzania przy pomocy proporcji  $R$ , mającej na celu otrzymanie krzywych pełzania odpowiadających próbce bez kołnierzy, dokonywano tylko trzykrotnie, ponieważ dalsze iteracje nie dawały już istotnej poprawy rezultatów.



Rys. 3.11 Wykres zmiany parametru  $R$  jako funkcji znormalizowanego czasu.

Z wykresu  $R=f(t/t_R)$ , rys. 3.11; wynika, że praktycznie można się ograniczyć do dwóch takich iteracji. Linia ciągła gruba na rys. 3.11 oznacza przebieg zmiany proporcji  $R$ , wykorzystywanej do korekcji oryginalnych krzywych doświadczalnych, w pierwszej iteracji. Natomiast linie ciągła cienka i przerywana oznaczają odpowiednio wykresy  $R$  stosowane do wspomnianej korekcji w drugiej i trzeciej iteracji. Ponieważ przebieg zmian  $R$  w funkcji  $t/t_R$  dla drugiej i

trzeciej iteracji jest niemal jednakowy, można przyjąć, że procedura jest zbieżna a uzyskane wartości parametrów materiałowych są bliskie wartościom rzeczywistym dla badanego materiału. Ich wartości podane są w tabeli 3.3. Ostatecznie skorygowane doświadczalne krzywe pełzania zamieszczono na rys. 3.12.



Rys. 3.12 Skorygowane krzywe pełzania stopu aluminium (linie ciągłe) wraz z ich przebiegami teoretycznymi (linie przerywane) (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

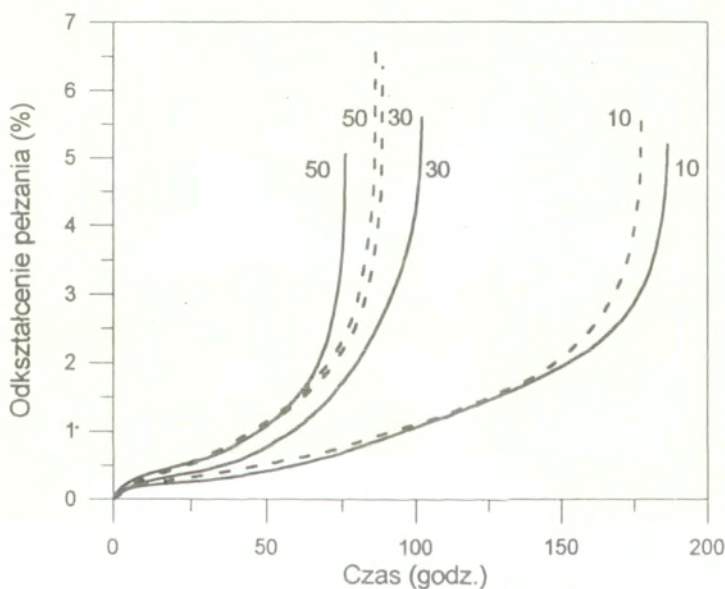
Na rysunku tym przedstawiono także ich przebiegi teoretyczne wyznaczone z wykorzystaniem rzeczywistych stałych materiałowych.

Równania konstytutywne wraz z wyznaczonymi stałymi zastosowano następnie do przewidywania zachowania materiału przy pełzaniu próbek o kołnierzach pełnych oraz naciętych.

### 3.1.9 Porównanie wyników teoretycznych z rezultatami doświadczalnymi

#### 3.1.9.1 Krzywe pełzania dla próbek o pełnych kołnierzach

Określenia przebiegów teoretycznych krzywych pełzania dokonano wykorzystując pakiet programowy metody elementów skończonych DAMAGE XX, do którego wprowadzono zaproponowane równania konstytutywne łącznie z wartościami rzeczywistych stałych materiałowych. Obliczenia wykonano dla próbek o długościach bazy pomiarowej 10, 30 i 50 [mm], poddanych jednoosiowemu rozciąganiu przy  $\sigma=250.0$  [MPa]. Uzyskane krzywe pełzania przedstawione są na rys. 3.13 wraz z odpowiadającymi im krzywymi doświadczalnymi.

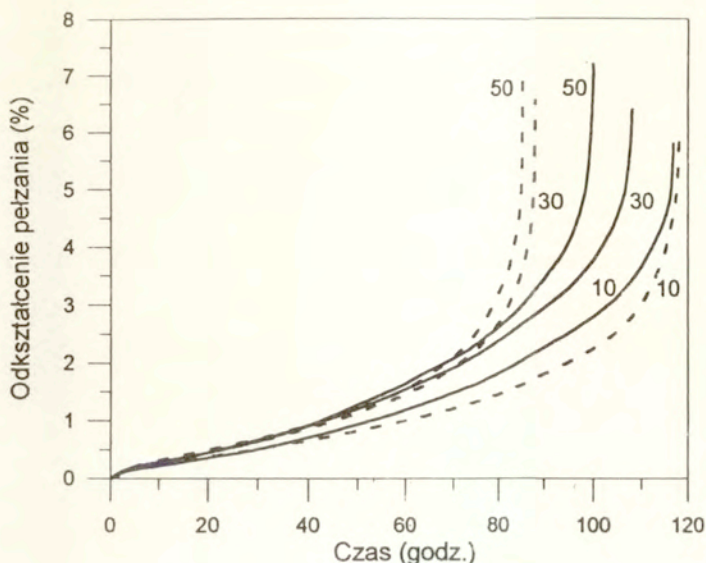


Rys. 3.13 Porównanie doświadczalnych krzywych pełzania (linie ciągłe) z ich przewidywaniami teoretycznymi (linie przerywane) dla próbek o kołnierzach pełnych przy trzech długościach pomiarowych 10, 30, 50 mm. Wszystkie krzywe pełzania odpowiadają poziomowi naprężenia 250 MPa (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Widać wyraźnie, że teoretyczne krzywe pełzania dla baz 30 i 50 [mm] różnią się stosunkowo nieznacznie zarówno jeśli wziąć pod uwagę ustalone prędkości pełzania jak i żywotności. Natomiast teoretyczna charakterystyka dla próbki o 10-milimetrowej części pomiarowej pokazuje wyraźnie obniżoną wartość ustalonej prędkości pełzania oraz znacznie wydłużony czas do zniszczenia. Porównanie przebiegów krzywych doświadczalnych i teoretycznych dla 10-milimetrowej bazy pokazuje ich dobrą zgodność. Nieco gorszy opis uzyskano dla pozostałych długości części pomiarowej próbki, ale i w tych przypadkach różnice są w granicach błędów spotykanych przy badaniach pełzania. Ponadto charakter uzyskanych różnic przy opisie teoretycznym jest zgodny z obserwacjami doświadczalnymi.

### 3.1.9.2 Krzywe pełzania dla próbek o naciętych kołnierzach

Do określenia teoretycznych krzywych pełzania dla próbek z naciętymi kołnierzami zastosowano również pakiet programowy metody elementów skończonych, zawierający równania konstytutywne z wyznaczonymi rzeczywistymi stałymi materiałowymi. Wyniki pokazano na rys. 3.14, który ilustruje przebieg krzywych pełzania dla trzech długości pomiarowych próbek: 10, 30, 50 [mm], otrzymanych dla jednakowego poziomu naprężenia 250 [MPa]. Rezultaty teoretyczne (linie przerywane) porównano dodatkowo z wynikami doświadczalnymi (linie ciągłe). Przewidywane krzywe pełzania dla baz o długości 50 i 30 [mm] położone są bardzo blisko siebie i wyraźnie odbiegają swoim przebiegiem od krzywej dla bazy 10-milimetrowej. Jednakże należy zauważyć, że stopień umocnienia próbki wyrażony jako stosunek żywotności uzyskanej dla próbki o bazie 10 [mm] do żywotności dla próbki o bazie 50 [mm], wynoszący w przypadku kołnierzy pełnych 2.06, uległ wyraźnemu obniżeniu dla kołnierzy z nacięciami do wartości 1.37.



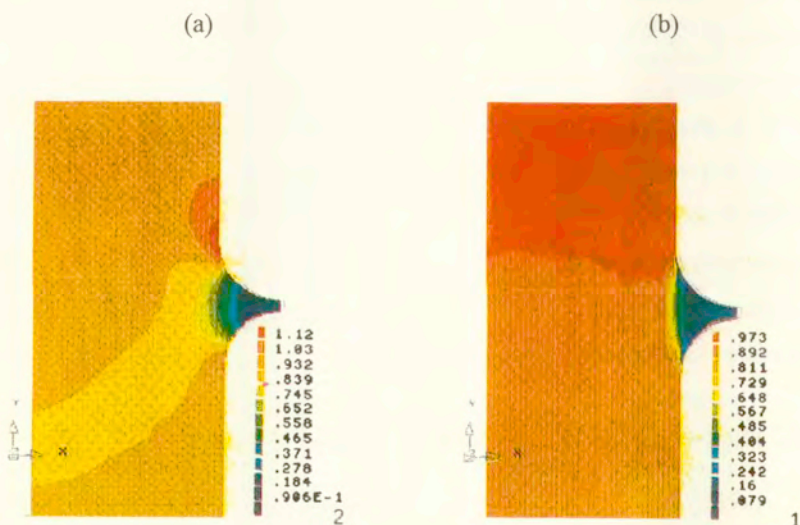
Rys. 3.14 Porównanie doświadczalnych krzywych pelzania (linie ciągłe) z ich przewidywaniami teoretycznymi (linie przerywane) dla próbek o kołnierzach naciętych przy trzech długościach pomiarowych 10, 30, 50 mm. Wszystkie krzywe pelzania odpowiadają poziomowi naprężenia 250 MPa (Kowalewski, Lin, Hayhurst [118]).

Uzyskany wynik teoretyczny jest zatem zgodny z obserwacjami doświadczalnymi i dowodzi, że zastosowanie nacięć na kołnierzach do mocowania ekstensometru mechanicznego istotnie ogranicza więzy zakłócające deformację próbek z kołnierzami pełnymi.

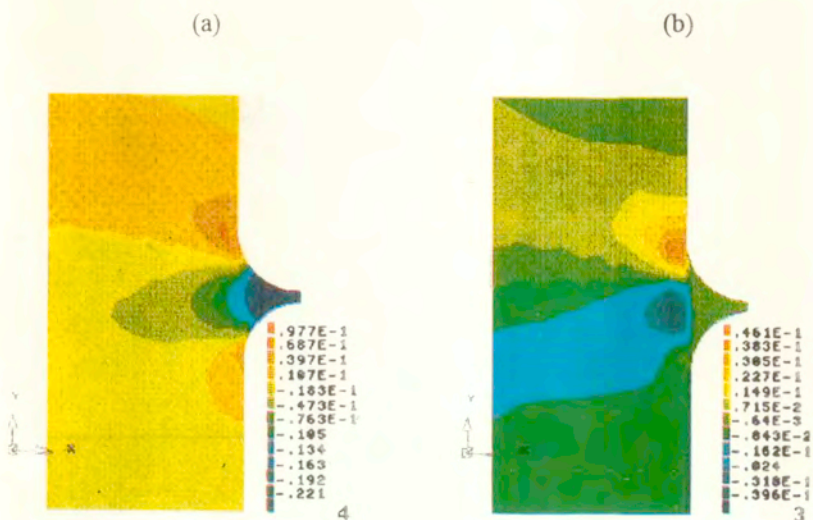
### 3.1.9.3 Analiza rozkładu naprężeń sprężystych, zmiennej uszkodzenia $\omega_2$ , oraz odkształcenia efektywnego dla próbek z kołnierzami pełnymi i naciętymi

Obliczone rozkłady bezwymiarowych naprężeń sprężystych w kierunku osiowym, obwodowym, promieniowym i w płaszczyźnie x-y zostały przedstawione na czterech kolejnych rysunkach dla próbek o kołnierzach pełnych i naciętych. Rysunek 3.15 pokazuje rozkład naprężeń osiowych  $\Sigma_{yy}$  dla obu

typów próbek. Można zauważyć, że rozkład ten w części pomiarowej jest bardziej jednorodny dla próbki o kołnierzach naciętych. Zatem wprowadzenie nacięć na obwodzie kołnierzy ograniczyło obszar zakłóconego pola naprężeń wywołanego obecnością kołnierzy mocujących ekstensometr. Maksymalne naprężenie osiowe  $\Sigma_{yy}$  występujące w strefie przejściowej pomiędzy kołnierzem a częścią pomiarową jest w przypadku próbki z nacięciami około 5% wyższe niż w części pomiarowej. W przypadku próbki bez nacięć różnica ta sięga około 21%. Tak zwiększone naprężenie osiowe we wspomnianym obszarze próbki w części spowodowane jest naprężeniem w kierunku obwodowym oraz w części naprężeniem w kierunku promieniowym. Dla przypadku próbki z kołnierzami pełnymi naprężenia obwodowe w strefie przejściowej stanowią około 13% naprężenia osiowego w tej strefie, rys. 3.16. Dla próbki z kołnierzami naciętymi wielkość ta wynosi w przybliżeniu 5.4%.

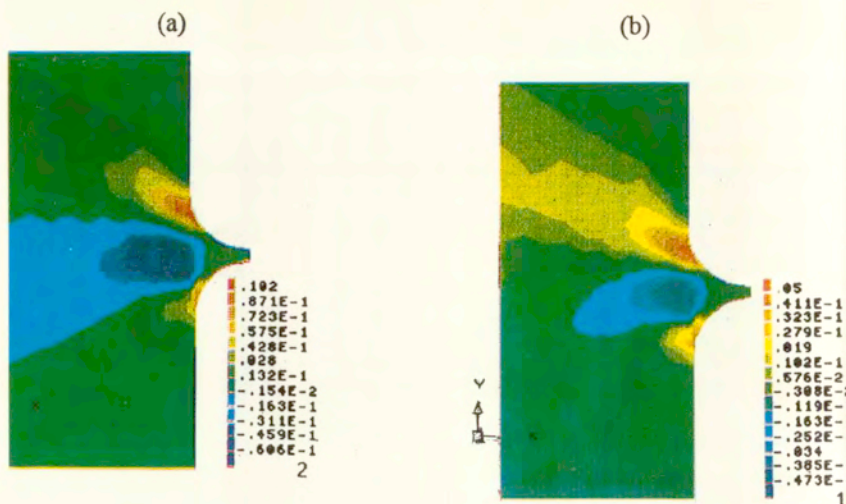


Rys. 3.15 Rozkład naprężeń osiowych a) dla próbki o pełnych kołnierzach, b) dla próbki o kołnierzach naciętych.

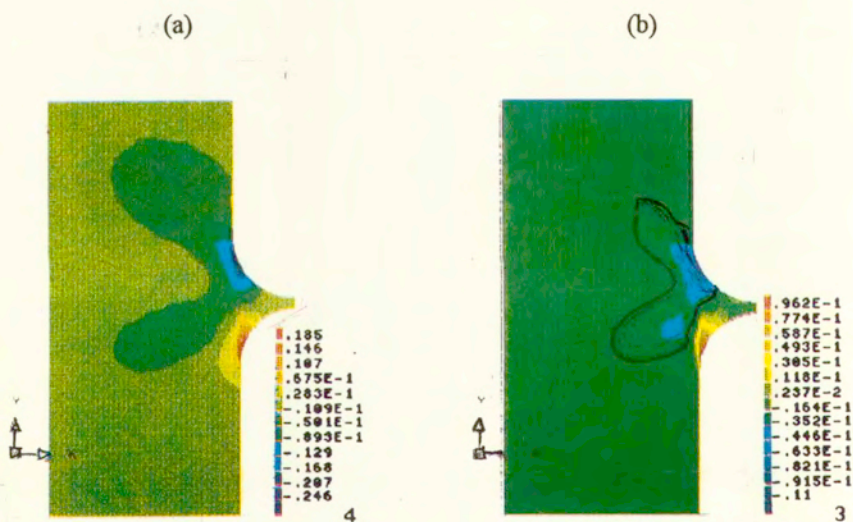


Rys. 3.16 Rozkład naprężeń obwodowych a) dla próbki o pełnych kołnierzach, b) dla próbki o kołnierzach naciętych.

Rozkłady naprężeń promieniowych i stycznych zilustrowane są odpowiednio na rys. 3.17 i 3.18, parami dla próbki o pełnych kołnierzach i kołnierzach z nacięciami. W obu przypadkach widać istotną poprawę jednorodności rozkładu naprężeń oraz ograniczenie zakresu niejednorodności. Widoczny jest także spadek maksymalnych wartości obu typów naprężeń. Maksymalne naprężenia promieniowe dla próbki z kołnierzami standardowymi stanowią około 11.7% naprężeń osiowych w części pomiarowej, natomiast dla próbki o kołnierzach naciętych już tylko w przybliżeniu 5.4%. W podobnym stopniu uległy zmniejszeniu naprężenia styczne.

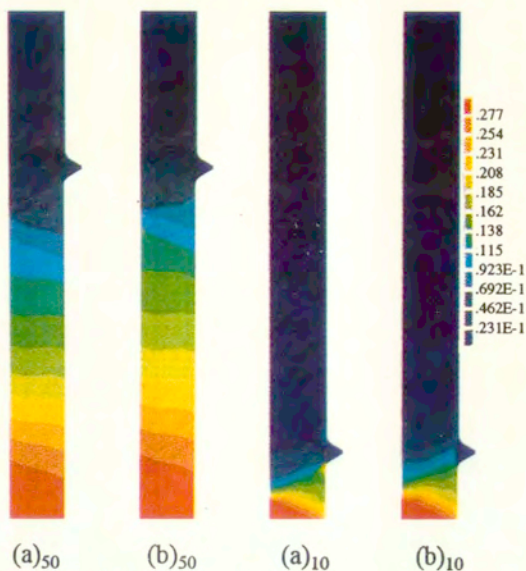


Rys. 3.17 Rozkład naprężeń promieniowych a) dla próbki o pełnych kołnierzach, b) dla próbki o kołnierzach naciętych.

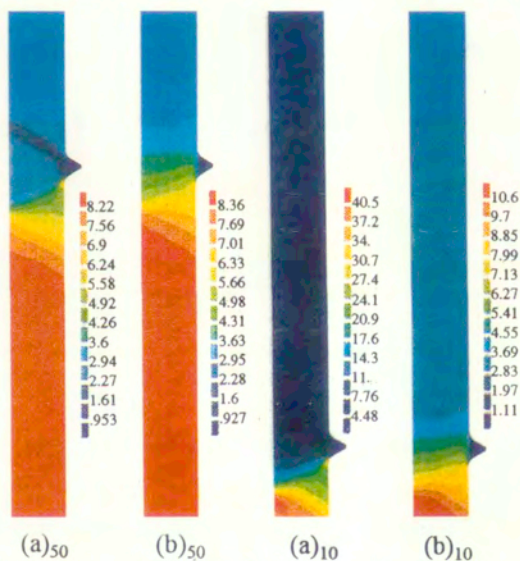


Rys. 3.18 Rozkład naprężeń w kierunku x-y a) dla próbki o pełnych kołnierzach, b) dla próbki o kołnierzach naciętych.





Rys. 3.19 Rozkład wartości parametru uszkodzenia  $\omega_2$  dla próbek o bazie 10 i 50 [mm] a) o pełnych kołnierzach, b) o kołnierzach naciętych.



Rys. 3.20 Rozkłady znormalizowanych efektywnych odkształceń pełzania dla próbek o bazie 10 i 50 [mm] a) o pełnych kołnierzach, b) o kołnierzach naciętych.

Na rys. 3.19 zamieszczono rozkład wartości parametru uszkodzenia  $\omega_2$  dla czasu  $t/t_R=0.999$  w przypadku próbek o kołnierzach pełnych i naciętych, dla dwóch długości pomiarowych 10 i 50 [mm]. Widać, że dla obu baz pomiarowych, niezależnie od rodzaju kołnierza, zniszczenie rozwinęło się w części środkowej bazy pomiarowej. Porównując mody zniszczenia łatwo zauważyć, że są one jednakowe dla próbek o długości bazy 50 [mm] niezależnie od rodzaju kołnierzy i próbki o bazie 10 [mm] z kołnierzami naciętymi. Natomiast nieco inny ma charakter zniszczenia próbka o bazie 10 [mm] ze standardowymi kołnierzami, na której lokalizację uszkodzenia można zaobserwować w miejscu promienia łączącego część pomiarową z kołnierzem. Wynik ten znalazł doświadczalne potwierdzenie, rys. 3.8. Porównanie obszarów o wysokim stopniu uszkodzenia, rys. 3.19, z przełomami próbek pokazanymi na rys. 3.8 wskazuje, że mod zniszczenia dla próbek o długości pomiarowej 50 [mm] nie jest związany z istnieniem kołnierzy. Można także zauważyć, że zniszczenie w eksperymentach nie następowało w środkowej części pomiarowej, jak to wynika z rezultatów numerycznych. Zdaniem Dysona i współpracowników [46] brak zgodności pomiędzy teorią i doświadczeniem wynika z faktu, że obliczenia prowadzono według teorii obowiązującej dla małych deformacji. Ich zdaniem przeprowadzenie analizy w ramach teorii dużych deformacji potwierdziłoby miejsca obserwowanych zerwań próbek. Należy jednak podkreślić, że rozbieżności pomiędzy wynikami doświadczalnymi a rezultatami teoretycznymi występowały jedynie przy ocenie miejsca zniszczenia.

Na rys. 3.20 zilustrowano rozkłady znormalizowanych efektywnych odkształceń pełzania dla czasu stanowiącego 70% żywotności badanych próbek ( $t/t_R=0.7$ ). Podobnie jak poprzednio analizie poddano próbki o bazach pomiarowych 10 i 50 [mm] z kołnierzami standardowymi i naciętymi. Jak widać, rozkłady odkształcenia dla obu typów próbek o bazie 50 [mm] charakteryzuje jednorodność w niemal całej części pomiarowej. W przypadku próbek o bazie 10 [mm] obszar dużych jednorodnych odkształceń (oznaczony ciemnym czerwonym

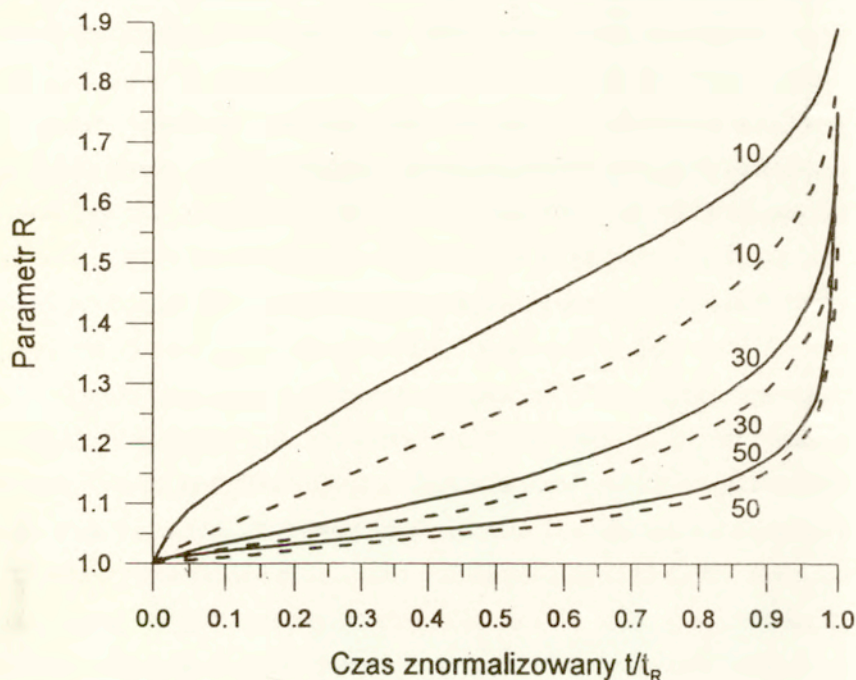
kolorem) jest relatywnie znacznie mniejszy. Dla próbek o takiej bazie dodatkowo widać istotną różnicę w zależności od rodzaju kołnierza. Obszar wysokopoziomowych jednorodnych odkształceń dla próbki o bazie 10 [mm] z naciętymi kołnierzami jest ponad trzykrotnie większy niż dla próbki o tej samej bazie z pełnymi kołnierzami. Mimo tego, że nie uzyskano całkowitej jednorodności pola odkształcenia przez zastosowanie nacięć na kołnierzach to jednak osiągnięty stopień jednorodności radykalnie zwiększył dokładność uzyskiwanych wyników doświadczalnych, szczególnie w przypadku krótszych baz pomiarowych.

### 3.1.10 Ocena błędów w uzyskiwanych rezultatach doświadczalnych

Analizy błędów w pomiarze odkształcenia, wynikających z istnienia kołnierzy mocujących ekstensometr mechaniczny, dokonano w oparciu o przebiegi zmian parametru  $R$  (3.20) w funkcji bezwymiarowej żywotności. Wartości  $R$  określono na podstawie zaproponowanych równań konstytutywnych z rzeczywistymi parametrami materiałowymi. Na rys. 3.21 przedstawiono krzywe obliczone dla trzech rozpatrywanych długości pomiarowych, w każdym przypadku dla próbek o standardowych (linie ciągłe) i naciętych (linie przerywane) kołnierzach. Dla każdego wybranego czasu i danej długości bazy odcinek łączący linię ciągłą z linią przerywaną wyznacza stopień uzyskanej poprawy dokładności mierzonych odkształceń.

Z kolei na rys. 3.22 zamieszczono przebiegi zmiany wartości proporcji  $R$  w zależności od długości pomiarowej próbki. Krzywe reprezentują wyniki dla trzech wybranych czasów odpowiadających 0.3, 0.6 i 0.9 czasu do zniszczenia. Linie przerywane 1', 2', 3' ilustrują zmianę  $R$  w zależności od długości bazy pomiarowej dla próbek z kołnierzami naciętymi, natomiast linie ciągłe 1, 2, 3 reprezentują wyniki dla próbek o pełnych kołnierzach. W przypadku próbki o kołnierzach standardowych i bazie 10 [mm] błąd pomiaru odkształcenia

(obserwowany w czasie odpowiadającym 90% żywotności) wynosi około 70% natomiast dla próbki z kołnierzami naciętymi około 50%.

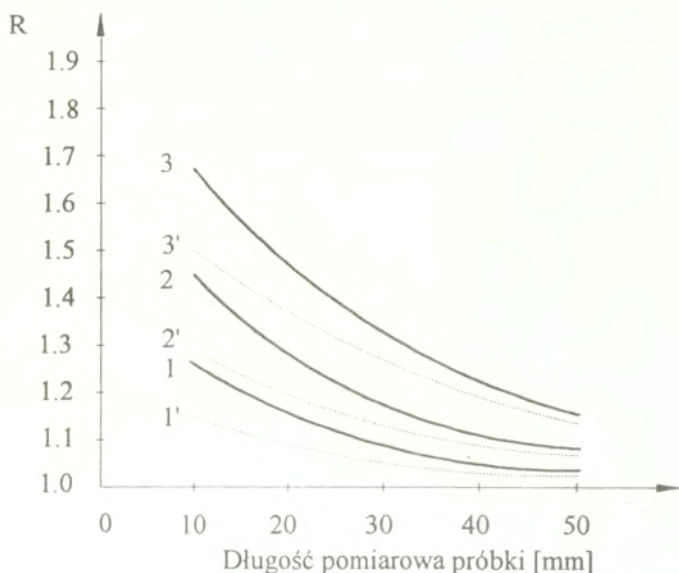


Rys. 3.21 Zmiany parametru R w funkcji znormalizowanego czasu dla trzech długości baz pomiarowych dla próbek o kołnierzach pełnych (linie ciągłe) i próbek o kołnierzach naciętych (linie przerywane). Wielkości liczbowe na rysunku oznaczają długości baz w milimetrach.

Pomimo uzyskania poprawy w dokładności pomiaru odkształcenia wskutek nacinania kołnierzy występujące jeszcze błędy są dość duże.

Porównanie krzywych na rys. 3.7 wskazuje, że wpływ nacięć na kołnierzach próbki powoduje efekt wzajemnego przybliżania się krzywych

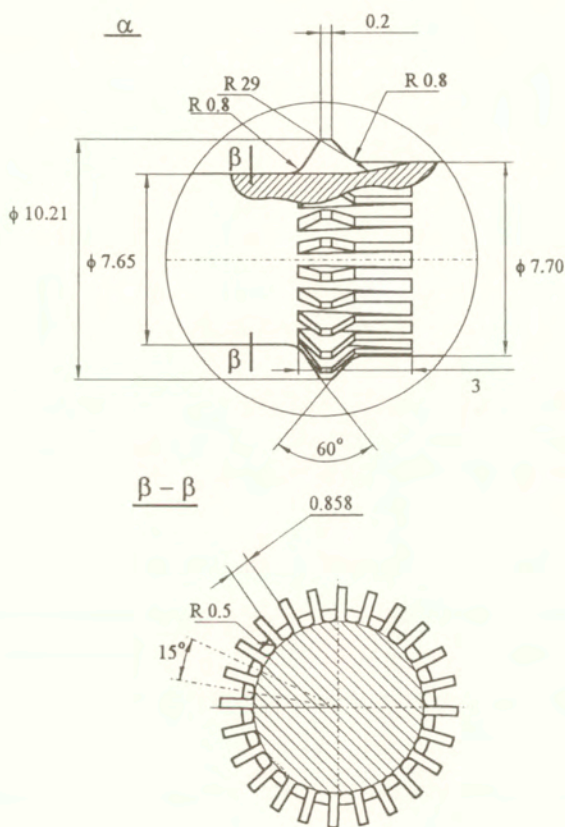
pełzania dla baz pomiarowych 10, 30 i 50 [mm], a zatem otrzymania węższych przedziałów rozrzutu dla ustalonych prędkości pełzania i żywotności.



Rys. 3.22 Zmiany parametru R w funkcji długości bazy pomiarowej, linie ciągłe oznaczają wyniki dla próbek o kołnierzach pełnych, linie przerywane - dla próbek o kołnierzach naciętych.

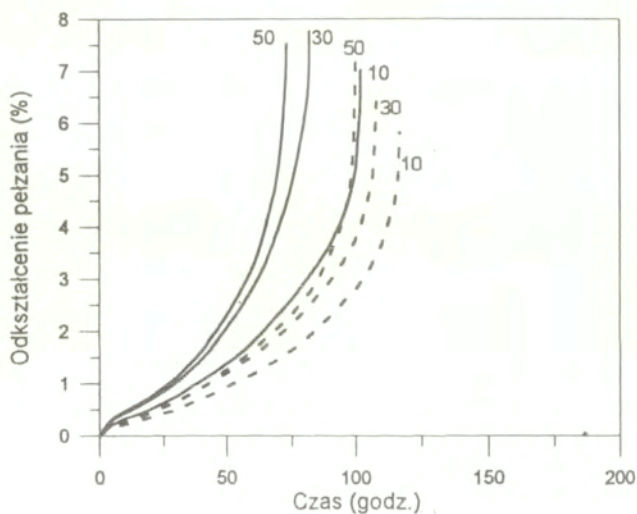
Z punktu widzenia badań zniszczenia przy obciążeniach cyklicznych, przy których głównie wykorzystuje się próbki o krótkich bazach, uzyskany stopień zgodności pomiędzy krzywymi w dalszym ciągu był niezadowalający. Pojawilo się zatem pytanie, co jest w dalszym ciągu główną przyczyną wzmocnienia w części pomiarowej próbki z naciętymi kołnierzami. Wstępne wyniki numeryczne, dotyczące modelowania próbek z różnymi średnicami po obu stronach części pomiarowej uzyskane przy pomocy metody elementów skończonych, wskazywały, że różnica pomiędzy wspomnianymi średnicami a średnicą na bazie pomiarowej generuje lokalnie złożone stany naprężenia. Ponieważ, jak wykazują

badania, proces pełzania silnie uzależniony jest od rodzaju stanu naprężenia, efekt ten znalazł swoje odbicie w zmniejszeniu obserwowanych doświadczalnie wielkości deformacji przy zniszczeniu próbki. Kierując się tymi spostrzeżeniami podjęto się zwiększenia dokładności badań pełzania przez dalszą modyfikację geometrii próbki. Polegała ona na zredukowaniu różnicy pomiędzy średnicą na bazie pomiarowej a średnicami części łączących się z końcówkami chwytowymi oraz na wydłużeniu nacięć na próbce, rys. 3.23.



Rys. 3.23 Modyfikacja strefy kołnierzy na próbce do badań pełzania.

W stosunku do starego, nowe rozwiązanie próbki zapewniało redukcję różnicy składowej naprężenia osiowego pomiędzy bazą a obszarem bezpośrednio na zewnątrz części pomiarowej z około 7% do około 1.3%. Wyniki z zastosowaniem nowej wersji próbki zamieszczono na rys. 3.24. Przedstawia on krzywe pełzania stopu aluminium uzyskane dla trzech długości pomiarowych 10, 30, 50 [mm], dla jednakowego poziomu naprężenia 250 [MPa] w temperaturze 423K. Wyniki wskazują, że chociaż nie uzyskano dalszego zawężenia przedziału żywotności (a wręcz nieznaczne jego rozszerzenie, co należy raczej przypisywać rozrzutowi wyników, typowemu dla prób pełzania) to jednak różnice w ustalonych prędkościach pełzania są mniejsze. Ponadto, zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi dla wszystkich rozpatrywanych baz pomiarowych uzyskano większe wartości odkształcenia.



Rys. 3.24 Krzywe pełzania dla próbki ze stopu aluminium o zmodyfikowanym kształcie strefy kołnierzy mocujących ekstensometr mechaniczny, rys. 3.23. Liniami przerywanymi oznaczono krzywe dla próbek z kołnierzami naciętymi o kształcie pokazanym na rys. 3.3c.

### 3.2 Wnioski

Aktualna technika pomiaru odkształceń w testach wysokotemperaturowych wymaga użycia próbek z kołnierzami przeznaczonymi do mocowania ekstensometru mechanicznego. Inne techniki, jak na przykład naklejanie wysokotemperaturowych rozet tensometrycznych, ze względu na znaczny koszt, tylko jednorazowe zastosowanie oraz ograniczony zakres pomiaru odkształcenia, są stosunkowo rzadko wykorzystywane.

Próbki z kołnierzami dają jednak zafałszowany obraz krzywych pełzania materiału. Aby efekt ten zminimalizować zaproponowano nową konstrukcję próbki, w której kołnierze zostały równomiernie nacięte na obwodzie. Zalety nowego rozwiązania próbki zostały potwierdzone doświadczalnie oraz teoretycznie za pomocą modelu odzwierciedlającego różne stany naprężenia w próbce przez kombinację płaskich i osiowosymetrycznych stanów naprężenia.

Porównanie krzywych pełzania dla baz pomiarowych 30 i 50 [mm] dla próbek z kołnierzami pełnymi i naciętymi wskazuje, że wspomniane charakterystyki układają się stosunkowo blisko siebie, zarówno w przypadku rezultatów doświadczalnych jak i teoretycznych. Świadczy to, że błędy wprowadzone przez kołnierze są małe w zestawieniu z mierzonymi wielkościami deformacji. Natomiast dla bazy 10 [mm] widoczna jest istotna różnica pomiędzy krzywymi pełzania dla próbki z kołnierzami standardowymi i naciętymi. Spowodowane jest to ograniczeniem obwodowych naprężeń ściskających w strefie kołnierzy na skutek wprowadzenia ich nacięć. Pomimo tak znacznej poprawy, krzywa pełzania dla tej bazy jest jeszcze zbyt odległa od krzywych dla długości pomiarowych 30 i 50 [mm] i dlatego konieczne są dalsze prace projektowe w tym zakresie.

Wprowadzona koncepcja dalszej poprawy wyników, przez redukcję średnic bezpośrednio graniczących z kołnierzami poza bazą, nie dała wystarczająco zadowalających rezultatów, chociaż spowodowała poprawę oceny ciągliwości przy pełzaniu badanego materiału.



Przeprowadzone doświadczenia wskazują, że w przypadku krótkich baz pomiarowych stosowanych przy testach z obciążeniami cyklicznymi i próbach pełzania należy używać próbek z kołnierzami naciętymi.

Na podkreślenie zasługuje także stosunkowo dobra zgodność wyników doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi modelowanymi z wykorzystaniem procedur numerycznych.

#### 4. ANALIZA EFEKTÓW UTRUDNIAJĄCYCH PORÓWNYWANIE WYNIKÓW BADAŃ PROCESU PEŁZANIA METALI

W poprzednim rozdziale analizowano czynniki związane z techniką doświadczalną, które mają istotny wpływ na rezultaty badań pełzania. Z rozważań tych można wyciągnąć wniosek, że przy zachowaniu jednakowej metodyki eksperymentalnej, tj. stosując próbki o jednakowych wymiarach, prowadząc próby na tych samych pełzarkach, oraz zapewniając jednakowe warunki testu, dla konkretnego rodzaju materiału należałoby spodziewać się wyników, które nie odbiegałyby od siebie w ramach zwykle obserwowanych rozrzutów, tym bardziej jeśli wyniki dotyczące podstawowych parametrów wytrzymałościowych są podobne.

Przeprowadzone badania na miedzi przez różnych autorów [79, 80, 95-97, 104-108, 207, 210, 212, 214] nie potwierdzają tej tezy. Pomimo niewielkich różnic w wartościach podstawowych parametrów wytrzymałościowych, jak granica plastyczności czy wytrzymałość doraźna, uzyskiwano diametralnie odmienne przebiegi charakterystyk pełzania. Niestety, autorzy prac badawczych procesu pełzania w większości nie przeprowadzali badań mikrostrukturalnych testowanych materiałów, która w zasadniczy sposób może wpłynąć na przebieg procesu pełzania [64] i stąd trudno jest stwierdzić co jest przyczyną tak drastycznych różnic w rezultatach, otrzymanych dla jednakowego rodzaju materiału testowanego w analogicznych warunkach. W poniższym rozdziale zagadnienie to zostanie szczegółowo przedyskutowane w ramach problemu porównywalności wyników z badań pełzania.

Pomijając technikę badawczą, na proces pełzania wpływa bardzo wiele czynników, które można najogólniej podzielić na czynniki makroskopowe oraz mikroskopowe. Wśród pierwszych najważniejszymi są np. wartość naprężenia, rodzaj stanu naprężenia, temperatura, czas, natomiast wśród drugich - rodzaj sieci krystalograficznej, wielkość ziarna, stopień czystości materiału i wiele innych.

Jak wspomniano wcześniej, nie każdy z przeprowadzonych programów badawczych procesu pełzania obejmował badania mikrostruktury i stąd trudno jest ocenić przyczynę otrzymanych rozbieżności. W przypadku badań jednakowego materiału może to być na przykład wielkość ziarna lub stopień czystości materiału. Badania przeprowadzone w wielu znanych laboratoriach wykazały, że wzrost wielkości ziarna w czystych metalach i w stopach jednofazowych powoduje zwiększenie odporności na pełzanie [6], co w opisach teoretycznych znalazło odbicie w założeniu, że prędkość pełzania jest odwrotnie proporcjonalna do średnicy ziarna, a nawet do kwadratu tej wielkości. Jednakże w niektórych badaniach obserwowano przeciwny efekt, tzn. prędkość pełzania wzrastała proporcjonalnie do wielkości ziarna. Tego rodzaju zachowanie występowało przy wysokich prędkościach deformacji [6]. W przypadku bardziej złożonych stopów metali wpływ wielkości ziarna jest zamaskowany przez różnego rodzaju wtrącenia i stąd trudny do zaobserwowania. Tym niemniej w długoterminowych próbach pełzania wykazano także, że wzrost wymiaru ziarna powoduje obniżenie prędkości odkształcenia.

Nagromadzenie dużej ilości danych doświadczalnych dla konkretnych materiałów wymaga odpowiednich metod ich opracowania. Jedną z nich jest koncepcja Ashby'ego [3, 6]. Na podstawie dostępnych wyników doświadczalnych wprowadził tzw. mapy mechanizmów odkształcenia materiału opisujące podstawowe mikromechanizmy sterujące deformacją ciała, jak np. poślizg linii dyslokacyjnych, poślizg z uwzględnieniem wspinania dyslokacji, płynięcie dyfuzyjne, przemieszczanie ziaren na skutek poślizgu międzykrystalicznego, bliźniakowanie deformacyjne i wiele innych.

W niniejszym rozdziale pracy podjęto się przedyskutowania problemu wpływu wielkości ziarna miedzi na proces pełzania w warunkach jednoosiowego rozciągania w oparciu o rezultaty badań własnych (Kowalewski [120]). Na podstawie danych literaturowych rozważania poszerzono także o wyniki dla innych materiałów.

## 4.1 Wpływ wymiaru ziarna na proces pełzania miedzi przy jednoosiowym rozciąganiu

### 4.1.1 Materiał, próbka, stanowisko pomiarowe

Badanym materiałem była czysta miedź elektrolityczna M1E o zawartości Cu 99,9%, przy czym próbki wykonywano z dwóch różnych partii prętów. Materiał poddano obróbce cieplnej polegającej na wyżarzaniu próbek przez okres dwóch godzin w temperaturze 673 K, po czym następowało chłodzenie razem z piecem. Miedź z pierwszej partii po wyżarzaniu posiadała ziarno o wymiarze  $d=0.04$  [mm], rys. 4.1, natomiast z drugiej  $d=0.12$  [mm], rys. 4.2.

W badaniach pełzania stosowano próbki o przekroju kołowym, których geometria zilustrowana jest na rys. 4.3.

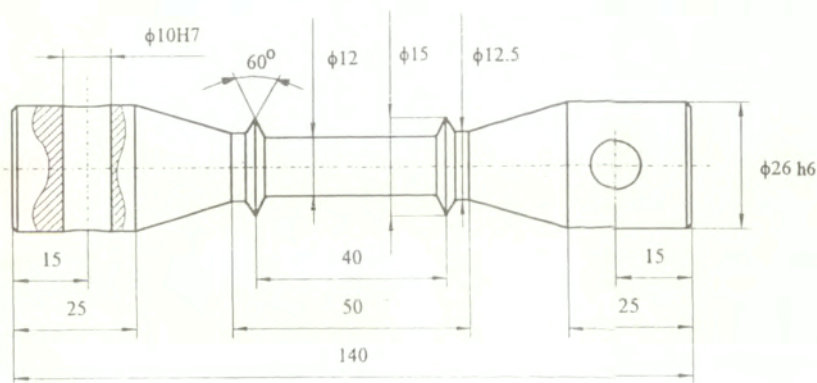
Badania przeprowadzono na pełzarce, której szczegółowy opis zawiera praca [108].



Rys. 4.1 Mikrostruktura miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.04$  [mm].



Rys. 4.2 Mikrostruktura miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.12$  [mm].



Rys. 4.3 Próbką.

#### 4.1.3 Program badań

Badania obejmowały doświadczenia pełzania materiału przy jednoosiowym rozciąganiu w temperaturze 573K. Próby prowadzono przy dwóch

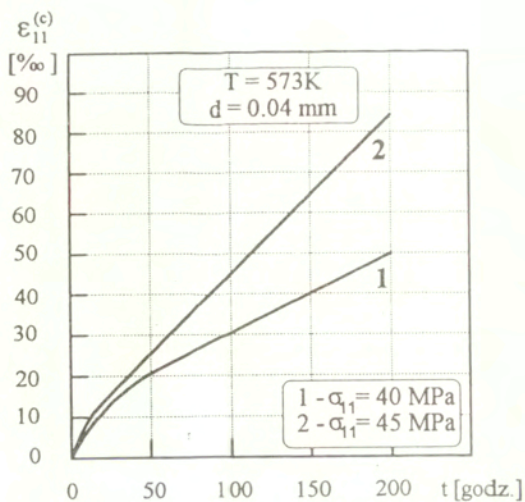
poziomach naprężenia  $\sigma_{11} = 40$  [MPa] oraz  $\sigma_{11} = 45$  [MPa], które były niższe od granicy plastyczności miedzi w temperaturze 573K. Dla miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.04$  [mm] umowna granica plastyczności  $R_{0.2}$  w temperaturze 573K wynosiła 50[MPa], natomiast dla miedzi o  $d=0.12$  [mm] 55 [MPa]. Tak samo zdefiniowana granica plastyczności w temperaturze pokojowej wynosiła odpowiednio 76 i 68 [MPa].

#### 4.1.4 Rezultaty oraz ich dyskusja

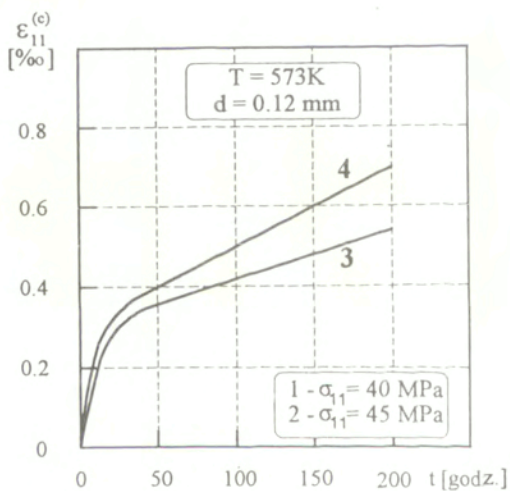
Na rys. 4.4 przedstawiono krzywe pełzania miedzi o wielkości ziarna  $d=0.04$  [mm], natomiast na rys. 4.5 krzywe pełzania miedzi o wielkości ziarna  $d=0.12$  [mm]. Z wielkości odkształceń oraz z przebiegu charakterystyk wynika, że wielkość ziarna odgrywa istotną rolę w procesie pełzania miedzi. Różnica w uzyskanych prędkościach pełzania ustalonego badanych partii miedzi sięga dwóch rzędów przy jednakowym poziomie naprężenia, tabela 4.1.

Tabela 4.1. Wyniki prób pełzania dla miedzi o wymiarach ziarna  $d=0.04$  [mm] i  $d=0.12$  [mm]

Numer próbki	Poziom naprężenia [MPa]	$d = 0.04$ [mm]
		$\dot{\epsilon}_{11}^{(min)}$ $\times 10^{-10}$ [1/s]
1	40	560
2	45	1060
		$d = 0.12$ [mm]
3	40	6.0
4	45	10.0

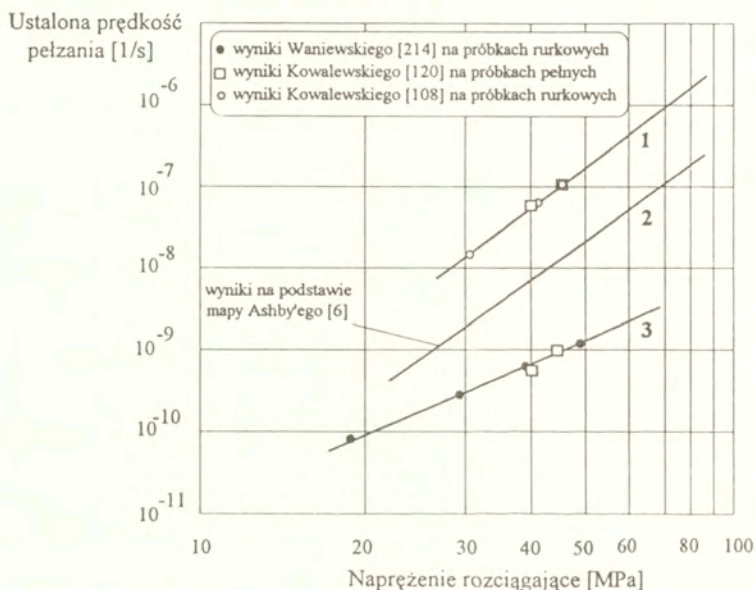


Rys. 4.4 Krzywe pełzania dla miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.04$  [mm].



Rys. 4.5 Krzywe pełzania dla miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.12$  [mm].

Wyniki te korelują z wcześniej otrzymanymi rezultatami dla dwóch rodzajów cienkościennych próbek rurkowych, wykonanych z miedzi o wymiarze ziarna 0.04 mm [104-108] oraz 0.12 mm [212, 214]. Badania zamieszczone w niniejszej pracy stanowią ich uzupełnienie. Testy przeprowadzono tym razem na próbkach o jednakowym kształcie, ażeby wyeliminować możliwość wpływu geometrii próbki na wyniki doświadczeń. Na rys. 4.6 przedstawiono porównanie wyników badań przeprowadzonych na próbkach pełnych oraz uzyskanych wcześniej na cienkościennych próbkach rurkowych.

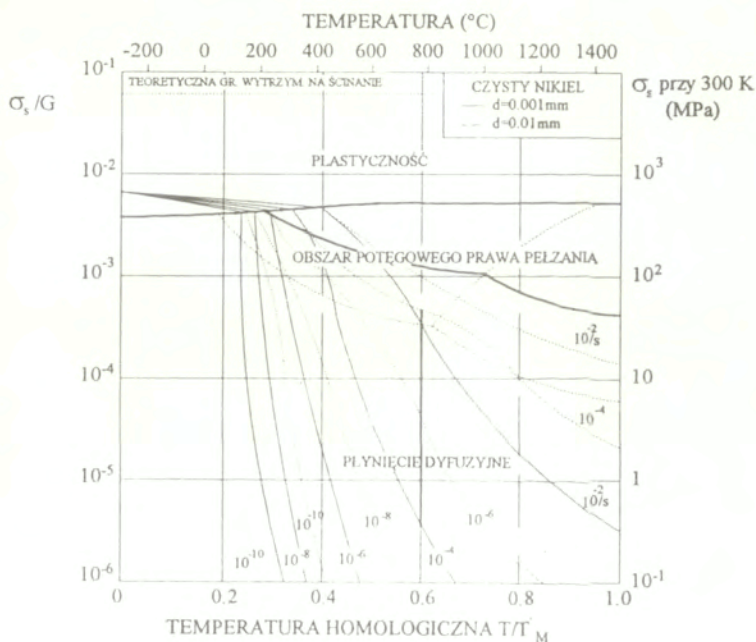


Rys. 4.6 Zmiany ustalonej prędkości pełzania miedzi dla różnych wymiarów ziarna w zależności od poziomu naprężenia, (1) -  $d = 0.04$  mm, (2) -  $d = 0.1$  mm, (3) -  $d = 0.12$  mm.

Wpływ wielkości ziarna na przebieg procesu deformacji był jednym z zagadnień omawianych w monografii Ashby'ego i Frosta [6]. Autorzy rozważali ten problem na przykładzie czystego niklu. Na rys. 4.7 przedstawiono nałożone



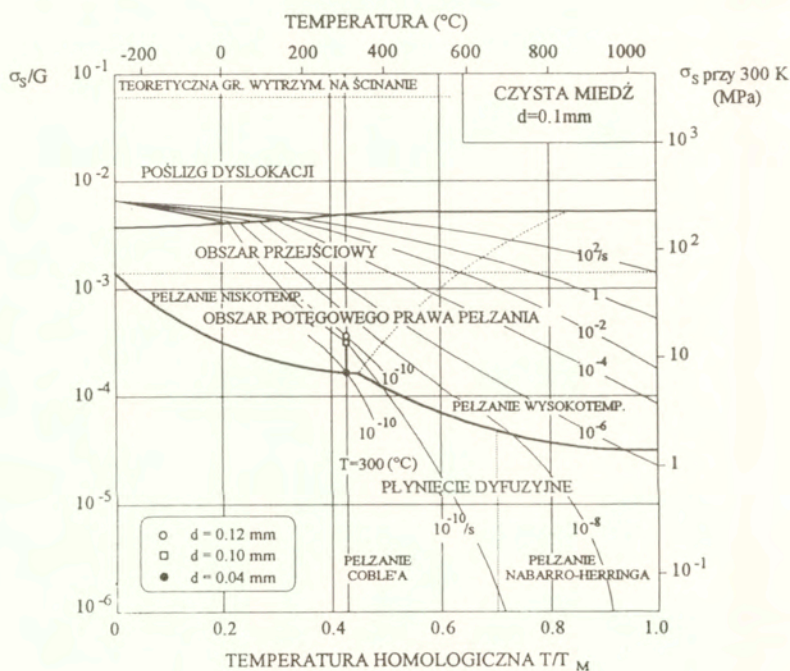
na siebie dwie mapy mechanizmów deformacyjnych niklu, jedna dla materiału o ziarnie  $d = 1$  [ $\mu\text{m}$ ], druga dla materiału o ziarnie  $d = 10$  [ $\mu\text{m}$ ]. Ze schematu tego wynika, że wzrost wielkości ziarna niklu powoduje znaczny spadek prędkości pełzania. Na zamieszczonej mapie przedstawiono przykładowo stopień zmian prędkości deformacji dla temperatury  $T/T_m = 0.6$ , gdzie  $T_m$  jest absolutną temperaturą topnienia danego materiału. Odcinek pionowy łączący obliczone jednakowe prędkości deformacji dla niklu o wymiarze ziarna  $d = 1$  [ $\mu\text{m}$ ] i  $d = 10$  [ $\mu\text{m}$ ] stanowi miarę wpływu wielkości ziarna na prędkość deformacji pełzania wyrażoną przez naprężenia. Podobny efekt uzyskano dla czystego cynku [148], chociaż różnice w prędkościach pełzania nie były tak drastycznie różniące się.



Rys. 4.7 Porównanie map mechanizmów deformacyjnych niklu przy dwóch różnych wielkościach ziarna.

Rysunek 4.7 ilustruje również wpływ wymiaru ziarna na wielkość poszczególnych obszarów reprezentujących określone mechanizmy płynięcia. W przypadku niklu wzrost wielkości ziarna powoduje rozszerzenie zakresu potęgowego prawa pelzania.

Korzystając z mapy mechanizmów deformacyjnych miedzi [6], rys. 4.8, otrzymaną dla wielkości ziarna  $d=0.1$  [mm], możemy przeanalizować uzyskane rezultaty doświadczalne oraz mechanizmy sterujące odkształcaniem miedzi, a także określić na niej wpływ wielkości ziarna na ustaloną prędkość pelzania w temperaturze 573K.



Rys. 4.8 Mapa mechanizmów deformacyjnych miedzi.

Zamieszczona mapa stanowi wykres o osiach naprężenie odniesienia - temperatura homologiczna, który przedstawia obszary naprężenia i temperatury dominujących mechanizmów odkształcenia. Wykres ten wyraża zależność pomiędzy trzema zmiennymi makroskopowymi - naprężeniem, temperaturą oraz prędkością odkształcenia. Jeśli mamy wyspecyfikowaną parę zmiennych, wówczas mapa może służyć do określania trzeciej zmiennej. Do sporządzenia konstrukcji map posługiwano się równaniami prędkości otrzymanymi na podstawie jednego lub kilku mikroskopowych modeli fizycznych.

W górnej części wykresu wykreślono teoretyczną granicę wytrzymałości na ścinanie, powyżej której następuje natychmiastowe zniszczenie, nawet dla materiału o idealnej strukturze krystalicznej. Przyjmuje się, że wartość tej granicy w zależności od struktury krystalicznej waha się w granicach  $G/20 - G/10$ , gdzie  $G$  - jest modulem ścinania, i jest praktycznie niezależna od temperatury.

Poniżej granicy idealnej wytrzymałości na ścinanie rozciąga się obszar płynięcia poprzez ruch dyslokacji możliwy tylko wówczas, gdy dostępna jest odpowiednia ilość niezależnych systemów poślizgu.

Kolejne pola map dotyczą mechanizmów odkształcenia sterujących zjawiskiem pełzania.

Pole nazwane "obszarem przejściowym" obejmuje zakresy temperatur i naprężeń, dla których płynięcie odbywa się jednocześnie na skutek poślizgu oraz wspinania dyslokacji, przy czym wzrost obciążeń powoduje przewagę poślizgu.

Natomiast pole określone mianem "potęgowe prawo pełzania" reprezentuje mechanizm płynięcia, w którym dominującą rolę odgrywa proces wspinania dyslokacji. Zjawisko to jest charakterystyczne dla podwyższonych temperatur. Jeśli dyslokacja napotka na swojej drodze przeszkodę, wówczas może nastąpić wspinanie umożliwiające ich ominięcie i w efekcie poślizg do kolejnej grupy barier, gdzie wspomniany proces zachodzi od nowa. Opisany mechanizm oparty jest, podobnie jak dla poprzedniego pola, na poślizgu dyslokacji. Od wielkości tego poślizgu zależy wartość całkowitego odkształcenia, z tym że

średnia prędkość deformacji określona jest przez etap wspinania. Mechanizmy bazujące na tego typu procesach szerzej opisane są przez Weertmana [215, 216]. W obszarze potęgowego prawa pełzania autorzy mapy przyjęli równanie prędkości pełzania ustalonego w postaci

$$(4.1) \quad \dot{\epsilon}^{(\min)} = \frac{AD_{\text{eff}}Gb}{kT} \left( \frac{\sigma_s}{G} \right)^n,$$

gdzie

A - parametr materiałowy

k - stała Boltzmana

b - długość wektora Burgersa

$D_{\text{eff}}$  - współczynnik efektywności dyfuzji.

Równanie (4.1) uwzględnia dwie możliwości. W temperaturach  $T/T_m > 0.5$  i przy niskich naprężeniach wspinanie sterowane jest głównie przez proces dyfuzji sieciowej i na mapie odzwierciedla to obszar pełzania wysokotemperaturowego. Natomiast przy niższych temperaturach  $T/T_m < 0.5$  i wyższych naprężeniach dominuje dyfuzja rdzeniowa, co na mapie odpowiada pełzaniu niskotemperaturowemu. W przypadku mechanizmu pełzania wysokotemperaturowego zależność prędkości od naprężenia wyraża się zależnością w postaci  $\dot{\epsilon} = f(\sigma_s^n)$ , a dla mechanizmu pełzania niskotemperaturowego  $\dot{\epsilon} = f(\sigma_s^{n+2})$ .

Ostatnie pole mapy przedstawionej na rys. 4.8 zajmuje obszar płynięcia opartego głównie na procesach dyfuzyjnych. Przyłożone naprężenie powoduje w polikryształach zmianę potencjału chemicznego atomów ( $P_H$ ) na powierzchniach ziaren, przy czym ciśnienie hydrostatyczne zmienia  $P_H$  w każdym miejscu o jednakową wartość, a składowa dewiatorowa wprowadza gradient potencjału poprzez nierównomierną zmianę  $P_H$  na powierzchniach poszczególnych ziaren. W wysokich temperaturach wspomniana różnica potencjałów stymuluje powstanie dyfuzyjnego strumienia materii przez powierzchnie ziaren lub wzdłuż

ich granic prowadząc do deformacji ciała. Prezentowana mapa uwzględnia dwa przypadki. W zakresie wysokich temperatur przekraczających  $0.7T_m$  prędkość deformacji kontrolowana jest przez dyfuzję sieciową. Wynikające stąd płynięcie znane jest pod nazwą pełzania Nabarro-Herringa [81, 162]. Dla wysokich temperatur z przedziału  $0.5 - 0.7 T_m$  kontrolę nad prędkością spełnia głównie dyfuzja międzykrystaliczna, a zachodzące zjawisko nosi nazwę pełzania Coble'a [30]. Oba przypadki mają zastosowanie do materiałów polikrystalicznych pod warunkiem założenia całkowitego zablokowania ruchu dyslokacji. Opisana sytuacja występuje przy niskich poziomach naprężenia.

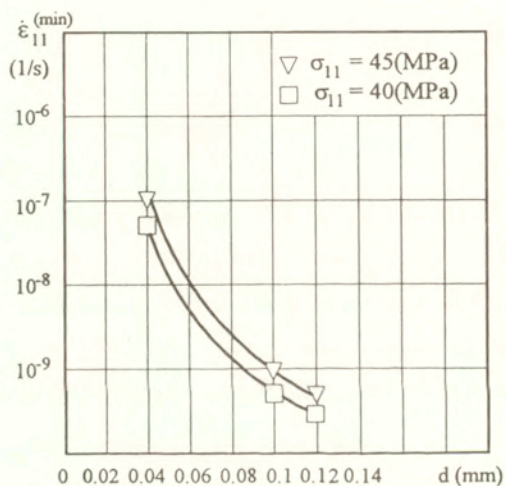
Warunki przeprowadzonych badań w ramach niniejszej pracy można nanieść na mapie zamieszczonej na rys. 4.8. Wynika z nich, że dla miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.1$  [mm] prędkość pełzania przy poziomie intensywności naprężenia 40 [MPa] wynosi  $85 \times 10^{-10}$  [1/s], natomiast przy 45 [MPa] jest  $150 \times 10^{-10}$  [1/s].

Prezentowana mapa nie uwzględnia wpływu wymiaru ziarna na wartość ustalonej prędkości pełzania. Wykonane badania pozwalają ten wykres uzupełnić, właśnie przez uwzględnienie wielkości ziarna, jedynie jednak dla temperatury 573K. Każda krzywa odpowiadająca danej ustalonej prędkości pełzania w zależności od wymiaru ziarna może zmieniać swój przebieg. Stąd dla materiału o znanych wielkościach ziarna, w oparciu o uzyskane wyniki doświadczalne, możemy określić na mapie obszar wyznaczający konkretną wartość prędkości. Ustalone prędkości pełzania w temperaturze 573K dla miedzi o wymiarze ziarna  $d=0.04$  [mm] i  $d=0.12$  [mm] można obliczyć dla dowolnego poziomu naprężenia korzystając z prawa Nortona w postaci:

$$(4.2) \quad \dot{\epsilon}_{11}^{(\min)} = \dot{\epsilon}_0 \left( \frac{\sigma_{11}}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie  $\dot{\epsilon}_0, \sigma_0, n$  są stałymi materiałowymi wyznaczonymi na podstawie zrealizowanego programu, z uwzględnieniem wcześniejszych wyników dotyczących rozpatrywanych materiałów zawartych w pracach [108, 214], tabela 4.2.

Na rys. 4.8 przykładowo przedstawiono jak zmiana wielkości ziarna od  $d=0.04$  [mm] do  $d=0.12$  [mm] wpływa na przebieg charakterystyki prędkości o wartości  $10^{-10}$  [1/s] przy temperaturze 573K. Pogrubiony odcinek prostej, łączący punkty odpowiadające prędkości pełzania  $10^{-10}$  [1/s] dla materiału gruboziarnistego (jasne kółko) i drobnoziarnistego (ciemne kółko), przedstawia wpływ wielkości ziarna miedzi w temperaturze 573K wyrżony przez naprężenia.



Rys. 4.9 Wykres zmian ustalonej prędkości pełzania w funkcji wielkości ziarna.

W celu obrazowego przedstawienia wpływu wymiaru ziarna na ustaloną prędkość pełzania na rys. 4.9 zamieszczono wykresy  $\dot{\epsilon}_{11}^{(min)} = f(d)$  dla dwóch

poziomów naprężenia 40 oraz 45 [MPa]. Wynika z nich, że ze wzrostem wielkości ziarna prędkość pełzania wyraźnie maleje. Korzystając z mapy

Tabela 4.2. Stałe materiałowe dwóch rodzajów badanej miedzi

d = 0.04 [mm]			d = 0.12 [mm]		
$\sigma_0$	$\dot{\epsilon}_0$	n	$\sigma_0$	$\dot{\epsilon}_0$	n
[MPa]	[1/s]	-	[MPa]	[1/s]	-
40	$5.6 \times 10^{-8}$	5.45	40	$6 \times 10^{-10}$	3.5

mechanizmów deformacyjnych dla czystej miedzi możemy podjąć się interpretacji otrzymanych rezultatów. Zakres przyjętych wielkości naprężenia i temperatury w badaniach pełzania odpowiada na mapie obszarowi potęgowego prawa pełzania, w którym dominującym mechanizmem jest poślizg z uwzględnieniem wspinania dyslokacji. Zgodnie z prezentowaną mapą dla miedzi o wielkości ziarna 0.1 [mm] w obu przypadkach rozpatrywanego w niniejszej pracy materiału znajdujemy się w obszarze, w którym dominuje jednakowy mechanizm odkształcenia (pełzanie niskotemperaturowe), a zatem powinniśmy otrzymać równe prędkości pełzania ustalonego przy tym samym naprężeniu. Otrzymane rezultaty świadczą jednak, że tak nie jest. Biorąc pod uwagę rozważania przeprowadzone dla niklu [6] należy zauważyć, że zmiany wielkości ziarna powodują zmiany zakresów dominacji poszczególnych mechanizmów deformacyjnych. Dla miedzi w narzuconych warunkach znajdujemy się bardzo blisko granicy rozdzielającej w obszarze potęgowego prawa pełzania mechanizm pełzania niskotemperaturowego od mechanizmu pełzania wysokotemperaturowego. Zatem niewielka stosunkowo zmiana wymiaru ziarna może spowodować zmianę przebiegu wspomnianej granicy. Tak rozumując możemy powiedzieć, że uzyskane wyniki wskazują, iż w przypadku miedzi drobnoziarnistej przeważa mechanizm pełzania niskotemperaturowego, natomiast

dla gruboziarnistej - mechanizm pełzania wysokotemperaturowego. Brak danych doświadczalnych dla badanej miedzi w innych temperaturach nie pozwala pełniej zweryfikować tych rozważań. Na podstawie posiadanego materiału eksperymentalnego nie da się bowiem ustalić zmian granicy obszarów pełzania wysokotemperaturowego i niskotemperaturowego. Wydaje się jednak, że nie jest to konieczne dla zinterpretowania otrzymanych rezultatów. Wyniki wskazują, że przy pełzaniu miedzi w konkretnie narzuconych warunkach deformacja zachodzi przy dominacji więcej niż jednego mechanizmu odkształcenia, a zmiana wielkości ziarna powoduje jego ujawnienie. Na proces pełzania w istotny sposób może wpływać także mechanizm poślizgu po granicach ziaren [58, 63, 125, 198]. Zwłaszcza dla temperatur wyższych od  $0.4T_m$  udział tego mechanizmu w całkowitym odkształceniu materiału polikrystalicznego może być bardzo duży. W wielu materiałach w temperaturach rzędu  $0.4-0.5 T_m$  następuje odwrócenie zależności naprężenia od wielkości ziarna. Punkt ten stanowi definicję tzw. temperatury ekwikohezyjnej ( $T_e$ ), tj. temperatury w której próbki z materiału drobnoziarnistego i gruboziarnistego mają tę samą wartość wytrzymałości na rozciąganie i szybkość pełzania. Powyżej temperatury ekwikohezyjnej materiał drobnoziarnisty wykazuje niższą wytrzymałość, poniżej wyższą niż materiał gruboziarnisty. Otrzymane rezultaty wskazują, że temperatura badań przekraczała temperaturę ekwikohezyjną i stąd prędkości pełzania uzyskane dla materiału drobnoziarnistego są znacznie większe niż dla miedzi gruboziarnistej, wykazując tendencję do zachowania nadplastycznego, na które wywierają duży wpływ właśnie procesy przebiegające na granicach ziarn.

#### 4.1.5 Wnioski

W rozdziale tym zwrócono uwagę na efekty strukturalne w materiałach, mogące istotnie wpływać na rezultaty prób pełzania. Szczegółowe rozważania ograniczono jednak do analizy jednego z nich, a mianowicie wpływu wymiaru



ziarna. Testy pełzania oraz badania metalograficzne przeprowadzono na miedzi o dwóch wielkościach ziarna w warunkach jednoosiowego rozciągania.

Z uzyskanych rezultatów wynika, że wielkość ziarna odgrywa istotną rolę w procesie pełzania. W przypadku badanej miedzi 3-krotny wzrost wielkości ziarna powodował zmniejszenie ustalonej prędkości pełzania sięgające ponad dwa rzędy przy jednakowym poziomie naprężenia.

Zmiana wymiaru ziarna powoduje zmiany granic obszarów dominacji poszczególnych mechanizmów płynięcia. Dla miedzi w rozważanych warunkach obowiązuje obszar potęgowego prawa pełzania [6], w którym zasadniczymi mechanizmami odkształcenia są poślizg oraz wspinanie dyslokacji.

Uzyskane wyniki mogą stanowić w pewnym stopniu uzasadnienie tak często obserwowanych różnic w rezultatach otrzymywanych dla jednakowych materiałów testowanych w tych samych warunkach. Rozumowanie to odnosi się także do wyników stopu aluminium, które przedstawiano w rozdziale drugim i trzecim niniejszej pracy. W rozdziale drugim testowano stop aluminium w stanie dostawy, natomiast w rozdziale trzecim ten sam stop po kilkunastoletnim starzeniu. Oba programy zawierały po dwie próby przeprowadzone w analogicznych warunkach, tj. przy poziomie naprężenia 241.3 i 262.0 [MPa]. Rezultaty różnią się jednak wyraźnie (rys. 2.3 i rys. 3.5), wskazując że nastąpiły przemiany strukturalne w materiale. Niestety, nie przeprowadzono badań metalograficznych i stąd nie można wyciągać jednoznacznych wniosków.

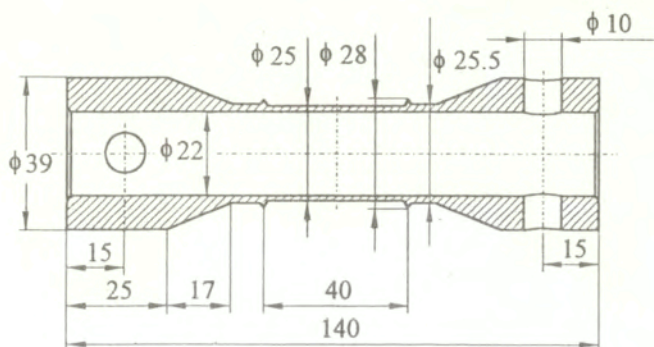
## 5. DOŚWIADCZALNA OCENA WPLYWU RODZAJU STANU NAPRĘŻENIA NA CHARAKTERYSTYKI PEŁZANIA MIEDZI W TEMPERATURZE 523 K

Zdecydowana większość badań pełzania do zniszczenia wykonywana jest w warunkach jednoosiowych stanów naprężenia [59, 138, 166, 185]. Wyniki tych testów są następnie wykorzystywane do wyznaczania stałych materiałowych występujących w rozmaitych teoretycznych modelach konstytutywnych, mających precyzyjnie odzwierciedlać przebieg procesu pełzania rozpatrywanego materiału. Modele te często są uogólniane przy założeniu izotropii badanego ośrodka na wieloosiowe stany naprężenia [57, 73, 100, 167]. Tymczasem w praktyce rzadko mamy do czynienia z materiałami izotropowymi, ponieważ procesy wytwórcze stosowane do wyprodukowania półfabrykatów takich jak: pręty, rury, blachy i wiele innych, wprowadzają anizotropię własności, której często nie jest w stanie usunąć żadna późniejsza obróbka cieplna. Czasami również można się spotkać z taką sytuacją, że badany materiał jest izotropowy w sensie parametrów plastyczności, takich jak granica plastyczności czy wytrzymałość doraźna, natomiast wykazuje cechy anizotropowe przy pełzaniu [112, 114-116]. W takich sytuacjach wykonanie tylko jednoosiowych testów pełzania dla wyznaczenia stałych materiałowych, występujących w modelu konstytutywnym opisującym zachowanie materiału dla złożonego stanu naprężenia, może prowadzić do bardzo poważnych błędów. W niniejszym rozdziale pracy przedstawione zostaną wyniki testów pełzania w warunkach płaskiego stanu naprężenia dla miedzi elektrolitycznej M1E, charakteryzującej się izotropowymi własnościami mechanicznymi w sensie umownej granicy plastyczności  $R_{0,2}$ , modułu Younga oraz granicy wytrzymałości doraźnej.

### 5.1 Dane o badanym materiale oraz opis procedury doświadczalnej

Badaniom poddano miedź elektrolityczną M1E o zawartości Cu 99.9%. Materiał został wyżarzony w temperaturze 673 K przez okres dwóch godzin a

następnie podlegał studzeniu razem z piecem, po czym był starzony przez okres pięciu lat w temperaturze pokojowej. Badania pełzania prowadzono na cienkościennych próbkach rurkowych, rys. 5.1, przy użyciu dwuosiowej pełzarki dającej możliwość realizacji płaskiego stanu naprężenia poprzez jednoczesne obciążanie próbek momentem skręcającym i siłą osiową w warunkach podwyższonej temperatury (523K). Szczegółowy opis urządzenia zamieszczony jest w pracy [108], natomiast informacje dotyczące przyjętej techniki pomiarowej w [208].



Rys. 5.1 Próbka.

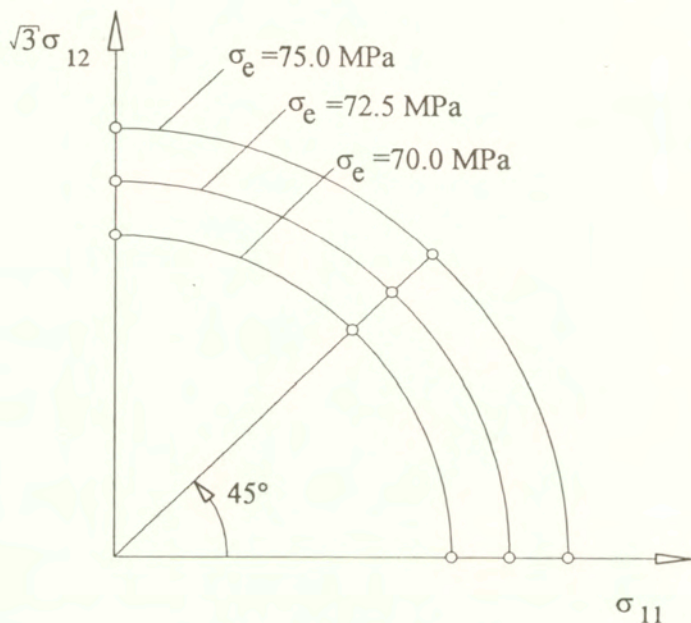
Program badań obejmował doświadczenia pełzania do zniszczenia dla miedzi poddawanej stanom naprężenia wynikającym z różnych kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego przy trzech poziomach intensywności naprężenia  $\sigma_e = 70.0; 72.5; 75.0$  [MPa], zdefiniowanego związkiem:

$$(5.1) \quad \sigma_e = \left( \frac{3}{2} S_{ij} S_{ij} \right)^{\frac{1}{2}} = (\sigma_{11}^2 + 3\sigma_{12}^2)^{\frac{1}{2}},$$

gdzie  $S_{ij}$  - dewiator naprężenia,  $\sigma_{11}$  - naprężenie osiowe,  $\sigma_{12}$  - naprężenie tnące, co schematycznie zilustrowano na rys. 5.2. Dla każdego poziomu naprężenia

wykonywano próby pełzania przy rozciąganiu, skręcaniu i przy kombinacji obciążeń dla tych kierunków, odpowiadającej w dwuwymiarowej przestrzeni naprężeń  $(\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$  punktom położonym na prostoliniowej trajektorii, której nachylenie do osi naprężenia  $\sigma_{11}$  wynosiło  $\Theta_{\sigma} = 45^{\circ}$ . Kąt ten był określony zależnością:

$$(5.2) \quad \Theta_{\sigma} = \arctg\left(\frac{\sqrt{3}\sigma_{12}}{\sigma_{11}}\right).$$



Rys. 5.2 Program prób pełzania.

Obciążenia przykładano do próbki po 24 godzinach od chwili osiągnięcia docelowej temperatury badań 523 K. Badania prowadzono aż do zniszczenia próbek, uzyskując w rezultacie całkowity przebieg charakterystyk pełzania. Wszystkie testy pełzania wykonane zostały przy poziomie naprężenia niższym od umownej granicy plastyczności  $R_{0.2}$  dla miedzi w rozpatrywanej temperaturze,

wynoszącej 76 [MPa] i stąd całkowita deformacja w próbach stanowiła sumę odkształceń sprężystych  $\varepsilon_{ij}^{(e)}$  oraz pelzania  $\varepsilon_{ij}^{(c)}$

$$(5.3) \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(e)} + \varepsilon_{ij}^{(c)}$$

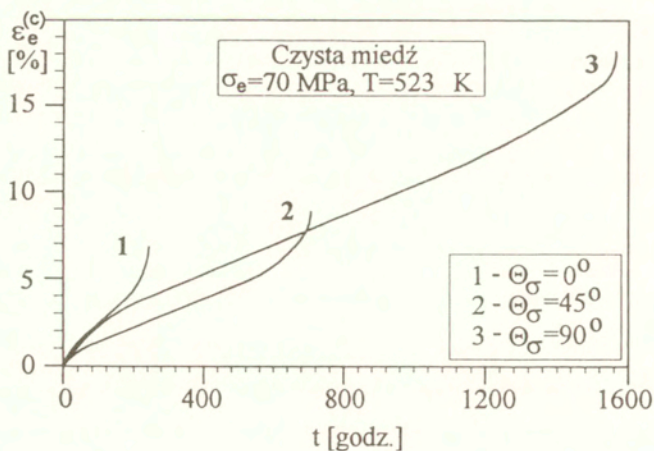
## 5.2 Wyniki testów pelzania oraz ich dyskusja

Krzywe pelzania do zniszczenia dla badanej miedzi elektrolitycznej prezentowane są na rys. 5.3; 5.4; 5.5. Na rys. 5.3 przedstawiono charakterystyki pelzania dla stanów naprężenia odpowiadających jednoosiowemu rozciąganiu, kombinacji rozciągania i skręcania oraz czystemu skręcaniu przy intensywności naprężenia  $\sigma_e = 70.0$  [MPa]. Rysunki 5.4 i 5.5 pokazują krzywe otrzymane dla takich samych rodzajów stanów naprężenia, odpowiednio dla intensywności naprężenia  $\sigma_e = 72.5$  [MPa] i  $\sigma_e = 75.0$  [MPa]. Na rys. 5.3; 5.4; 5.5 osie rzędne wyrażają ekwiwalentne odkształcenia pelzania zdefiniowane następującą zależnością:

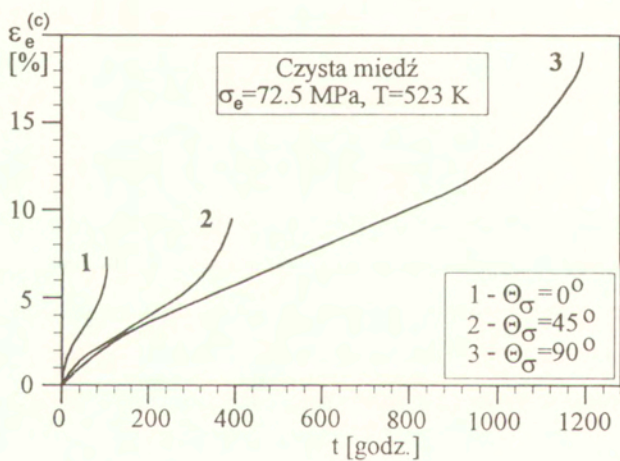
$$(5.4) \quad \varepsilon_e^{(c)} = \left( \frac{2}{3} \varepsilon_{ij}^{(c)} \varepsilon_{ij}^{(c)} \right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\varepsilon_{11}^2 + \left( \frac{4}{3} \right) \varepsilon_{12}^2}$$

gdzie  $\varepsilon_{11}$  jest odkształceniem osiowym, a  $2\varepsilon_{12}$  jest odkształceniem postaciowym, natomiast osie odcięte reprezentują czas.

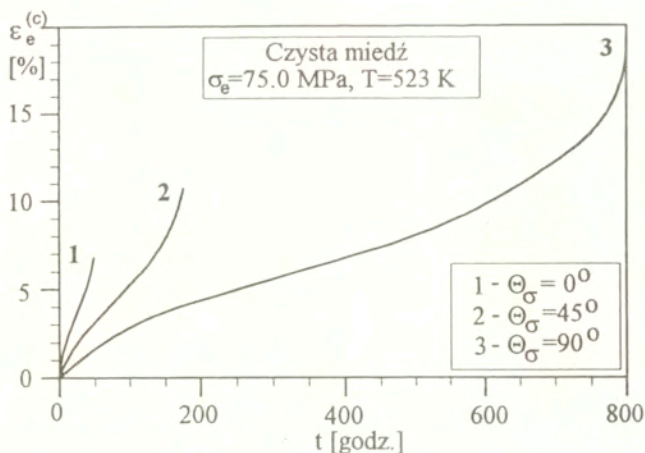
Dla wszystkich rozpatrywanych poziomów naprężenia charakterystyki pelzania, otrzymane dla jednakowej intensywności naprężenia, lecz przy odmiennym rodzaju obciążenia, różnią się bardzo drastycznie. We wszystkich



Rys. 5.3 Krzywe pełzania dla różnych stanów naprężenia przy  $\sigma_e = 70.0 \text{ MPa}$ .



Rys. 5.4 Krzywe pełzania dla różnych stanów naprężenia przy  $\sigma_e = 72.5 \text{ MPa}$ .



Rys. 5.5 Krzywe pełzania dla różnych stanów naprężenia przy  $\sigma_e = 75.0 \text{ MPa}$ .

przypadkach najkrótszą żywotność, a jednocześnie najmniejszą ciągliwość wykazywały próbki rozciągane. Efekt przeciwny towarzyszył próbom przy czystym skręcaniu. Należy podkreślić, że różnice w przebiegu krzywych pełzania otrzymane wskutek zastosowania odmiennego typu obciążenia są bardzo wyraźne i poniżej zostaną syntetycznie omówione.

### 5.2.1 Pierwszy okres pełzania

Odmienność w przebiegu charakterystyk pełzania ujawnia się już w pierwszym okresie procesu, kiedy prędkość deformacji stopniowo maleje. Różnice te najwygodniej jest zidentyfikować na wykresie długości pierwszego etapu pełzania w funkcji kąta  $\Theta_{\sigma}$  definiującego rodzaj stanu naprężenia, rys. 5.6. Jak widać, najkrócej trwało osiągnięcie minimalnej prędkości pełzania przy próbach rozciągania, najdłużej przy testach skręcania. Stosunek długości pierwszego etapu pełzania w próbie skręcania do tej wielkości uzyskanej przy jednoosiowym rozciąganiu wykazywał tendencję wzrostu wraz ze zwiększaniem się poziomu naprężenia i wynosił 5.2 dla  $\sigma_e = 70.0 \text{ MPa}$  oraz 10.7 dla  $\sigma_e = 75.0 \text{ MPa}$ . Dla każdego rodzaju stanu naprężenia, określonego przez kąt

$\Theta_{\sigma}$ , otrzymano wyraźny spadek czasu trwania pierwszego okresu pełzania wraz ze wzrostem poziomu naprężenia.

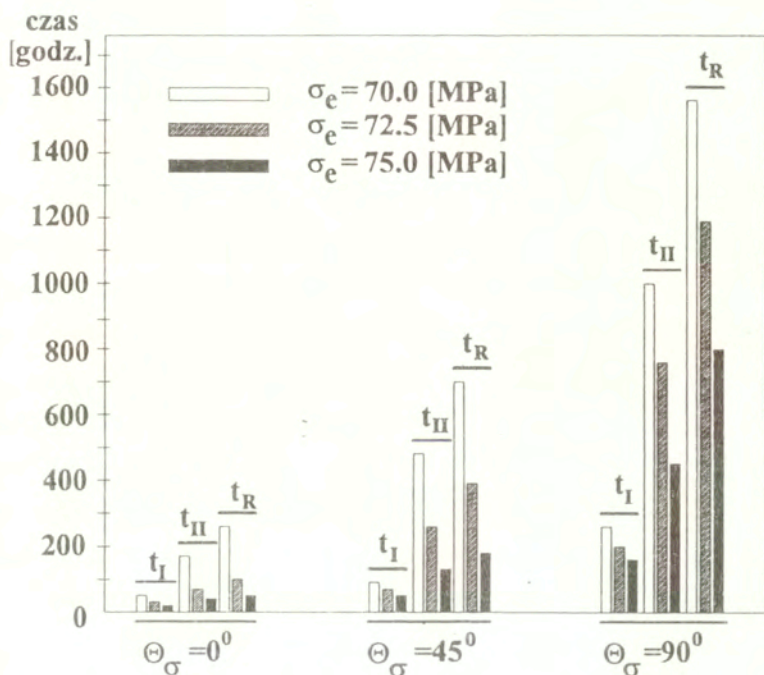
Tabela 5.1. Wyniki badań pełzania miedzi

	$\sigma_e = 70.0$ [MPa]			$\sigma_e = 72.5$ [MPa]			$\sigma_e = 75.0$ [MPa]		
	$\Theta_{\sigma}=0^0$	$\Theta_{\sigma}=45^0$	$\Theta_{\sigma}=90^0$	$\Theta_{\sigma}=0^0$	$\Theta_{\sigma}=45^0$	$\Theta_{\sigma}=90^0$	$\Theta_{\sigma}=0^0$	$\Theta_{\sigma}=45^0$	$\Theta_{\sigma}=90^0$
$\dot{\epsilon}_e^{(c)} \times 10^{-5}$ [1/h]	18.4	8.5	8.0	51.0	16.6	10.2	105.0	41.2	13.0
$\dot{\epsilon}_{11} \times 10^{-5}$ [1/h]	18.4	6.1	-	51.0	12.7	-	105.0	31.0	-
$2\dot{\epsilon}_{12} \times 10^{-5}$ [1/h]	-	10.2	13.9	-	18.5	17.7	-	47.0	22.5
$t_R$ [h]	254	700	1560	101	391	1187	47	175	799
$t_I$ [h]	45	90	260	25	65	200	15	45	160
$t_{II}$ [h]	170	480	1000	70	255	760	35	125	450
$\epsilon_e^{(c)}$ [%]	6.8	8.6	17.5	7.3	9.3	18.1	6.7	10.6	19.0

Oznaczenia w tabeli:

- $\dot{\epsilon}_e^{(c)}$  - intensywność ustalonej prędkości pełzania,
- $\dot{\epsilon}_{11}$  - osiowa ustalona prędkość pełzania,
- $2\dot{\epsilon}_{12}$  - postaciowa ustalona prędkość pełzania,
- $t_R$  - czas do zniszczenia,
- $t_I$  - długotrwałość pierwszego etapu pełzania,
- $t_{II}$  - czas do pojawienia się trzeciego etapu pełzania,
- $\epsilon_e^{(c)}$  - wielkość deformacji pełzania odpowiadająca zniszczeniu próbek.





Rys. 5.6 Długości typowych okresów procesu pełzania w zależności od rodzaju stanu naprężenia i jego poziomu

### 5.2.2 Drugi okres pełzania

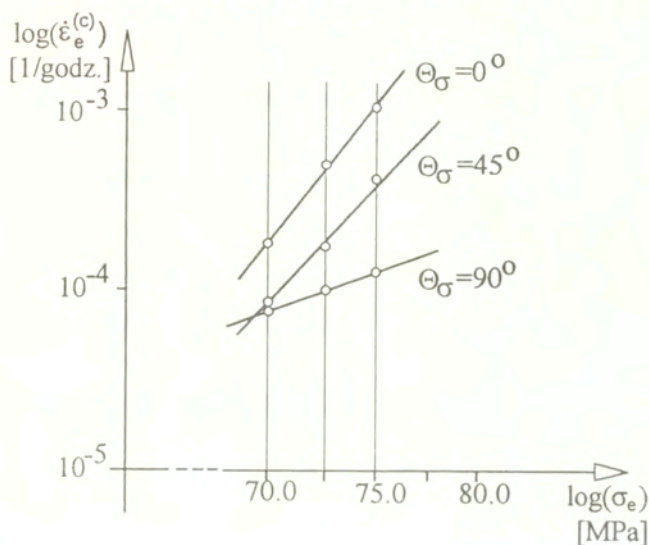
Zaobserwowana tendencja odmiennego przebiegu krzywych pełzania zapoczątkowana w pierwszym okresie procesu utrzymuje się także w drugim etapie pełzania. Można to prześledzić porównując dla poszczególnych testów czasy do osiągnięcia trzeciego etapu pełzania, rys. 5.6, w funkcji rodzaju stanu naprężenia. Najdłuższe czasy do osiągnięcia trzeciego etapu pełzania dla danego poziomu naprężenia uzyskano w próbach pełzania przy skręcaniu, krótsze dla kombinacji obciążeń osiowych i skrętnych oraz najkrótsze dla prób pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu. Suma długości pierwszego i drugiego okresu pełzania otrzymana przy rozciąganiu odniesiona do sumy tych wielkości otrzymanych w próbach dla  $\Theta_{\sigma}=45^{\circ}$  i  $\Theta_{\sigma}=90^{\circ}$  najlepiej charakteryzuje stopień

różnic w przebiegu procesu pełzania w zależności od stanu naprężenia. W przypadku  $\sigma_e=70.0$  MPa stosunki te wynoszą odpowiednio 2.8, 5.9 i mają tendencję do wzrostu ze zwiększaniem się naprężenia, dla  $\sigma_e=75.0$  MPa otrzymano odpowiednio 3.6, 12.9.

Kolejnym parametrem charakteryzującym proces pełzania w jego drugim okresie jest ustalona prędkość pełzania osiągnięta na końcu pierwszego etapu i utrzymywana przez cały okres drugi. Przy danym poziomie naprężenia największe wartości ustalonej prędkości pełzania uzyskano w próbach pełzania przy rozciąganiu, a najmniejsze przy czystym skręcaniu, tabela 5.1. Różnica ta wyrażona stosunkiem prędkości przy rozciąganiu do prędkości przy skręcaniu wyniosła od 8.1 dla  $\sigma_e=75$  MPa do 2.3 dla  $\sigma_e=70$  MPa. Rezultaty wyraźnie wskazują, że materiał bardziej wrażliwy jest na zmiany naprężenia przy rozciąganiu, bowiem stosunek intensywności ustalonych prędkości pełzania przy rozciąganiu otrzymanych dla poziomów naprężenia 75.0 i 70.0 MPa wynosił 5.7, podczas gdy w przypadku prób skręcania tylko 1.6. Bardzo charakterystyczny jest także fakt, że wszystkie intensywności ustalonych prędkości pełzania dla konkretnego rodzaju stanu naprężenia, przedstawione na wykresie logarytmicznym  $\log \dot{\epsilon}_e^{(c)} = f(\log(\sigma_e))$ , układają się na liniach prostych, rys. 5.7. Może to sugerować, że dla danego typu obciążenia za proces deformacji odpowiedzialny jest konkretny mechanizm odkształcenia, inny przy rozciąganiu, inny przy skręcaniu i wreszcie inny przy kombinacji tych składowych obciążenia. Nie jest to wynik zaskakujący, ponieważ stanowi on potwierdzenie wcześniej otrzymanych rezultatów dla tego materiału testowanego w nieco wyższej temperaturze (573 K) [108]. Szczegółowe rezultaty dla tego etapu pełzania zamieszczone są w tabeli 5.1.

Wyniki drugiego okresu pełzania wykorzystano do weryfikacji założeń quasiliniowej teorii pełzania, co stanowi przedmiot dyskusji następnego paragrafu. W rozważaniach wykorzystywano również rezultaty wcześniejszych

prób pełzania [108], przeprowadzonych na miedzi w temperaturze 573K dla trzech poziomów naprężenia: 31, 41, 45 [MPa].



Rys. 5.7 Logarytmiczny wykres zależności ustalonej prędkości pełzania od intensywności naprężenia

### 5.2.2.1 Badanie założeń quasi-liniowej teorii pełzania

Quasi-liniowa teoria pełzania wyrażana jest zazwyczaj następującym ogólnym równaniem

$$(5.5) \quad \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} F(\sigma_e) G(t) S_{ij} ,$$

gdzie  $F(\sigma_e)G(t) = \dot{\epsilon}_e(t)/\sigma_e$ . Jest ona oparta na dwóch podstawowych założeniach: podobieństwie dewiatorów naprężenia i prędkości odkształcenia pełzania oraz przyjęciu prędkości pełzania jako funkcji drugiego niezmiennika dewiatora naprężenia. Pojęcie quasi-liniowa teoria należy rozumieć w ten sposób, że zależność pomiędzy dewiatorem prędkości pełzania a dewiatorem naprężenia jest liniowa, natomiast nieliniowość zawarta jest w członie  $F(\sigma_e)G(t)$ ,

W przypadku pełzania ustalonego oraz przyjęciu prawa Nortona wyrażenie  $F(\sigma_e)G(t)$  przyjmuje postać

$$(5.6) \quad F(\sigma_e)G(t) = \dot{\epsilon}_e(t) / \sigma_e = \dot{\epsilon}_0 \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^n \frac{1}{\sigma_e} .$$

Podstawiając otrzymany związek do równania (5.5) otrzymujemy zależność

$$(5.7) \quad \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \dot{\epsilon}_0 \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^{n-1} \frac{S_{ij}}{\sigma_e} ,$$

odpowiadającą równaniu Odqvista [167] będącemu uogólnieniem prawa Nortona [166] na stany wieloosiowe.

#### A) Badanie podobieństwa dewiatorów prędkości deformacji i naprężenia przy pełzaniu

Podobieństwo dewiatorów naprężenia i prędkości pełzania zachodzi wówczas, gdy składowe dewiatora naprężenia są proporcjonalne do odpowiednich składowych dewiatora prędkości odkształcenia, przy czym wartość współczynnika proporcjonalności jest jednakowa dla wszystkich składowych przy określonym stanie naprężenia

$$(5.8) \quad \dot{\epsilon}_{ij} = CS_{ij} .$$

Analizy podobieństwa dokonano na podstawie znajomości wartości głównych dewiatorów naprężenia i prędkości pełzania, obliczonych z równań charakterystycznych

$$(5.9) \quad S^3 - J_2 S - J_3 = 0 ,$$

$$(5.10) \quad \dot{\epsilon}^3 - I_2 \dot{\epsilon} - I_3 = 0 ,$$

i wyrażających się odpowiednio związkami

$$(5.11) \quad S_e = \frac{2}{\sqrt{3}} (J_2)^{1/2} \cos(\Phi_S + \frac{2}{3} k\pi),$$

$$(5.12) \quad \dot{\epsilon}_e = \frac{2}{\sqrt{3}} (I_2)^{1/2} \cos(\Phi_e + \frac{2}{3} k\pi),$$

gdzie  $e=1,2,3$ ;  $k=0,1,2$ ;

$$\cos(3\Phi_S) = A \frac{J_3}{(J_2)^{3/2}}, \text{ kąt określający stan naprężenia,}$$

$$\cos(3\Phi_e) = A \frac{I_3}{(I_2)^{3/2}}, \text{ kąt określający stan prędkości odkształcenia,}$$

$$A = \frac{3\sqrt{3}}{2}.$$

Jeśli spełnione jest równanie

$$(5.13) \quad \frac{\dot{\epsilon}_1}{S_1} = \frac{\dot{\epsilon}_2}{S_2} = \frac{\dot{\epsilon}_3}{S_3} = C = \text{const} ,$$

wówczas zachodzi podobieństwo rozpatrywanych dewiatorów. Z równań (5.11) i (5.12) wynika postać współczynnika proporcjonalności C

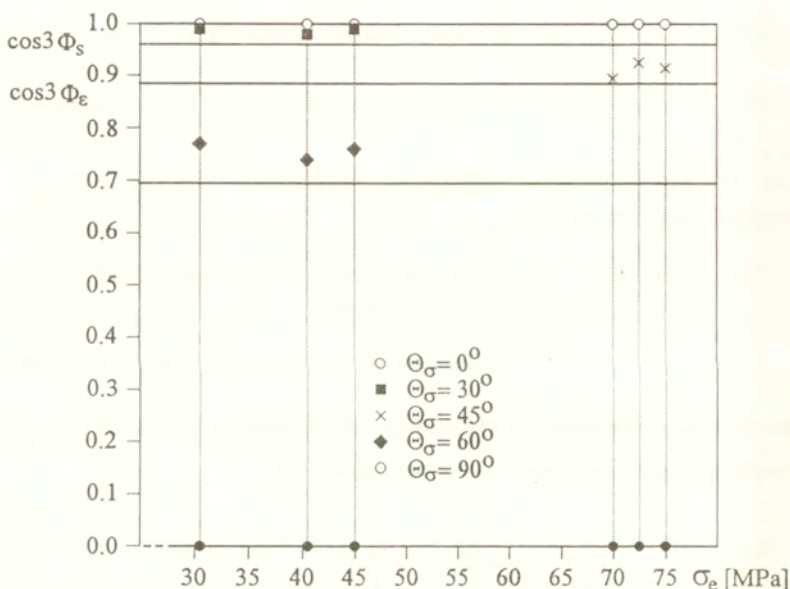
$$(5.14) \quad C_e = \left( \frac{I_2}{J_2} \right)^{1/2} \frac{\cos(\Phi_e + \frac{2}{3} k\pi)}{\cos(\Phi_S + \frac{2}{3} k\pi)}, \quad e = 1, 2, 3; \quad k=0, 1, 2.$$

Łatwo zauważyć, że  $C_1 = C_2 = C_3 = \text{const}$  zachodzi wtedy i tylko wtedy, gdy  $\Phi_e = \Phi_s$ , tj. jeśli

$$(5.15) \quad \frac{I_3}{(I_2)^{3/2}} = \frac{J_3}{(J_2)^{3/2}}, \text{ lub inaczej } \cos(3\Phi_e) = \cos(3\Phi_s).$$

Wielkość  $\cos(3\Phi_e)$  obliczono przy założeniu nieściśliwości materiału przy pełzaniu.

Wyniki analizy ilustruje rys. 5.8, na którym w zależności od intensywności naprężenia zamieszczono wartości  $\cos(3\Phi_s)$  (w postaci linii ciągłych) i odpowiadające im wartości  $\cos(3\Phi_e)$  (w postaci punktów) dla ustalonego okresu pełzania.



Rys. 5.8 Wykresy  $\cos(3\Phi_s)$ ,  $\cos(3\Phi_e)$  w funkcji naprężenia efektywnego

Otrzymane rezultaty wskazują, że podobieństwo dewiatorów naprężenia i prędkości pełzania nie zachodzi dla prób przeprowadzonych w złożonym stanie naprężenia, natomiast jest zachowane dla przypadku jednoosiowego rozciągania oraz czystego skręcania.

B) Badanie związku między drugimi niezmiennikami dewiatorów naprężenia i prędkości pełzania.

Według quasi-liniowej teorii pełzania ciał izotropowych prędkość pełzania jest funkcją drugiego niezmiennika dewiatora naprężenia. Konsekwencją tego założenia na wykresie o współrzędnych  $\dot{\epsilon}_e - \sigma_e$  jest jedna linia niezależnie od stanu naprężenia. Zatem w przypadku badań eksperymentalnych mających potwierdzić założenia rozpatrywanej teorii, punkty doświadczalne powinny grupować się wokół tej linii. Ponadto, jeśli  $\dot{\epsilon}_e$  jest określone tylko przez  $\sigma_e$  i zależność  $\dot{\epsilon}_e = f(\sigma_e)$  nie zmienia się w czasie, wówczas wykresy prędkości pełzania w układzie współrzędnych  $\dot{\epsilon}_e - t$  dla różnych stanów naprężenia, lecz jednakowej intensywności naprężenia, pokrywają się.

W celu określenia związku pomiędzy drugimi niezmiennikami dewiatorów naprężenia i prędkości pełzania rozpatrzmy wykresy zależności  $\dot{\epsilon}_e = f(\sigma_e)$  dla prób pełzania przeprowadzonych zgodnie z programem zawartym na rys. 5.2. Na rys. 5.7 przedstawiono zależności  $\dot{\epsilon}_e = f(\sigma_e)$  dla stanów naprężenia określonych przez  $\Theta_{\sigma} = 0^{\circ}; 45^{\circ}; 90^{\circ}$ , z których wynika, że punkty doświadczalne układają się wzdłuż linii prostej z tym, że dla każdego  $\Theta_{\sigma}$  jest to prosta o innym kącie nachylenia do osi poziomej. Dla rozważanych stanów naprężenia intensywność prędkości pełzania przyjmuje największe wartości przy jednoosiowym rozciąganiu,  $\Theta_{\sigma} = 0^{\circ}$ , a najmniejsze przy czystym skręcaniu,  $\Theta_{\sigma} = 90^{\circ}$ . Można zatem stwierdzić, że dla etapu pełzania ustalonego drugi niezmiennik prędkości pełzania nie jest wyłącznie funkcją drugiego niezmiennika dewiatora naprężenia, lecz także uzależniony od innych niezmienników, podobnie jak ma to miejsce w plastyczności [171, 214].

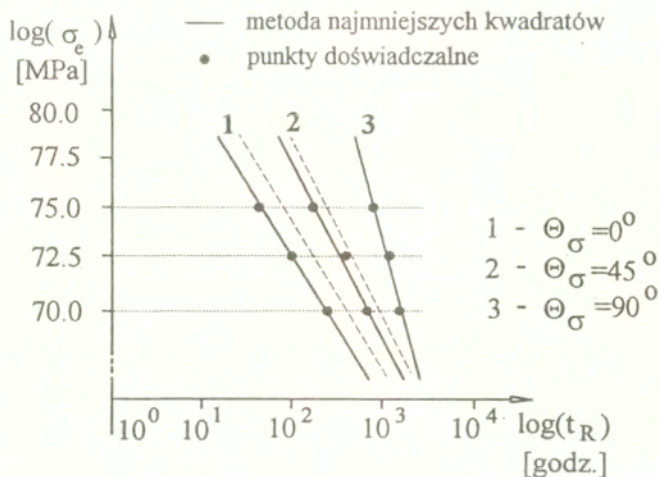
Z danych zamieszczonych w tabeli 5.1 wynika, że stabilizacja związku  $\dot{\epsilon}_e = f(t)$  dla każdego rodzaju stanu naprężenia występuje w różnym czasie, najkrócej dla przypadku rozciągania, a najdłużej przy skręcaniu. Podobny rezultat uzyskano w przypadku pelzania miedzi w temperaturze 573K [106, 107].

Podsumowując należy stwierdzić, że uzyskane wyniki nie spełniają podstawowych założeń quasi-liniowej teorii pelzania. Jest to fakt stosunkowo często występujący w badaniach pelzania wykonywanych w złożonych stanach naprężenia [np. 2, 95, 106, 107].

### 5.2.3 Trzeci okres pelzania

Trzeci etap procesu pelzania, charakteryzujący się wzrastającą prędkością odkształceń, kończy się zerwaniem badanej próbki po czasie  $t_R$ . Taki przebieg zjawiska związany jest ze zwiększoną w tym okresie szybkością postępującej degradacji struktury materiału, przejawiającej się rozwojem pustek oraz mikropęknięć występujących głównie na granicy ziaren. Konsekwencją rozwoju mikropęknięć oraz innych defektów jest naruszenie ciągłości materiału prowadzące do obniżenia jego sztywności oraz wytrzymałości i w efekcie końcowym zniszczenia. Parametrem dobrze odzwierciedlającym ten etap jest czas do zniszczenia. Na rys. 5.9 przedstawiono przebieg zmian wspomnianego parametru w funkcji rodzaju stanu naprężenia. Jak widać, najdłuższe żywotności, przy danej intensywności naprężenia, wykazywały próbki poddane pelzaniu przy czystym skręcaniu, a najkrótsze przy jednoosiowym rozciąganiu. Postępując podobnie jak przy rozważaniach dotyczących czasu do osiągnięcia trzeciego etapu pelzania, a mianowicie dla danego poziomu naprężenia odnosząc uzyskane żywotności dla  $\Theta_\sigma=45^\circ$  i  $\Theta_\sigma=90^\circ$  przy  $\sigma_e=70.0$  MPa do czasu zniszczenia uzyskanego przy rozciąganiu, otrzymano proporcje o wartościach: 2.8; 6.1, natomiast przy  $\sigma_e=75.0$  MPa - odpowiednio 3.7; 17.0.





Rys. 5.9 Logarytmiczna zależność pomiędzy intensywnością naprężenia i czasem do zniszczenia w warunkach pełzania.

Odmienne własności badanej miedzi przy pełzaniu w zależności od typu stanu naprężenia są także widoczne przy porównaniu efektywnych odkształceń pełzania, odpowiadających zniszczeniu próbki. Najmniejsze wartości intensywności deformacji osiągnano w próbach rozciągania, największe - przy czystym skręcaniu, tabela 5.1.

Wszystkie z rozpatrywanych dotychczas parametrów charakteryzujących makroskopowo proces pełzania wskazują na anizotropowy przebieg pełzania badanej miedzi, mimo że w stanie wyjściowym obserwowano izotropię właściwości mechanicznych w sensie takich parametrów, jak np. moduł Younga czy granica plastyczności. Takie zachowanie może być w dużej mierze skutkiem odkształcania materiału poprzez odmienne mechanizmy deformacyjne, których uaktywnienie związane jest z wyborem rodzaju stanu naprężenia. Z drugiej strony należy zauważyć, że porównywanie wyników z testów pełzania przy rozciąganiu z rezultatami otrzymanymi w próbach pełzania przy skręcaniu jest utrudnione z uwagi na problem utrzymania stałości naprężenia w.

doświadczeniach dla rozciągania. W tych sytuacjach standardowe pełzarki w czasie trwania próby nie kompensują zmiany naprężenia (wzrost), która wynika z redukcji powierzchni przekroju poprzecznego próbki spowodowanego jej deformacją. Popelniany błąd jest niewielki gdy mamy do czynienia z osiowymi deformacjami niższymi od 10%. Jednak dla niektórych materiałów, lub gdy testy są przeprowadzane przy wysokim poziomie naprężenia, przekraczającym granice plastyczności, wielkość odkształceń znacznie przekracza wspomnianą wartość. Wówczas w celu porównania wyników pełzania przy rozciąganiu z rezultatami przy skręcaniu wymagane jest zastosowanie w pełzarkach takich rozwiązań, które zapewniałyby kompensację zmiany przekroju próbki, tak aby zachowana była stałość naprężeń. Rozwiązania takie są znane w przypadku konstrukcji pełzarek jednoosiowych [85, 190, 225]. Pełzarki, w których obciążenia zadawane są w więcej niż jednym kierunku wymagają dalszych prac projektowych w tym względzie. Dla rozpatrywanej miedzi całkowita wielkość deformacji pełzania nie przekraczała wartości 7.5% dla prób prowadzonych przy jednoosiowym rozciąganiu. We wszystkich tych testach zmiana powierzchni przekroju poprzecznego próbki była jednorodna na całej długości pomiarowej, tj. nie zaobserwowano typowego dla plastyczności zjawiska szyjkowania próbki przed zniszczeniem, i stosunkowo niewielka, tzn. taka że zmiana poziomu naprężenia na końcu próby nie przekraczała 2 [MPa]. Znając tę wartość wszystkie wyniki prób pełzania przy rozciąganiu można przeszacować, tj. potraktować rezultaty prób przeprowadzonych dla poziomów naprężenia 70.0; 72.5; 75.0 [MPa] jak uzyskane przy maksymalnym poziomie popełnianego błędu w stałości naprężenia z tytułu zmiany pola przekroju poprzecznego próbki, a więc odpowiednio przy 72.0; 74.5 i 77.0 [MPa]. Podobną procedurę przyjęto dla eksperymentów wykonanych w złożonym stanie naprężenia, gdzie także obserwowano niewielką redukcję wielkości pola przekroju poprzecznego, która wywoływała wzrost poziomu naprężenia, jednak nie większy niż 1 [MPa] przy zniszczeniu.

Na rys. 5.9, przedstawiającym w skali logarytmicznej zależność pomiędzy intensywnością naprężenia a czasem zniszczenia, zawarto wyniki dla trzech typów stanu naprężenia, przyjętych w programie badań. Uzyskane rezultaty dla danego rodzaju stanu naprężenia ze stosunkowo dużą dokładnością układają się na liniach prostych, wyraźnie różniących się położeniem. Na tle tych wyników, dla przypadku prób pełzania przy rozciąganiu oraz dla testów z kombinacją obciążeń osiowych oraz skrętnych, cienką linią przerywaną przedstawiono rezultaty dla tych samych testów, które wynikają z globalnej zmiany poziomu naprężenia na skutek redukcji pola przekroju poprzecznego badanych próbek, zmierzonego po zakończeniu eksperymentu. Jak widać, poprawki te, mimo że wzięte z nadwyżką (zmodyfikowane naprężenia odpowiadają momentowi zniszczenia próbek, tymczasem zmiana naprężenia odbywała się równomiernie przez cały czas trwania procesu), nie zmieniają jakościowego faktu znacznych różnic w rezultatach pełzania uzyskanych przy danym poziomie intensywności naprężenia w zależności od rodzaju realizowanego stanu naprężenia.

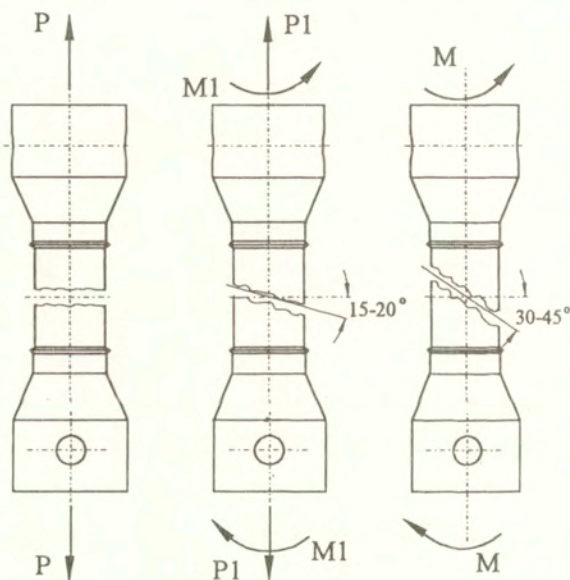
### 5.3 Podsumowanie

Parametry charakteryzujące proces pełzania, takie jak długotrwałość pierwszego etapu pełzania, czas do zniszczenia, ustalona prędkość pełzania oraz wielkość deformacji przy zniszczeniu stanowiły dla badanej miedzi funkcje rodzaju stanu naprężenia. Badania pokazały silny anizotropowy charakter zachowania materiału przy pełzaniu, mimo że przy obciążeniach monotonicznych wykazywał izotropię doraźnych cech wytrzymałościowych (granica plastyczności, wytrzymałość doraźna). Najbardziej niebezpiecznym typem obciążenia z punktu widzenia żywotności materiału, przy danej intensywności naprężenia, było jednoosiowe rozciąganie.

Krzywe pełzania wyznaczone z prób jednoosiowych, dostarczają wprawdzie sporo informacji o właściwościach reologicznych materiału, nie mogą być jednak uogólniane na złożone stany naprężenia. Aby uzyskać wiarygodny

zbiór rezultatów, niezbędnych do weryfikacji modeli mających opisywać zachowanie materiałów przy obciążeniach wieloosiowych, konieczne jest prowadzenie badań w złożonych stanach naprężenia.

Zaobserwowane różnice w przebiegu krzywych pełzania dla jednakowej intensywności naprężenia, lecz przy odmiennych typach stanu naprężenia mogą być z jednej strony interpretowane jako odkształcanie materiału na skutek odmiennych mechanizmów deformacyjnych, których uaktywnienie związane jest z wyborem rodzaju stanu naprężenia. Z drugiej jednak strony badania Dysona, McLeana [50] i Hayhursta [70, 73] wykazały, że najczęściej mikropęknięć pojawiających się na granicach ziaren obserwuje się na tych granicach ziaren, które są prostopadłe do maksymalnego naprężenia głównego.



Rys. 5.10 Schemat uzyskiwanych linii przelomów w zależności od typu stanu naprężenia.

W przypadku testowanej miedzi wnioszek ten potwierdzają uzyskane mody powierzchni zniszczenia badanych próbek. W przypadku rozciągania linia przekroju powierzchni złomu przebiegała prostopadle do osi próbki. Dla próbek badanych w złożonym stanie naprężenia powierzchnia złomu była nachylona pod kątami mieszczącymi się w zakresie  $15-20^{\circ}$ , mierzonymi względem linii prostopadłej do osi próbki. Natomiast dla próbek skręcanych wartości tych kątów wynosiły w przybliżeniu  $30-45^{\circ}$ , rys. 5.10. Można zatem przypuszczać, że dla miedzi w rozpatrywanych granicach obciążenia zasadniczy mechanizm deformacyjny pełzania jest jednakowy dla wszystkich rozpatrywanych rodzajów stanu naprężenia, natomiast wynikające różnice w żywotności przy jednakowej intensywności naprężenia są efektem różnic w wielkości maksymalnego naprężenia głównego.

## 6. ANALIZA PROCESU PEŁZANIA MIEDZI W ZŁOŻONYM STANIE NAPRĘŻENIA NA PODSTAWIE ISOCHRONICZNYCH POWIERZCHNI PEŁZANIA

Różnorodność stosowanych sposobów prezentacji wyników z prób pełzania przeprowadzanych w złożonym stanie naprężenia powoduje utrudnienie możliwości ich porównywania i co się z tym wiąże ograniczenie jednoznacznej interpretacji. Szczególnie wyraźnie się to zaznacza w stanach naprężenia uzyskiwanych z kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego. W takich przypadkach dla porównania wyników przyjmuje się zazwyczaj wartości efektywne odkształceń zdefiniowane przy pomocy drugiego niezmiennika tensora odkształcenia, ponieważ wpływ zarówno pierwszego jak i trzeciego niezmiennika jest stosunkowo mały i można go często pominąć. Krzywe pełzania otrzymane dla różnych stanów naprężenia, przedstawiane w takim układzie dla jednakowego poziomu naprężenia można wprawdzie porównywać, ale na wykresach tych nie jesteśmy w stanie dokładnie ocenić wszystkich różnic pomiędzy charakterystykami pełzania. Chodzi tu głównie o ocenę rozwoju zaawansowania pełzania z punktu widzenia istnienia typowych etapów procesu.

Wyniki badań pełzania do zniszczenia powszechnie prezentowane są w postaci izochronicznych krzywych pełzania [28, 70, 73, 76, 94, 111, 112, 117, 127, 134-136, 184, 188, 192]. Mianem tym określa się zwykle linie, które w przestrzeni naprężeń odpowiadają jednakowym czasom zniszczenia. Teoretyczne sposoby znajdowania kształtu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia szerzej omówiono w rozdziale drugim. W poniższym rozdziale uwagę skoncentrujemy na możliwościach doświadczalnego wyznaczenia wspomnianych krzywych.

Eksperymentalne wyznaczenie izochronicznych krzywych (powierzchni) pełzania jest procesem wymagającym przeprowadzenia bardzo wielu prób pełzania w różnych stanach naprężenia oraz przy kilku poziomach naprężenia.

Krzywe te dla płaskiego stanu naprężenia wykreslane są zwykle w układzie współrzędnych, w którym na osiach odnosi się wartości naprężeń głównych, przy czym każdy z punktów danej krzywej izochronicznej reprezentuje stan naprężenia doprowadzający do zniszczenia materiału w jednakowym czasie. We wcześniejszych rozważaniach poświęconych analizie krzywych izochronicznych sugerowano, że ich kształt jest niezmienny dla danego materiału oraz nie zależy od poziomu naprężeń i stąd od czasu do zniszczenia. Dlatego też dla badanych materiałów budowano krzywe uniwersalne, wykreslane w bezwymiarowych układach współrzędnych. Normalizację wspomnianych układów przeprowadzano przy użyciu pewnej porównawczej wartości naprężenia.

Rezultaty badań doświadczalnych nie potwierdziły słuszności założenia niezmienniczości kształtu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia [1, 55]. Dla wysokich wartości obciążenia krzywe te przyjmują kształt elipsy Hubera-Misesa, natomiast przy niskich odpowiadają kształtowi wynikającemu z kryterium maksymalnego naprężenia głównego, które w układzie osi głównych reprezentowane jest przez dwie linie proste, rys. 2.1

Teoretyczne uzasadnienie problemu zmienności kształtu krzywych granicznych dla pęknięcia przy pełzaniu przedstawili Chrzanowski i Madej [28], proponując model opisujący modyfikację kształtu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia. W modelu tym przyjęto równanie ewolucji uszkodzenia w następującej postaci

$$(6.1) \quad \frac{d\omega}{dt} = A_0 \left( \frac{\sigma_e}{1-\omega} \right)^{v_0} \frac{d\sigma_e}{dt} + A_1 \left( \frac{\sigma_e}{1-\omega} \right)^{v_1},$$

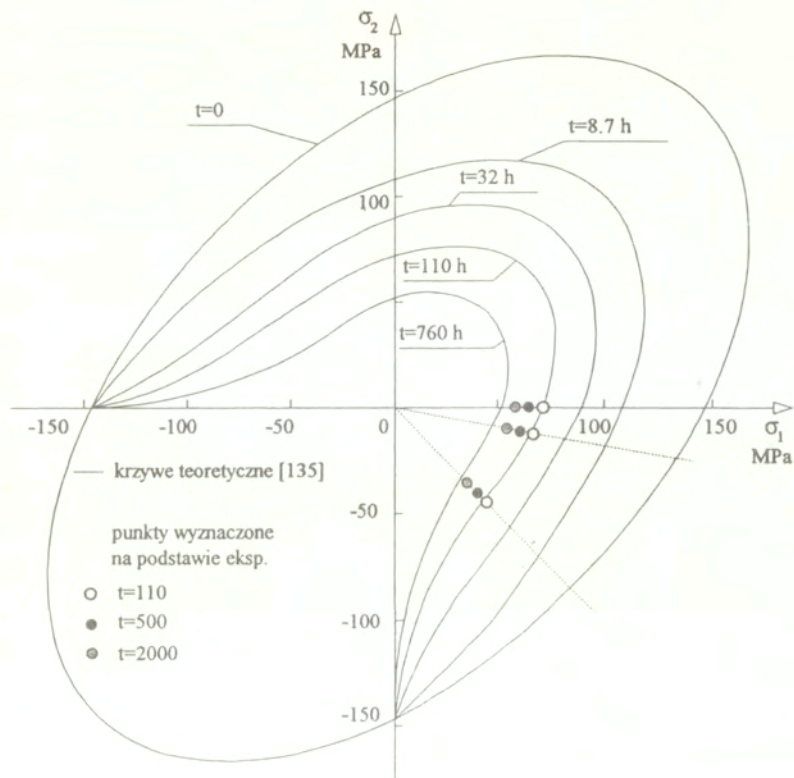
gdzie  $A_0, A_1, v_0, v_1$  są stałymi materiałowymi, natomiast  $\omega$  reprezentuje skalarny parametr uszkodzenia wprowadzony przez Kaczanowa i Rabotnowa. Równanie to złożone jest z dwóch członów, z których pierwszy nie zależy od czasu, zaś drugi uwzględnia wpływ czasu na rozwój uszkodzenia. Wykorzystując powyższe

równanie otrzymano rodzinę krzywych jednakowego czasu do zniszczenia, które zmieniają swój kształt od elipsy Hubera-Misesa dla czasu  $t_R=0$  do prostych reprezentujących warunek maksymalnego naprężenia głównego dla  $t_R=\infty$ . Zaproponowany model teoretyczny przez Chrzanowskiego i Madeja [28] nie nawiązywał do wyników doświadczalnych, nie dając tym samym możliwości jego weryfikacji. Mankamentu tego nie posiada model teoretyczny Litewki [134-136] (szerzej opisany w rozdziale 2), który dzięki dość prostej postaci równań opisujących pękanie przy pełzaniu daje nie tylko możliwości uzyskania kształtu krzywych granicznych, ale także umożliwia wykonanie doświadczalnej weryfikacji na podstawie opublikowanych danych eksperymentalnych. Na rys. 6.1 przedstawiono teoretyczne krzywe jednakowych czasów do zniszczenia przy pełzaniu dla miedzi w temperaturze 523K. Ponadto, na rysunku tym zamieszczono punkty wynikające z doświadczeń autora, które szczegółowo dyskutowano w poprzednim paragrafie. Układ punktów doświadczalnych dla czasu do zniszczenia 110 godzin potwierdza przydatność modelu do opisu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia. Punkty dla czasów 500, 2000 godzin nie są wprawdzie dokładnie opisane przez teorię, tym niemniej oddają charakter teoretycznych krzywych jednakowego czasu do zniszczenia. Obserwowana różnica wynika z odmiennych wartości granicy wytrzymałości doraźnej dla konkretnie badanej miedzi (135 MPa), a przyjętej do obliczeń przez autora modelu [135] (145 MPa).

Dużym problemem przy weryfikowaniu modeli opisujących izochroniczne krzywe pełzania jest znalezienie danych doświadczalnych dających te same czasy do zniszczenia dla różnych typów stanu naprężenia. Mając to na uwadze w poniższym rozdziale zaproponowano metodykę określania przekroju powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia na podstawie przyjętego programu prób pełzania miedzi w płaskim stanie naprężenia, które omówiono w poprzednim paragrafie.

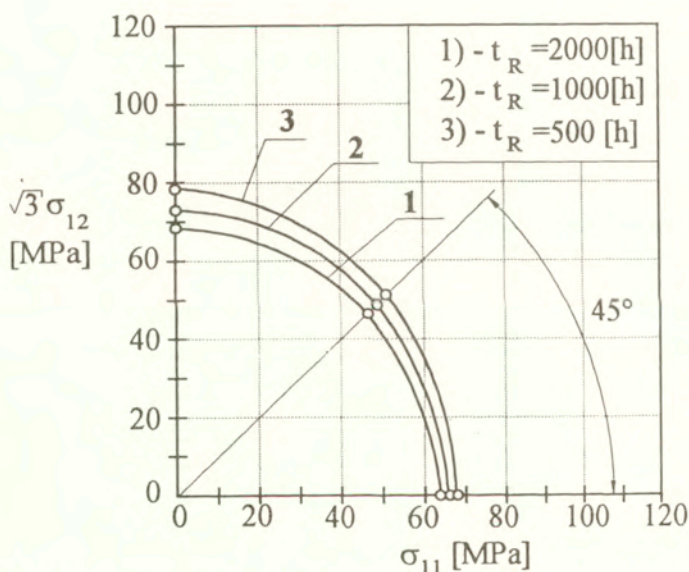


Określenia kształtu krzywych jednakowego czasu do zniszczenia można dokonać ze stosunkowo dobrym przybliżeniem na podstawie zależności  $\log(\sigma_e) = f[\log(t_R)]$ . Na rys. 5.8 (pokazanym w poprzednim rozdziale), przedstawiającym w skali logarytmicznej zależność pomiędzy intensywnością naprężenia a czasem zniszczenia, zawarto wyniki dla trzech typów stanu naprężenia, przyjętych w programie badań.



Rys. 6.1 Teoretyczne krzywe jednakowych czasów do zniszczenia obliczone w pracy Litewki [135].

Uzyskane rezultaty dla danego rodzaju stanu naprężenia ze stosunkowo dużą dokładnością układają się na liniach prostych, wyraźnie różniących się położeniem. W stosunku do prostej reprezentującej wyniki dla skręcania pozostałe proste są przesunięte i obrócone. Na rysunku tym oprócz punktów doświadczalnych zamieszczono także odcinki prostych aproksymujących wyniki doświadczalne określone metodą najmniejszych kwadratów. Analiza wzajemnego ułożenia tych prostych wskazuje, że materiał poddany pełzaniu przy jednoosiowym rozciąganiu jest znacznie bardziej wrażliwy na zmiany poziomu naprężenia w porównaniu do pełzania przy czystym skręcaniu, czy też przy kombinacji obciążeń osiowych i skrętnych. Na podstawie otrzymanych wykresów można uzyskać punkty reprezentujące jednakowe czasy do zniszczenia prowadząc proste równoległe do osi pionowej (oś naprężenia) do przecięcia z prostymi aproksymującymi rezultaty doświadczalne.



Rys. 6.2 Zestawienie powierzchni jednakowych czasów zniszczenia,  $t_R = 500, 1000, 2000$  [godzin] wyznaczonych na podstawie wyników doświadczalnych.

Punkty przecięcia uzyskane dla konkretnego czasu zniszczenia wyznaczają wartości naprężeń efektywnych, koniecznych do osiągnięcia zniszczenia przy zadanym typie stanu naprężenia. Przedstawiając wielkości tych naprężeń na płaszczyźnie  $(\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$  oraz je aproksymując otrzymujemy izochroniczne krzywe pełzania. Na rys. 6.2 pokazano przekroje powierzchni jednakowych czasów zniszczenia dla  $t_R$  równych 500, 1000, 2000 godzin.

Jak już wcześniej wspomniano, proces pełzania posiada trzy charakterystyczne fazy. W pierwszym okresie prędkość deformacji stopniowo obniża się aż do osiągnięcia wartości ustalonej, która utrzymywana jest przez cały etap drugi. Trzeci etap procesu pełzania, charakteryzujący się wzrastającą prędkością odkształceń, kończy się zerwaniem badanej próbki po czasie  $t_R$ .

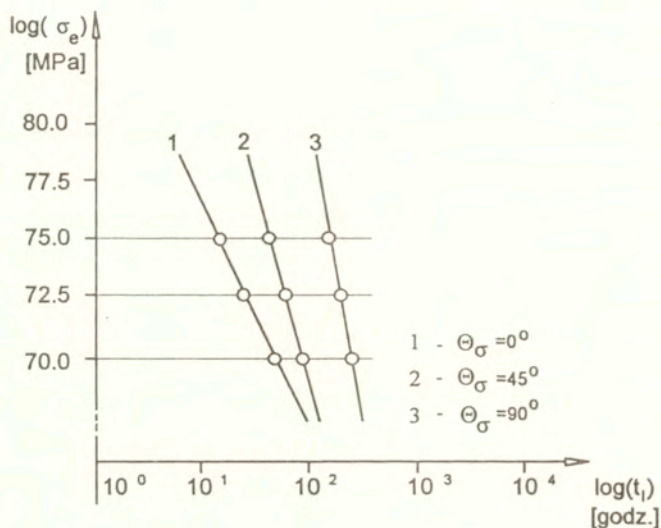
Z danych literaturowych [17] wiadomo, że proces uszkodzenia rozwija się w materiale już w pierwszym okresie pełzania. Uzasadnioną wydaje się zatem propozycja aby koncepcję krzywych izochronicznych rozszerzyć na inne charakterystyczne etapy procesu pełzania, jak na przykład koniec pierwszego etapu pełzania, czy koniec drugiego etapu pełzania. Oczywiście możliwe jest to tylko wówczas gdy warunki procesu oraz cechy materiału powodują, że otrzymana charakterystyka jest typowa, tj. występują wszystkie trzy okresy pełzania. Obciążenia rzeczywistych konstrukcji oraz ich materiał w większości przypadków spełniają te warunki.

## 6.1 Koncepcja krzywych jednakowych czasów pierwszego okresu pełzania oraz momentu rozpoczęcia trzeciego etapu procesu

### 6.1.1 Krzywe izochroniczne końca pierwszego etapu pełzania

Metoda określania krzywych jednakowego czasu trwania pierwszego okresu pełzania jest analogiczna do prezentowanej wcześniej procedury dla czasu zniszczenia. W tym celu zbudowano wykresy zależności  $\log(\sigma_e) = f[\log(t)]$ , rys. 6.3, przedstawiające w skali logarytmicznej zależność pomiędzy

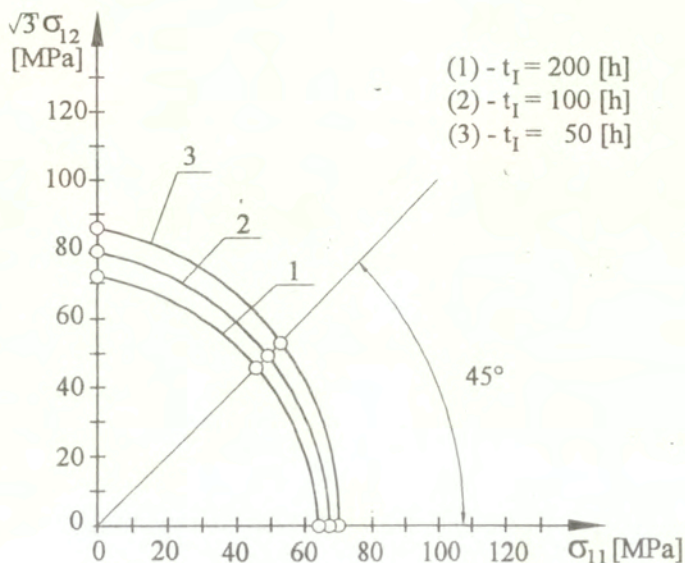
intensywnością naprężenia a czasem do uzyskania ustalonej prędkości pełzania. Rysunek 6.3 zawiera wyniki dla trzech typów stanu naprężenia, przyjętych w programie badań. Podobnie jak dla czasów do zniszczenia, uzyskane rezultaty dla danego rodzaju stanu naprężenia ze stosunkowo dużą dokładnością układają się na liniach prostych, wyraźnie różniących się położeniem.



Rys. 6.3 Logarytmiczny wykres zależności pomiędzy poziomem naprężenia a długotrwałością pierwszego etapu pełzania dla realizowanych stanów naprężenia.

Na rys. 6.3 odcinki wspomnianych prostych otrzymano metodą najmniejszych kwadratów poprzez aproksymację wyników doświadczalnych. Z wykresu można odczytać punkty reprezentujące jednakowe czasy długotrwałości pierwszego etapu pełzania. Punkty takie uzyskane dla konkretnego czasu wyznaczają wartości naprężeń efektywnych, koniecznych do osiągnięcia ustalonej prędkości pełzania przy zadanym typie stanu naprężenia. Z aproksymacji wielkości tych naprężeń w płaszczyźnie  $(\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$  otrzymujemy izochroniczne krzywe

określające koniec pierwszego stadium pełzania. Na rys. 6.4 pokazano przykładowe przekroje takich powierzchni dla czasów  $t_I$  równych 50, 100, 200 godzin.



Rys. 6.4 Powierzchnie jednakowych czasów końca pierwszego etapu pełzania,  $t_I = 50, 100, 200$  [godzin], wyznaczone na podstawie wyników doświadczalnych.

Analizując kształt krzywych izochronicznych reprezentujących zniszczenie, rys. 6.2, oraz moment zakończenia pierwszego etapu pełzania, rys. 6.4, łatwo można zauważyć ich podobieństwo. Ażeby jednak porównać te krzywe należałoby przyjąć pewien punkt odniesienia. Wielkością taką może być na przykład poziom naprężenia rozciągającego. W celu zbadania wzajemnej korelacji obu typów krzywych izochronicznych jako poziom odniesienia przyjęto naprężenie rozciągające (67.9 MPa) dające czas do zniszczenia 500 godzin, tj. czas, dla którego przekrój powierzchni izochronicznej reprezentowany jest na

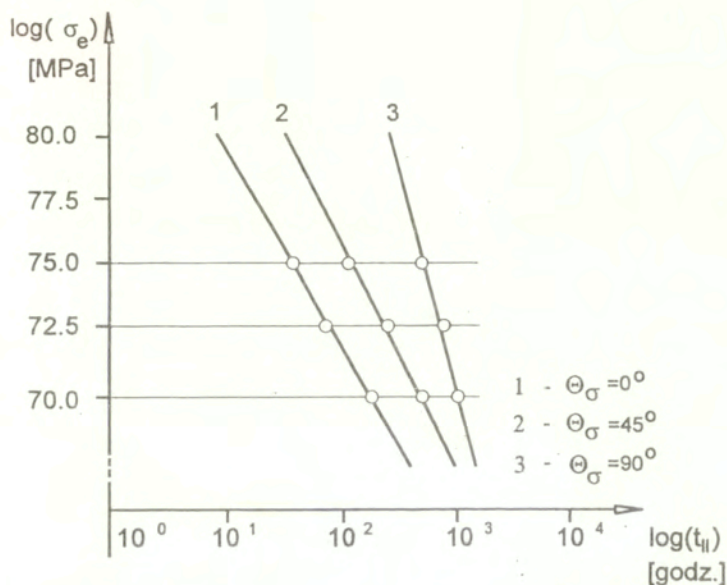
rys. 6.2 przez krzywą 3. Bazując na przyjętym poziomie naprężenia rozciągającego oraz wykorzystując wyznaczone zależności  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_f)]$  pokazane na rys. 6.3 łatwo możemy otrzymać wartość czasu ustalenia prędkości pełzania dla rozciągania ( $t_f=79$  godzin). Znając tę wielkość możemy określić poziomy naprężenia, rys. 6.3, przy których uzyskamy jednakowy czas ustalenia prędkości pełzania dla przypadku czystego skręcania, jak i kombinacji rozciągania i skręcania, tj. wielkości potrzebne do wyznaczenia krzywej izochronicznej. Porównanie krzywych izochronicznych reprezentujących zniszczenie oraz moment ustalenia prędkości pełzania, dla tak wybranego poziomu naprężenia rozciągającego będącego wielkością odniesienia, pokazano w dalszej części tego rozdziału na rys. 6.7. Łatwo dostrzec wyraźną analogię przedstawionych krzywych. A zatem dla rozważanego materiału na podstawie stanu zaawansowania procesu pełzania w końcu jego pierwszego etapu, wyrażonego przez daną krzywą izochroniczną, możemy wnioskować o charakterze krzywych izochronicznych określających zniszczenie. Innymi słowy, stopień rozwoju uszkodzeń dla każdej z przyjętych kombinacji obciążenia w przypadku badanej miedzi zachowywał stałą wartość.

Potwierdzenie tego faktu można uzyskać badając kolejny charakterystyczny punkt procesu pełzania, a mianowicie moment rozpoczęcia trzeciego stadium pełzania.

### 6.1.2 Krzywe izochroniczne końca drugiego etapu pełzania

Krzywe jednakowych czasów rozpoczęcia trzeciego stadium pełzania określono analogicznym sposobem jak w poprzednim paragrafie, to znaczy zbudowano wykresy zależności  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_{II})]$ , rys. 6.5, przedstawiającym w skali logarytmicznej zależność pomiędzy intensywnością naprężenia a czasem do zakończenia drugiego etapu pełzania, na którym zawarto wyniki dla trzech typów stanu naprężenia, przyjętych w programie badań. Podobnie jak dla czasów do zniszczenia uzyskane rezultaty dla danego rodzaju stanu naprężenia ze

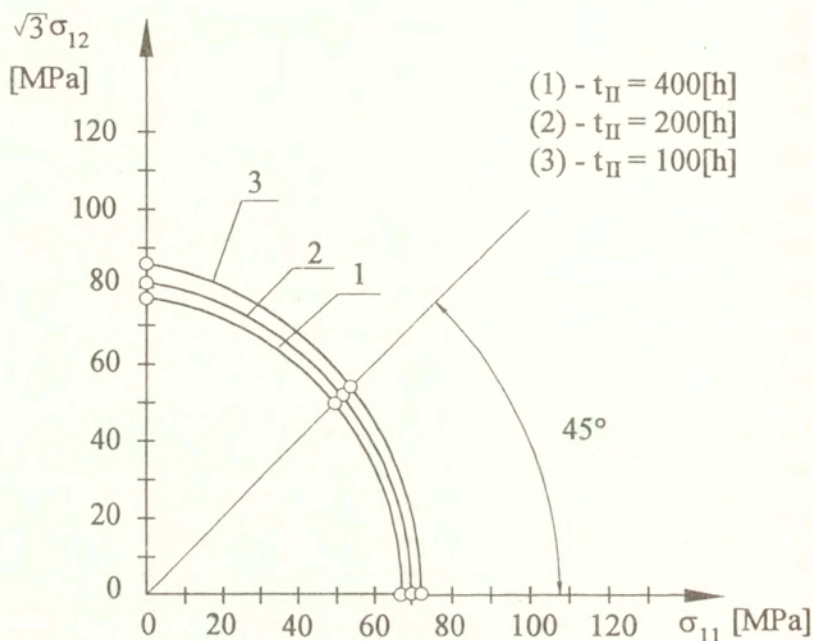
stosunkowo dużą dokładnością układają się na liniach prostych, wyraźnie różniących się położeniem.



Rys. 6.5 Logarytmiczny wykres zależności pomiędzy poziomem naprężenia a czasem do rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania dla realizowanych stanów naprężenia.

Na rys. 6.5 zamieszczono także odcinki tych prostych, które otrzymano metodą najmniejszych kwadratów poprzez aproksymację wyników doświadczalnych. Mając te wykresy odczytujemy, dla konkretnego czasu do rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania, wartości poziomów naprężeń efektywnych odpowiadających danemu typowi stanu naprężenia. Przedstawiając wielkości tych naprężeń na płaszczyźnie  $(\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12})$  oraz je aproksymując otrzymujemy izochroniczne krzywe charakteryzujące moment rozpoczęcia trzeciego okresu pełzania. Na

rys.6.6 pokazano przykładowe przekroje takich powierzchni dla czasów  $t_{II}$  równych 100, 200, 400 godzin.

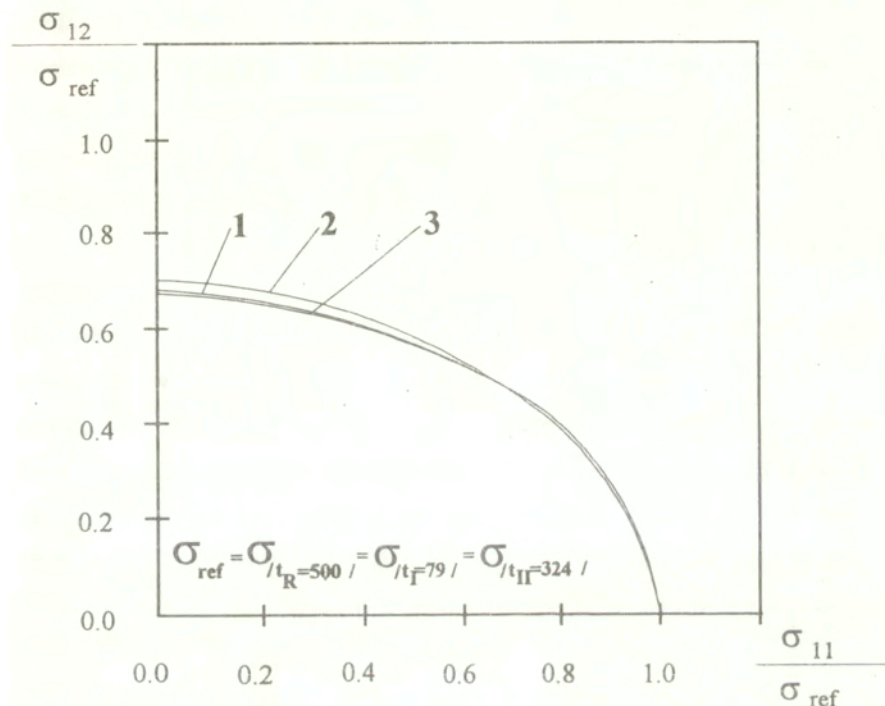


Rys. 6.6 Powierzchnie jednakowych czasów rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania,  $t_{II} = 100, 200, 400$  [godzin], wyznaczone na podstawie wyników doświadczalnych.

Uzyskane krzywe mają podobny charakter jak krzywe izochroniczne dla końca pierwszego etapu pełzania oraz zniszczenia. Ażeby jednak je porównać należy przyjąć analogiczny sposób jak zastosowany w poprzednim paragrafie. A zatem bazując na przyjętym poziomie naprężenia rozciągającego (67.9 MPa) oraz wykorzystując wyznaczone zależności  $\log(\sigma_e) = f[\log(t_{II})]$  pokazane na rys. 6.5 otrzymujemy wartość czasu rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania dla rozciągania ( $t_{II} = 324$  godzin). Znając tę wielkość określamy poziomy naprężenia,



rys. 6.5, przy których uzyskamy jednakowy czas rozpoczęcia trzeciego stadium procesu pełzania dla przypadku czystego skręcania jak i kombinacji rozciągania i skręcania, tj. wielkości potrzebne do wyznaczenia krzywej izochronicznej.



Rys. 6.7 Porównanie doświadczalnie określonych powierzchni jednakowego czasu do zniszczenia (1), jednakowej długotrwałości pierwszego etapu pełzania (2) oraz jednakowego czasu rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania (3). Wielkością normalizującą układ współrzędnych jest naprężenie przy jednoosiowym rozciąganiu, które odpowiada czasowi zniszczenia 500 [godz.], długotrwałości pierwszego etapu pełzania 79 [godz.], czasowi do rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania 324 [godz.].

Porównanie krzywych izochronicznych reprezentujących zniszczenie, moment ustalenia prędkości pełzania, oraz czas do uzyskania trzeciego etapu procesu, dla tak wybranego poziomu naprężenia rozciągającego będącego wielkością odniesienia, pokazano na rys. 6.7. Krzywa jednakowego czasu do osiągnięcia trzeciego stadium pełzania niemal dokładnie pokrywa się z wcześniej otrzymanymi krzywymi izochronicznymi dla zniszczenia i dla końca pierwszego etapu pełzania. Potwierdza to tezę o jednakowym stopniu rozwoju uszkodzeń w badanej miedzi, mierzonym pośrednio poprzez wartość stosunku intensywności naprężenia, dla danego kierunku w płaszczyźnie ( $\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12}$ ), do naprężenia rozciągającego, przyjętego jako punkt odniesienia.

Znajomość takiego zachowania materiału w znaczący sposób może skrócić proces doświadczalnego określania krzywych jednakowych czasów do zniszczenia, ponieważ w takim przypadku wystarczy przeprowadzić próby pełzania do chwili ustalenia prędkości pełzania, a tylko jedną z nich doprowadzić do zniszczenia. Na podstawie krzywej izochronicznej reprezentującej jednakowe czasy zakończenia pierwszego etapu pełzania, znając czas do zniszczenia dla jednego kierunku w płaszczyźnie ( $\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12}$ ), łatwo możemy otrzymać kontur przebiegu jednakowej żywotności w całym rozpatrywanym obszarze naprężeń.

## 6.2 Weryfikacja powszechnie stosowanych hipotez zniszczenia

W elementach konstrukcji poddawanych obciążeniom odpowiadającym warunkom pełzania następuje proces zniszczenia materiału, w którym można wyróżnić dwa zasadnicze etapy. W pierwszym z nich uszkodzenia rozwijają się bez makroskopowo widocznych pęknięć na skutek procesu nukleacji i narastania mikrouszkodzeń a efektem końcowym tego etapu jest makroskopowo obserwowane pęknięcie w postaci jednej lub wielu szczelin. W drugim etapie procesu zniszczenia następuje propagacja powstałej dominującej szczeliny (lub szczelin) prowadząca do obniżania nośności elementu konstrukcji aż do jej całkowitego wyczerpania. W większości przypadków spotykanych w praktyce

czas trwania tego drugiego etapu jest pomijalnie mały w odniesieniu do okresu eksploatacji elementu [184]. Prace eksperymentalne [np. 4, 20, 45, 70, 73] poświęcone badaniom mechanizmów nukleacji i rozwoju mikrouszkodzeń, w następstwie których ma miejsce zniszczenie materiałów przy pełzaniu wykazują, że można wśród nich ogólnie wyróżnić trzy następujące typy mechanizmów:

1. Mechanizm typu rozdzielczego (kruche zniszczenie), w którym mikrodefekty tworzą się i rozwijają na granicach ziaren prostopadłych do kierunków maksymalnych naprężeń rozciągających.
2. Mechanizm typu poślizgowego (ciągliwe zniszczenie), w którym mikrodefekty tworzą się na granicach ziaren i rozwijają się na skutek poślizgów między ziarnami.
3. Mechanizm typu mieszanego, który jest kombinacją równocześnie zachodzących mechanizmów typu rozdzielczego i poślizgowego.

Charakter zniszczenia oraz czas do jego wystąpienia uzależnione są głównie od rodzaju materiału oraz wielkości i typu działającego obciążenia. W przypadku materiałów polikrystalicznych i w jednoosiowych stanach naprężenia dla małych wielkości obciążeń dominującym mechanizmem uszkodzenia jest mechanizm typu rozdzielczego, przy którym pęknięcia mają charakter międzykrystaliczny. Z kolei przy dużych wielkościach obciążeń zniszczenie następuje w wyniku dominacji mechanizmu poślizgowego, przy którym uszkodzenia mają charakter wewnątrzkrystaliczny i zachodzą wskutek poślizgów w płaszczyznach przechodzących przez poszczególne ziarna. Wymienione mechanizmy determinują warunek wyęczeniowy, od którego zależy czas do zniszczenia w procesie pełzania. W pracy podjęto się oceny przydatności najczęściej wykorzystywanych hipotetycznych kryteriów zniszczenia w odniesieniu do badanej miedzi elektrolitycznej M1E. W tym celu przeprowadzono porównanie krzywych jednakowych czasów zniszczenia otrzymanych dla:

- kryterium maksymalnego naprężenia głównego, które w układzie osi naprężeń stosowanych w eksperymentach ( $\sigma_{11}, \sigma_{12}$ ) wyraża się zależnością

$$(6.2) \quad \sigma_R = \sigma_{\max} = \frac{1}{2} \left( \sigma_{11} + \sqrt{\sigma_{11}^2 + 4\sigma_{12}^2} \right),$$

- kryterium naprężenia efektywnego Hubera-Misesa, które dla realizowanych kombinacji naprężeń przyjmuje postać

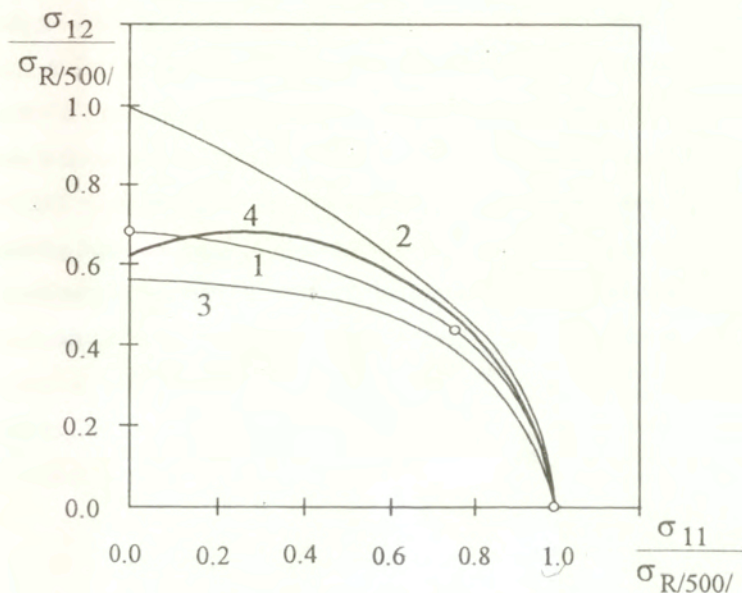
$$(6.3) \quad \sigma_R = \sigma_e = \sqrt{\sigma_{11}^2 + 3\sigma_{12}^2},$$

- kryterium Sdobyriewa, którego roboczą postać przyjęto w następującej formie

$$(6.4) \quad \sigma_R = \beta \sigma_{\max} + (1 - \beta) \sigma_e.$$

Na rys. 6.8 przedstawiono izochroniczne krzywe pełzania wynikające z rozpatrywanych kryteriów zniszczenia oraz krzywą wyznaczoną na podstawie rezultatów doświadczalnych. Wszystkie pokazane krzywe odnoszą się do czasu zniszczenia wynoszącego 500 godzin i zostały uzyskane przez normalizację układu współrzędnych. Wielkością normalizującą było naprężenie rozciągające  $\sigma_{R/500h}$  odpowiadające czasowi do zniszczenia 500 godzin. Wyraźnie widać, że najlepszy opis wyników eksperymentalnych, spośród rozpatrywanych hipotez, daje kryterium Sdobyriewa dla współczynnika  $\beta=0.9$ , który ustalono na podstawie danych z przeprowadzonych prób pełzania. Wartość współczynnika  $\beta$  wskazuje, że główny wpływ na zniszczenie badanej miedzi posiadały mechanizmy uzależnione od wartości maksymalnego naprężenia głównego.

Wynik ten potwierdza zatem wcześniejsze rezultaty uzyskane przez innych autorów dla miedzi o podobnym składzie chemicznym [70, 73, 95-97].

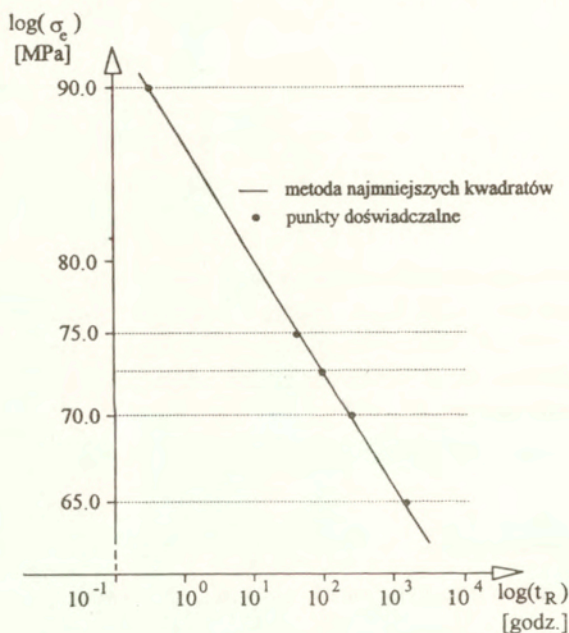


Rys.6.8 Porównanie powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia dla  $t_R = 500$  [godz.] obliczonych według hipotezy maksymalnego naprężenia głównego (2), hipotezy naprężenia efektywnego Misesa (3), kryterium Sdobyriewa (4) z powierzchnią określoną na podstawie rezultatów doświadczalnych (1).

### 6.3 Uwagi podsumowujące

Zaproponowano metodykę określania przekroju powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia materiału przy pełzaniu. Procedura ta pomimo, że może być stosowana do ograniczonego zakresu naprężenia (tj. zakresu bliskiemu wielkościom naprężenia zastosowanym w eksperymentach), daje dogodne narzędzie do analizy uzyskanych rezultatów. Istotnym zagadnieniem z tego

punktu widzenia jest problem zakresu liniowości związków  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_f)]$ ,  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_{II})]$ ,  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_R)]$  i możliwości ekstrapolacji uzyskanych wyników. Prezentowany program badawczy poprzedziły dodatkowe testy pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu dla poziomych naprężeń 65 i 90 [MPa]. Uzyskane wszystkie wyniki z prób przy rozciąganiu wykazały, że zachowana jest liniowość logarytmicznych związków pomiędzy naprężeniem a czasami charakterystycznych punktów krzywej pełzania. Choć nie jest to efekt nowy i stanowi tylko potwierdzenie tego co obserwowali już inni badacze [1, 73, 214] w jeszcze szerszych granicach naprężeń rozciągających, to jednak daje gwarancję, że zaproponowana metoda może być użyteczna w szerszych granicach niż poziomy naprężenia stosowane w zasadniczym programie prób pełzania.



Rys. 6. 9 Wykres zależności  $\log(\sigma_e)=f[\log(t_R)]$  uwzględniający wszystkie przeprowadzone próby pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu.

Procedurę wyznaczania jednakowych czasów zniszczenia przy pełzaniu zastosowano także do wyznaczania krzywych jednakowego czasu uzyskania ustalonej prędkości pełzania oraz krzywych jednakowego czasu osiągnięcia trzeciego etapu pełzania. Analiza krzywych wykazała, że dla zadanego poziomu naprężenia rozciągającego traktowanego jako wartość odniesienia, dla różnych stanów naprężenia w płaszczyźnie ( $\sigma_{11}, \sqrt{3}\sigma_{12}$ ), stopień uszkodzenia materiału narasta proporcjonalnie aż do zniszczenia.

Przy zadanych warunkach w badanej miedzi obserwowano zniszczenie o charakterze kruchym. Przeprowadzona weryfikacja wybranych prostych hipotez wyężeniowych wykazała, że najlepszy opis krzywych izochronicznych, reprezentujących zniszczenie przy pełzaniu, daje kryterium zniszczenia Sdobyriewa, przy czym zgodnie z wynikami poprzednich prac dla tego materiału zasadniczy wpływ na zniszczenie posiadały mechanizmy uzależnione od maksymalnego naprężenia głównego.

## 7. WPŁYW RÓŻNYCH FORM WSTĘPNEJ DEFORMACJI NA WŁAŚCIWOŚCI MECHANICZNE WYBRANYCH MATERIAŁÓW

Zagadnienie wpływu wstępnej deformacji wprowadzanej w materiałach konstrukcyjnych podczas różnego rodzaju procesów wytwórczych oraz podczas eksploatacji stanowi problem, któremu w fachowej literaturze światowej poświęca się dużo uwagi [18, 26, 35, 36, 56, 66, 77, 78, 89-92, 101-110, 113, 119, 123, 124, 139, 140, 142, 144-147, 149, 150, 152, 155-158, 164, 168-170, 177, 179-183, 187, 189, 191, 195-197, 199-204, 206, 207, 209, 210, 212-214, 217-221, 223, 224]. Przyczyną tej sytuacji jest z jednej strony fakt powszechnego stosowania obróbki plastycznej w trakcie procesów technologicznych wykorzystywanych do wyrobu konkretnych elementów, która wywołuje w materiale znaczne, wprowadzane w stosunkowo krótkim czasie odkształcenia plastyczne, a z drugiej strony fakt stopniowego odkształcania się elementów konstrukcyjnych w gotowych wyrobach wystawionych na działanie długotrwałych i jednocześnie złożonych obciążeń przy często znacznie podwyższonej temperaturze (np. elementy kotłów parowych, łopatki turbin w elektrowniach, rury doprowadzające rozgrzane substancje, itp). Stosowane formy deformacji materiałów dają w efekcie zmiany podstawowych parametrów materiałowych takich jak granica plastyczności, wytrzymałość doraźna, ciągliwość oraz są przyczynami zmian parametrów charakteryzujących proces pełzania np. minimalna prędkość pełzania, czy żywotność (tj. czas do zniszczenia). W celu zachowania maksymalnego bezpieczeństwa działania urządzeń o ekstremalnych warunkach pracy konieczne jest prowadzenie systematycznych badań dla różnych materiałów konstrukcyjnych, ponieważ jak wykazują doświadczenia przeprowadzone w różnych ośrodkach naukowych zachowanie poszczególnych materiałów wstępnie zdeformowanych jest wielokrotnie bardzo zróżnicowane.

W wielu znanych laboratoriach problem wpływu deformacji wstępnej na późniejsze zachowanie materiału analizowany jest doświadczalnie, w zależności



od potrzeb, kilkoma drogami. W przypadku gdy istotne jest określenie zmian własności materiału w czasie długotrwałego obciążania w podwyższonej temperaturze niezbędne są badania wpływu wstępnej deformacji plastycznej oraz jej wartości na proces pełzania. W innych wypadkach, gdy wykorzystuje się materiał częściowo wyeksploatowany poprzez długotrwałe obciążanie do mniej odpowiedzialnych konstrukcji, konieczne są badania wpływu deformacji zadawanej w trakcie procesu pełzania na własności mechaniczne materiału.

W zależności od typu procesu zadawania wstępnej deformacji plastycznej badania wpływu pierwotnych odkształceń plastycznych na charakterystyki materiałowe można ogólnie podzielić na:

- A) Badania z wstępną deformacją plastyczną zadawaną przez monotoniczne obciążanie próbek, np. [35-37, 104-109, 187, 201, 204, 207, 210, 213, 214, 217, 218].
- B) Badania z wstępną deformacją plastyczną zadawaną przez cykliczne obciążanie próbek, np. [91, 110, 119, 140, 147, 158].
- C) Badania z wstępną deformacją plastyczną zadawaną w procesie pełzania przy pokojowej lub podwyższonej temperaturze, np. [35, 36, 90, 109, 169, 177, 220, 221].

Wyniki wspomnianych badań mają istotne znaczenie dla wielu gałęzi produkcji, wśród których głównie należy wymienić energetykę, przemysł lotniczy oraz przemysł chemiczny. Z uwagi na wymagania odnośnie jakości materiału podyktowane względami bezpieczeństwa, we wskazanych działach gospodarki istnieje obecnie największe zapotrzebowanie na doświadczalne zbadanie efektów związanych z wpływem obróbki plastycznej oraz termicznej. Tego typu prace powinny obejmować coraz szerszy asortyment materiałów konstrukcyjnych. Aktualnie dostępne w literaturze rezultaty ciągle nie są jeszcze wystarczające, ponieważ z jednej strony otrzymywane były przeważnie w jednoosiowych stanach naprężenia, a z drugiej obejmują zbyt wąską grupę materiałów.

Badania dające kompleksowe informacje o właściwościach mechanicznych materiału muszą być przeprowadzane w złożonych stanach naprężenia. Ze względu na trudności i wymagane nakłady finansowe liczba takich badań jest ograniczona, a istniejący materiał eksperymentalny często trudny do porównania. Wyniki z doświadczeń w złożonych stanach naprężenia przedstawiane są zazwyczaj w postaci przekroju powierzchni plastyczności płaszczyzną związaną z realizowanym stanem naprężenia w próbce. Taka forma prezentacji rezultatów często utrudnia ich właściwą interpretację. Spowodowane to jest odmiennością rozpatrywanych stanów naprężenia, różną dokładnością pomiarów, różnymi definicjami granicy plastyczności czy też wpływem warunków obciążania próbki i wynikającym stąd zakłóceniem jednorodności stanu naprężenia w części pomiarowej próbki. Dlatego też w raportach z tego typu badań, aby umożliwić porównanie uzyskanych rezultatów otrzymanych w różnych ośrodkach badawczych, konieczne jest precyzyjne określenie wszystkich warunków brzegowych wykonywanych testów.

Z danych literaturowych wynika, że dla jednych materiałów wstępna deformacja plastyczna może wywoływać efekt zwiększenia żywotności materiału [142, 207, 210], czy też umocnienie materiału wyrażające się spadkiem ustalonej prędkości pełzania [104-108, 113, 142, 168, 207, 210, 213, 214] w przypadku poddania materiału pełzaniu, lub wzrost granicy plastyczności na kierunku zgodnym z kierunkiem wstępnej deformacji gdy zostanie poddany procesowi plastycznej deformacji [77, 145, 204, 217, 218]. Natomiast dla innych może powodować efekt zupełnie przeciwny, tj. obniżenie żywotności materiału przy pełzaniu [np. 177], czy też może nie powodować większych różnic w parametrach materiałowych przy kolejnych procesach deformacyjnych [206].

W przypadku zadawania deformacji w materiale wykorzystując pełzanie otrzymano rezultaty, które w większości świadczą o korzystnym wpływie tego procesu na późniejsze zachowanie przy plastycznej deformacji [90, 169, 220, 221]. Niestety w pracach tych proces pełzania dla osiągnięcia początkowej

deformacji był bardzo krótki (w zakresie od kilku minut do kilku godzin) a zatem nie odzwierciedlał typowego charakteru zjawiska pelzania.

W poniższym rozdziale, do analizy zagadnienia wpływu wstępnego odkształcenia na zachowanie materiału poddanego następnie obciążaniu w celu wyznaczenia powierzchni plastyczności, wykorzystano oba wspomniane podejścia. W przypadku badań miedzi, w odróżnieniu od wcześniejszych prac, wstępną deformację poprzez pelzanie prowadzono w typowych warunkach dla tego typu procesu, tzn. przy naprężeniu mniejszym od granicy plastyczności badanego materiału w przyjętej temperaturze. W badaniach stali natomiast, wstępną deformację przy stałym obciążeniu prowadzono w temperaturze pokojowej.

Analizę zmian własności materiałów pod wpływem różnych form plastycznej deformacji przeprowadzono na podstawie ewolucji powierzchni plastyczności.

W literaturze można znaleźć wiele sposobów wyznaczania powierzchni plastyczności [77, 89, 201, 209]. Najczęściej stosowane to:

- {a} metoda z użyciem wielu próbek, w której każdy punkt powierzchni reprezentujący określony stan naprężenia wyznaczany jest na jednej próbce,
- {b} metoda sekwencyjna z wykorzystaniem jednej próbki przez kolejne jej obciążanie w celu uzyskania zadanego odkształcenia trwałego (tzw. offsetu) dla kolejnych kierunków określonych w dwuwymiarowej przestrzeni naprężeń ( $\sigma_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$ ) przeciwnie lub zgodnie z ruchem wskazówek zegara,
- {c} metoda naprzemienna z wykorzystaniem jednej próbki przez obciążanie jej do zadanego odkształcenia trwałego stosując kolejność obciążeń różniących się kierunkiem w przestrzeni naprężeń ( $\sigma_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$ ) o kąt  $180^\circ$ , tj. przykładowo najpierw obciążanie w kierunku rozciągania a następnie ściskanie, itp.

Zgodnie z obserwacjami najlepsze wyniki jakościowe daje metoda wyznaczania powierzchni plastyczności z wykorzystaniem wielu próbek (a), ponieważ obraz tak otrzymanej powierzchni nie jest zakłócony poprzez historię kolejnych nakłuć wykonywanych dla wyznaczenia powierzchni przy użyciu jednej próbki. Przeprowadzone badania [37] wykazują jednak, że także metody (b) i (c), w których wykorzystuje się tylko jedną próbkę, mogą być stosowane w doświadczalnej analizie zmian powierzchni plastyczności, o ile spełnione są pewne warunki badań związane zwłaszcza z ograniczeniem wartości plastycznej deformacji, jakich doznaje próbka na kolejnych kierunkach obciążania oraz z przyjętą definicją granicy plastyczności. Zaletą tych sposobów jest ich dużo mniejszy koszt i pracochłonność w stosunku do metody (a). W prezentowanych badaniach metoda sekwencyjnego nakłuwania została wykorzystana do testów na stali kotłowej, natomiast metodę naprzemienną przyjęto w eksperymentach na miedzi.

Jednym z ważniejszych zagadnień przy wyznaczaniu punktów powierzchni plastyczności jest definicja granicy plastyczności, ponieważ jej wartość decyduje o kształcie i wymiarach powierzchni [86]. W literaturze można się spotkać z kilkoma typami definicji granicy plastyczności [77, 89], wśród których najczęściej stosowane są:

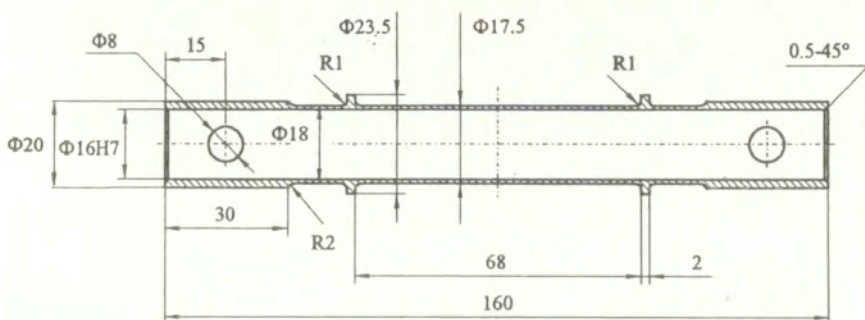
- a) uplastycznienie zdefiniowane poprzez granicę proporcjonalności,
- b) uplastycznienie zdefiniowane przez powrotną ekstrapolację gładkiej części charakterystyki naprężenie-odkształcenie do przecięcia z osią naprężenia,
- c) uplastycznienie odpowiadające z góry określonej wartości trwałego odkształcenia plastycznego.

W badaniach obu materiałów jako definicję uplastycznienia przyjęto wartość trwałego odkształcenia plastycznego, dla miedzi  $1 \times 10^{-4}$ , a dla stali  $5 \times 10^{-5}$ .

## 7.1 Opis procedury doświadczalnej

### 7.1.1 Badane materiały, stosowane próbki oraz stanowiska pomiarowe

Do badań miedzi wykorzystywano cienkościennie próbki rurkowe o długości bazy pomiarowej 68 [mm], grubości ścianki 0.75 [mm] i średnicy zewnętrznej w części pomiarowej 17.5 [mm]. Geometria stosownych próbek przedstawiona jest na rys. 7.1. Projekt próbki zapewniał możliwość zamocowywania jej zarówno w układzie obciążającym pełzarki jak również w dwuosiowej maszynie wytrzymałościowej INSTRON 1343.



Rys. 7.1 Próbką.

Badana miedź elektrolityczna M1E zawierała 99.9% Cu. Próbkę po obróbce mechanicznej były poddane obróbce cieplnej, polegającej na wyżarzaniu w temperaturze 673 K przez okres dwóch godzin i studzeniu razem z piecem, a następnie były starzone. Przed zasadniczymi badaniami przeprowadzono badania mikrostruktury materiału w celu określenia wielkości ziarna. Obserwacje mikrostruktury przeprowadzono na mikroskopie metalograficznym Neophot 21 pod powiększeniem 200x. Pomiary wielkości ziarna wykonano na analizatorze obrazu wyposażonym w mikrokomputer typu PC oraz dodatkowo metodą zliczania ziarn wg PN-66/H-04507. Widok mikrostruktury badanej miedzi M1E prezentowany jest na fotografii (rys. 7.2). Badany materiał posiadał strukturę

drobnoziarnistą o wyraźnie zarysowanych granicach ziarn z widocznymi charakterystycznymi bliźniakami. Średni wymiar ziarna wynosił 0.058 [mm].



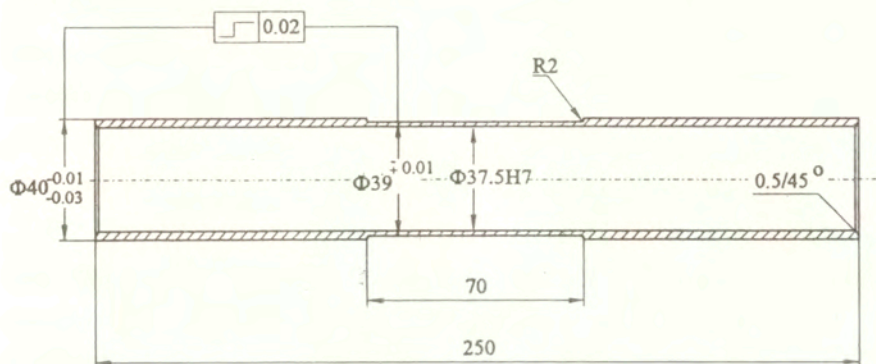
Rys. 7.2 Fotografia mikrostruktury badanej miedzi.

Drugim badanym materiałem była stal kotłowa 15HM w stanie dostawy, której skład chemiczny zamieszczono w tabeli 7.1. Jest to stal stopowa przeznaczona do pracy przy podwyższonych temperaturach, stosowana między innymi w budowie kotłów parowych i wodnych, zbiorników ciśnieniowych oraz rurociągów pary i wody. Dostarczana jest najczęściej w postaci blach, rur bez szwu, prętów i odkuwek.

Tabela 7.1. Skład chemiczny stali 15HM

skł. stop.	C	Mn	Si	P <sub>max</sub>	S <sub>max</sub>	Cr	Ni <sub>max</sub>	Mo	Cu	Al <sub>max</sub>
material	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
15HM	0.11÷0.18	0.4÷0.7	0.15÷0.35	0.04	0.04	0.7÷1.0	0.35	0.4÷0.55	>0.25	0.02

Podobnie jak dla miedzi, doświadczenia przeprowadzono na cienkościennych próbkach rurkowych, z tym że o zupełnie innych wymiarach, rys. 7.3.



Rys. 7.3 Próbką stalowa.

Próbki stalowe otrzymano z gotowych rur o średnicach zewnętrznej i wewnętrznej wynoszących odpowiednio 44, 36 [mm], co znacznie obniżyło koszty ich wytworzenia. Długość i średnicę części chwytowej dostosowano do wymiarów tulei zaciskowej uchwytów mocujących maszyny wytrzymałościowej INSTRON. W trakcie mocowania próbki w oba jej końce wsuwano dopasowane czopy. Zabieg ten miał na celu ograniczenie zmiany średnicy wewnętrznej części chwytowej podczas zaciskania szczęk maszyny.

Badania miedzi przeprowadzono na pełzarce przystosowanej do prowadzenia testów w podwyższonych temperaturach oraz na maszynie wytrzymałościowej Instron 1343, umożliwiającej realizację złożonych stanów naprężenia poprzez różne kombinacje siły osiowej i momentu skręcającego, sterowane w zamkniętej pętli sprzężenia zwrotnego kontrolowanego przez komputer Hewlett-Packard serii 310. Opracowane oprogramowanie zapewniało obciążanie próbek z zadaną prędkością dla każdej składowej odkształcenia z

zachowaniem ich stałego stosunku aż do chwili osiągnięcia wymaganej wartości intensywności odkształcenia plastycznego. Opis dotyczący pełzarki zawiera praca [108], natomiast szczegóły stanowiska badawczego, na którym realizowano wyznaczanie powierzchni plastyczności omówiono w [37, 109].

Wszystkie badania stali prowadzono na maszynie wytrzymałościowej Instron 1343.

## 7.1.2 Procedura badań miedzi elektrolitycznej

### 7.1.2.1 Pomiar odkształceń

Odształcenia w próbach pełzania przy rozciąganiu mierzone były przy pomocy ekstensometru mechanicznego, przymocowywanego do kołnierzy określających bazę pomiarową na próbce. Urządzenie to jest zbudowane z dwóch współosiowych rur, do których końców, pozostających na zewnątrz pieca, dołączone są czujniki indukcyjne rejestrujące liniowe przemieszczenie się rur względem siebie. Wielkość tego przemieszczenia stanowi miarę wydłużenia się części pomiarowej próbki, które odniesione do początkowej bazy określa wielkość odkształcenia. Szerzej konstrukcja ekstensometru opisana została w pracy [108].

Testy dla wyznaczenia powierzchni plastyczności przeprowadzono na maszynie wytrzymałościowej Instron z wykorzystaniem układów tensometrycznych naklejanych na powierzchni próbek. Odształcenia osiowe mierzono przy pomocy pełnomostkowego układu czterech tensometrów, z których dwa, naklejone po przeciwnych stronach próbki, były tensometrami czynnymi, natomiast dwa pozostałe stanowiły układ kompensujący zmiany temperatury i naklejone były na specjalnie zaprojektowanym półpierścieniu dołączonym do próbki. Układ przeznaczony do pomiaru odkształceń postaciowych był również pełnomostkowy z czterema tensometrami naklejonymi pod kątami  $45^{\circ}$  do osi próbki. Oba układy do pomiaru odkształceń podłączone



były do systemu pomiarowego maszyny Instron 1343. Rozdzielczość pomiaru odkształceń osiowych i postaciowych wynosiła  $8 \times 10^{-6}$ .

#### 7.1.2.2 Program badań

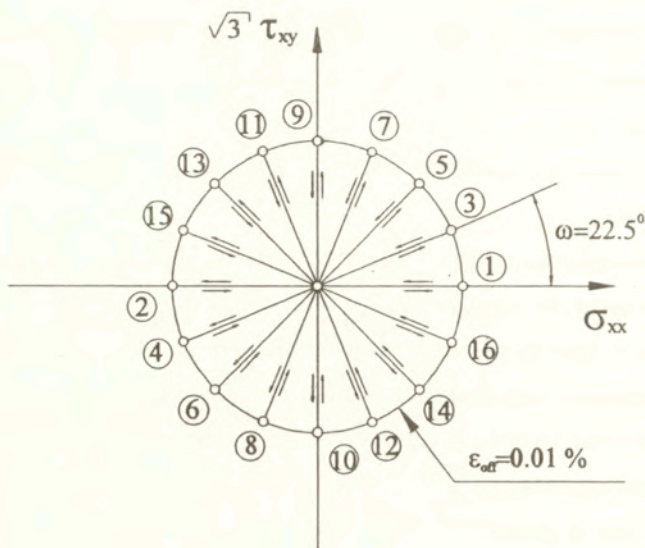
Procedura doświadczalna złożona była z kilku etapów. Obejmowała między innymi

- 1) wyznaczenie powierzchni plastyczności dla materiału, w którym nie zadano deformacji początkowej,
- 2a) wprowadzenie wstępnej deformacji w procesie pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu dla dwóch przyjętych wartości odkształcenia 5% i 15%,
- 2b) wyznaczenie powierzchni plastyczności materiału z predeformacją przy pełzaniu,
- 3a) wprowadzenie wstępnej deformacji plastycznej drogą monotonicznego jednoosiowego rozciągania do wartości 5% i 15%,
- 3b) wyznaczenie powierzchni plastyczności dla materiału odkształconego w procesie monotonicznego rozciągania.

Do wyznaczania wszystkich powierzchni plastyczności miedzi wykorzystywano metodę naprzemienną.

Zgodnie z programem sterującym danym eksperymentem, napisanym w kodzie obsługującym interfejs maszyny Instron, w początkowej fazie obciążania próbki obliczany był moduł sprężystości (E). Obliczenia te przeprowadzano na podstawie punktów doświadczalnych zebranych w ustalonym wcześniej przedziale wartości naprężeń. Proces obciążania próbki zostawał zatrzymany w chwili gdy różnica intensywności odkształceń całkowitych i intensywności odkształceń sprężystych, obliczonych jako iloraz intensywności naprężeń i wyznaczonego wcześniej modułu Younga, przekroczy zadaną wartość ( $1 \times 10^{-4}$ ). Po spełnieniu tego warunku następowała zmiana sposobu sterowania maszyną z odkształceń na sterowanie obciążeniami i następował proces odciązania do

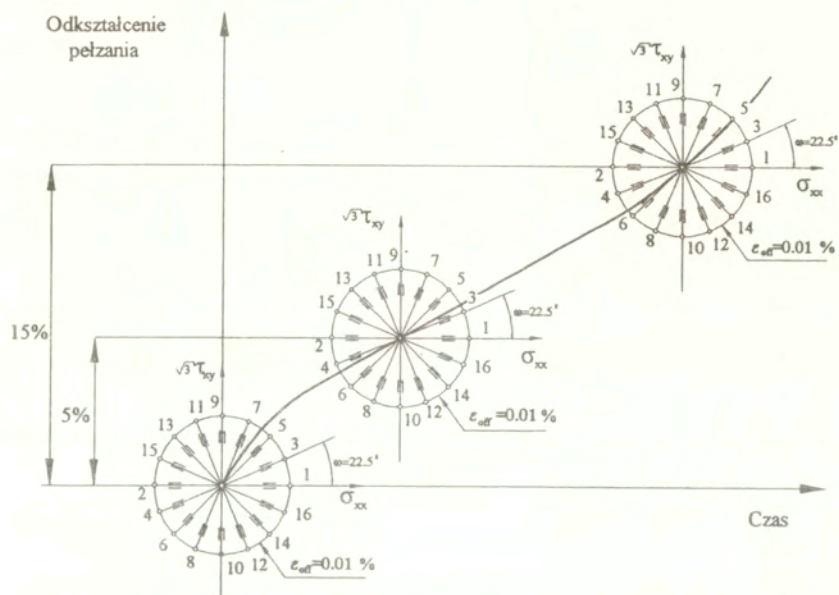
zerowej wartości siły i momentu skręcającego. Procedura wyznaczania punktów doświadczalnych reprezentujących powierzchnię plastyczności materiału obejmowała obciążanie próbki w 16 kierunkach, zgodnie ze schematem zamieszczonym na rys. 7.4. W celu określenia powierzchni plastyczności dla 16 różnych kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego wyznaczono zależność naprężenie - odkształcenie. Każde kolejne nakłucie realizowano do wartości intensywności odkształceń trwałych równych  $1 \times 10^{-4}$ .



Rys. 7.4 Schemat metody wyznaczania powierzchni plastyczności miedzi

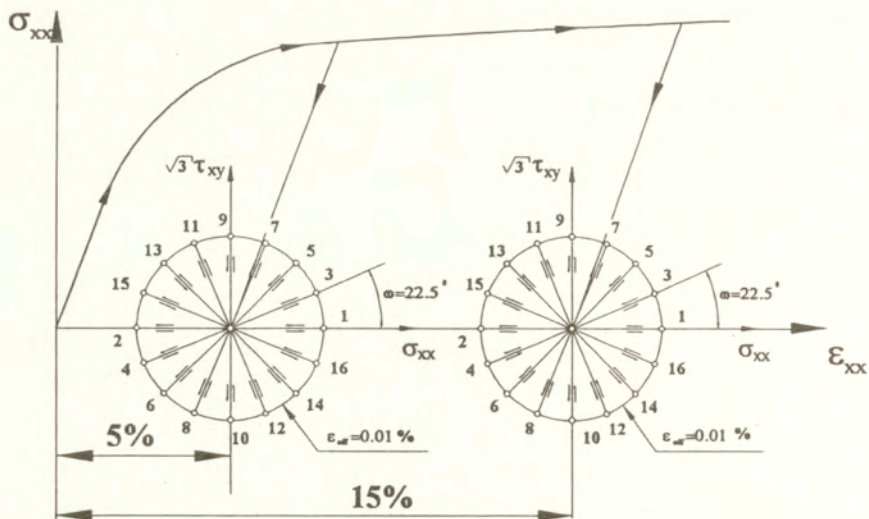
Drugim etapem badań były testy, w których wprowadzano wstępną deformację poprzez poddanie próbek pełzaniu przy jednoosiowym rozciąganiu w temperaturze 523K (etap 2a). Proces pełzania prowadzono do z góry założonego odkształcenia trwałego przy poziomie naprężenia 95 [MPa]. Przyjęto dwie wartości odkształceń: 5 i 15%, które odpowiadają deformacji uzyskiwanej odpowiednio w zaawansowanej fazie pierwszego okresu pełzania oraz wstępnej fazie trzeciego etapu pełzania. Po tak przeprowadzonej deformacji wstępnej

wykonywano badania mające na celu wyznaczenie powierzchni plastyczności (etap 2b), której procedura określania była analogiczna jak dla materiału w stanie nieodkształconym. Schemat tej części programu zamieszczony jest na rys. 7.5.



Rys. 7.5 Program badań materiału deformowanego wstępnie w procesie pełzania.

Trzeci etap programu obejmował testy, w których deformację wstępną zadawano drogą monotonicznego obciążania próbek do wartości odkształceń jednakowych jak przy próbach pełzania, tj. 5 i 15%. Cały eksperyment wykonywany był na maszynie wytrzymałościowej Instron i polegał na rozciągnięciu próbek do zadanych wartości odkształcenia i odciążeniu (etap 3a), a następnie wyznaczaniu kolejnych punktów powierzchni plastyczności (etap 3b) według procedury przedstawionej na rys. 7.4. Schemat realizacji tego etapu programu zilustrowano na rys. 7.6.



Rys. 7.6 Program badań materiału deformowanego wstępnie w standardowej próbie monotonicznego rozciągania.

### 7.1.3 Opis procedury badań stali kotłowej

#### 7.1.3.1 Pomiar odkształceń i obciążeń

Pomiarów odkształceń w próbach monotonicznego obciążania, które wykonywano zarówno w celu wprowadzenia wstępnej deformacji plastycznej jak i dla określenia powierzchni plastyczności, oraz w próbach z obciążeniami stałymi dla realizacji procesu pełzania dokonywano przy użyciu układów tensometrycznych naklejanych na powierzchni próbek. Układ do pomiarów składowych odkształceń złożony był z dwóch rozet tensometrycznych typu RY83 i dwóch tensometrów typu LY13 firmy Hottinger Baldwin Messtechnik, które naklejono w środkowej części długości pomiarowej próbki. Razem z tensometrami kompensacji zmian temperatury tworzyły one dwa układy pełnomostkowe do pomiarów składowych odkształceń osiowych i postaciowych oraz jeden półmostkowy układ do pomiarów odkształceń obwodowych. Układy do pomiaru odkształceń osiowych i postaciowych podłączone były do systemu

pomiarowego maszyny Instron 1343. Układ tensometryczny do pomiaru odkształceń obwodowych podłączony był bezpośrednio do systemu pomiarowego firmy PEEKEL, wykorzystywanego jako drugi układ rejestracji danych z doświadczeń. Rozdzielczość pomiaru odkształceń osiowych, postaciowych i obwodowych wynosiła  $8 \times 10^{-6}$ .

Pomiarów obciążeń próbki dokonywano przy pomocy dynamometrów tensometrycznych o nominalnej nośności 100 [kN] dla siły osiowej oraz 1000 [Nm] dla momentu skręcającego. Zapewniało to odpowiednio rozdzielczości 100 [N] i 1 [Nm].

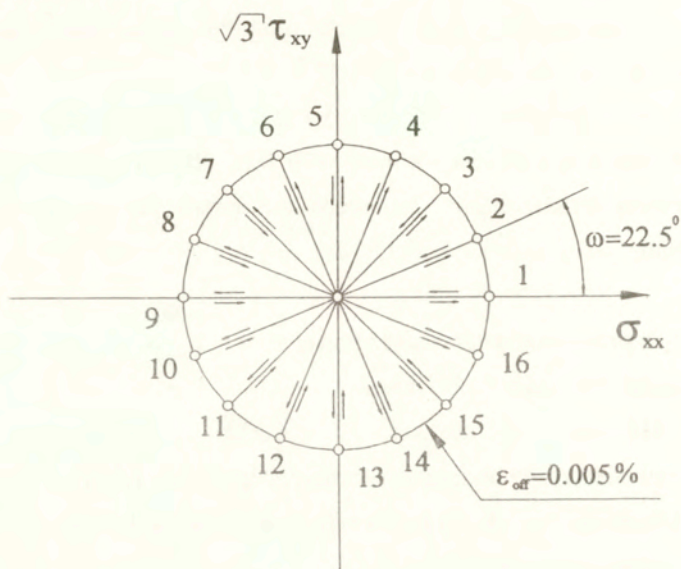
### 7.1.3.2 Opis programu badań stali kotlewej

Program doświadczeń obejmował:

1. Określenie początkowej powierzchni plastyczności drogą monotonicznego obciążania sekwencyjnego jednej próbki w 16 różnych kierunkach tak, aby równomiernie pokryć obszar wszystkich czterech ćwiartek płaszczyzny ( $\sigma_{XX}$ ,  $\tau_{XY}$ ).
2. Wywołanie wstępnej deformacji plastycznej cienkościennych próbek rurkowych. Etap ten złożony był z dwóch następujących części:
  - a) prób pełzania przy stałym poziomie intensywności naprężenia.
  - b) prób monotonicznego obciążania próbek w warunkach jednoosiowego rozciągania i czystego skręcania.
3. Określenie powierzchni plastyczności metodą sekwencyjnego nakłuwania materiału po wstępnej deformacji plastycznej wywołanej różnymi typami obciążeń.

Do wyznaczenia wszystkich powierzchni plastyczności badanej stali zaadoptowano metodę kolejnych nakłuć jednej próbki, sposób {b}. Procedura wyznaczania punktów powierzchni plastyczności na danej próbce była podobna do stosowanej w przypadku badania miedzi, tj. zawierała szesnaście punktów, dla szesnastu różnych kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego, z tym że

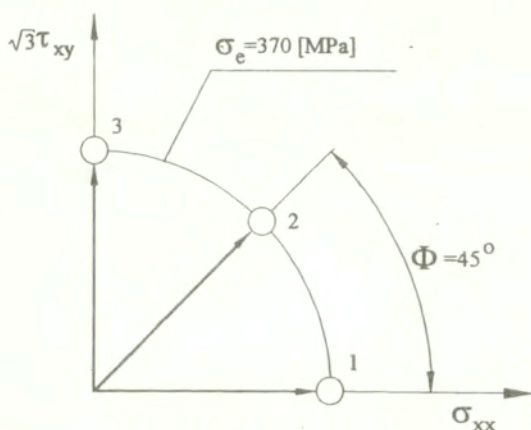
zmieniono kolejność realizacji poszczególnych kierunków, rys. 7.7. Numery od 1 do 16 odpowiadają kolejnym nakłuciom próbki do wartości intensywności odkształcenia  $5 \times 10^{-5}$ .



Rys. 7.7 Program sekwencyjnego wyznaczania powierzchni plastyczności na jednej próbce.

Drugim etapem badań były testy, w których wprowadzano wstępną deformację przez poddanie próbek pełzaniu w warunkach płaskiego stanu naprężenia, w temperaturze pokojowej (etap 2a). Program prób pełzania pokazano na rys. 7.8. Obejmował on testy przy jednoosiowym rozciąganiu, czystym skręcaniu oraz w złożonym stanie naprężenia przy kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego. Wszystkie próby przeprowadzono przy sterowaniu obciążeniem dla jednakowej intensywności naprężenia  $\sigma_e = 370$  [MPa], która była niższa od górnej granicy plastyczności badanego materiału. Przyjęto taką samą długotrwałość procesu pełzania wynoszącą dwie godziny dla każdego testu. Bezpośrednio po upływie tego czasu następowało odciążenie

próbki. W etapie 2b wstępną deformację plastyczną zadawano drogą monotonicznego obciążania próbek do wartości intensywności odkształceń całkowitych 0.65% przy czystym skręcaniu oraz jednoosiowym rozciąganiu. Po osiągnięciu wymaganej wartości odkształcenia całkowitego następowało automatyczne odciążanie aż do osiągnięcia zerowych wartości siły osiowej lub momentu skręcającego. Testy etapu 2b wykonywano przy sterowaniu odkształceniem w trakcie obciążania oraz przy sterowaniu obciążeniem podczas odciążania.



Rys. 7.8 Program prób pełzania

Po tak przeprowadzonej deformacji wstępnej wykonywano badania mające na celu wyznaczenie powierzchni plastyczności, która to procedura była analogiczna jak dla materiału w stanie nieodkształconym, rys. 7.7. W tym celu do komputera wprowadzano program sterujący pracą maszyny wytrzymałościowej przy obciążeniach monotonicznych i realizowano obciążanie próbki w kolejnych szesnastu kierunkach przestrzeni naprężeń, rozpoczynając od takiego samego kierunku jaki przyjęto podczas wstępnej deformacji plastycznej. Otrzymane dane doświadczalne, w postaci krzywych poszczególnych składowych naprężeń jako funkcji odpowiadających składowych odkształceń, wykorzystywano następnie do

określania sekwencyjnej powierzchni plastyczności materiału wstępnie zdeformowanego.

## 7.2 Zależności definiujące stan naprężenia i stan odkształcenia

Naprężenie osiowe obliczano na podstawie następującego wzoru:

$$(7.1) \quad \sigma_{xx} = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot (D_0^2 - d_0^2)},$$

gdzie:

F - siła osiowa,

$D_0$  - początkowa średnica zewnętrzna próbki na bazie pomiarowej,

$d_0$  - początkowa średnica wewnętrzna na bazie pomiarowej próbki.

Naprężenie styczne, odniesione do średnicy zewnętrznej, wyznaczano z zależności:

$$(7.2) \quad \tau_{xy} = \frac{16 \cdot M_s \cdot D_0}{\pi \cdot (D_0^4 - d_0^4)},$$

gdzie

$M_s$  - moment skręcający próbkę.

Wartość intensywności naprężenia wyrażono zależnością

$$(7.3) \quad \sigma_e = \sqrt{\sigma_{xx}^2 + 3 \cdot \tau_{xy}^2},$$

natomiast wartości intensywności odkształcenia zdefiniowano związkiem uwzględniającym współczynnik Poissona  $\nu$

$$(7.4) \quad \varepsilon_e = \sqrt{\varepsilon_{xx}^2 + \frac{3}{(1 + \nu)^2} \cdot \varepsilon_{xy}^2},$$

gdzie:  $\varepsilon_{xx}$  - odkształcenie osiowe



$$\epsilon_{xy} = \frac{\gamma_{xy}}{2} - \text{odkształcenie postaciowe.}$$

Dla badanej miedzi w zakresie odkształceń, dla których wyznaczano powierzchnię plastyczności, współczynnik Poissona wynosił 0.35, natomiast dla stali 0.34.

### 7.3 Postać warunku plastyczności

Punkty doświadczalne dla przyjętej wartości intensywności odkształceń plastycznych, określone z krzywych naprężenie - odkształcenie dla różnych kierunków dróg obciążenia, wyznaczają przekrój powierzchni plastyczności odpowiadającej przyjętej definicji granicy plastyczności. Punkty te określają kształt, wymiary i położenie rozpatrywanego przekroju powierzchni plastyczności na płaszczyźnie naprężeń osiowych  $\sigma_{xx}$  i naprężeń stycznych  $\tau_{xy}$ . Zgodnie z przyjętą w pracy procedurą, próbki obciążano wzdłuż proporcjonalnych dróg na kierunkach równomiernie rozłożonych w przestrzeni ( $\sigma_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$ ) zarówno dla dodatnich jak i ujemnych wartości obu składowych naprężeń. Na podstawie tak wyznaczonych punktów doświadczalnych obliczano współczynniki przyjętej postaci anizotropowego warunku plastyczności z warunku, aby suma kwadratów odległości punktów doświadczalnych od krzywej aproksymacji osiągała minimum.

W literaturze można znaleźć wiele różnych propozycji postaci warunku plastyczności dla ciał anizotropowych [np. 9, 16, 38, 61, 62, 67, 82, 153, 203]. Ze względu na swoją uniwersalność do dalszych rozważań przyjęto kwadratowy warunek anizotropowy Misesa [153] w postaci przedstawionej przez Szczepińskiego [203] z uwzględnieniem liniowych członów wszystkich składowych naprężeń. Warunek ten uwzględnia efekt Bauschingera przejawiający się przesunięciem osi w stosunku do początku przyjętego układu współrzędnych oraz uwzględnia obrót powierzchni względem początku

przyjętego układu współrzędnych, a w ogólnym przypadku wyrażony jest następującym związkiem:

$$\begin{aligned}
 f(\sigma_{ij}) = & k_{12}(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + k_{23}(\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + k_{31}(\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + \\
 & + 2\tau_{xy} \left[ k_{16}(\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) + k_{26}(\sigma_{zz} - \sigma_{yy}) \right] + \\
 & + 2\tau_{yz} \left[ k_{24}(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) + k_{34}(\sigma_{xx} - \sigma_{zz}) \right] + \\
 & + 2\tau_{zx} \left[ k_{35}(\sigma_{yy} - \sigma_{zz}) + k_{15}(\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) \right] + \\
 & + k_{44} \cdot \tau_{yz}^2 + k_{55} \cdot \tau_{zx}^2 + k_{66} \cdot \tau_{xy}^2 + \\
 & - b_{12}(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}) - b_{23}(\sigma_{yy} - \sigma_{zz}) - b_{31}(\sigma_{zz} - \sigma_{xx}) + \\
 & + b_{44} \cdot \tau_{yz} + b_{55} \cdot \tau_{zx} + b_{66} \cdot \tau_{xy} = 1
 \end{aligned}
 \tag{7.5}$$

W rozpatrywanym w pracy przypadku płaskiego stanu naprężenia, gdy jedynymi niezerowymi składowymi naprężenia są: naprężenie osiowe  $\sigma_{xx}$  i naprężenie tnące  $\tau_{xy}$ , powyższy warunek uplastycznienia materiału o cechach anizotropowych sprowadza się do postaci:

$$\begin{aligned}
 f(\sigma_{ij}) = & (k_{12} + k_{31})\sigma_{xx}^2 - 2 \cdot k_{16} \cdot \tau_{xy} \cdot \sigma_{xx} + k_{66} \cdot \tau_{xy}^2 + \\
 & + (b_{31} - b_{12})\sigma_{xx} + b_{66} \cdot \tau_{xy} = 1
 \end{aligned}
 \tag{7.6}$$

Współczynniki  $k_{ij}$  oraz  $b_{ij}$  występujące w tym związku można wyrazić poprzez wielkości fizyczne w następujący sposób:

$$\begin{aligned}
 k_{12} + k_{31} = & \frac{1}{Y_{xx} Z_{xx}}, & k_{66} = & \frac{1}{R_{xy} S_{xy}}, \\
 b_{31} - b_{12} = & \frac{1}{Y_{xx}} - \frac{1}{Z_{xx}}, & b_{66} = & \frac{1}{R_{xy}} - \frac{1}{S_{xy}},
 \end{aligned}
 \tag{7.7}$$

gdzie  $Y_{xx}$  - granica plastyczności przy rozciąganiu,  $Z_{xx}$  - bezwzględna wartość granicy plastyczności przy ściskaniu,  $R_{xy}$  - granica plastyczności przy ścinaniu

uzyskana dla dodatnich naprężeń  $\tau_{xy}$ ,  $S_{xy}$  - bezwzględna wartość granicy plastyczności przy ścinaniu uzyskana dla ujemnych naprężeń  $\tau_{xy}$ . Jedynie współczynnik  $k_{16}$  nie daje się wyznaczyć z prostych prób rozciągania, ściskania lub skręcania. Aby uzyskać pełną formę tego równania z wartościami liczbowymi wszystkich współczynników anizotropii należy przeprowadzić aproksymację punktów doświadczalnych, z których co najmniej jeden musi pochodzić z próby wykonanej w złożonym stanie naprężenia. Po uwzględnieniu tych współczynników równanie (7.6) przyjmuje postać

$$(7.8) \quad f(\sigma_{ij}) = \frac{1}{Y_{xx}Z_{xx}}\sigma_{xx}^2 - 2k_{16}\sigma_{xx}\tau_{xy} + \frac{1}{R_{xy}S_{xy}}\tau_{xy}^2 + \left(\frac{1}{Y_{xx}} - \frac{1}{Z_{xx}}\right)\sigma_{xx} + \left(\frac{1}{R_{xy}} - \frac{1}{S_{xy}}\right)\tau_{xy} = 1$$

W pracy wykorzystywano to równanie w nieco wygodniejszej następującej formie

$$(7.9) \quad A\sigma_{xx}^2 + 2B\sigma_{xx}\tau_{xy} + C\tau_{xy}^2 + 2D\sigma_{xx} + 2F\tau_{xy} = 1$$

Wymiary geometryczne elipsy z powyższego warunku plastyczności dla materiałów anizotropowych wyrażają się następującymi zależnościami, będącymi funkcjami współczynników krzywej drugiego stopnia:

- współrzędne środka elipsy:

$$(7.10) \quad \alpha_{\sigma} = \frac{B \cdot F - C \cdot D}{\delta}, \quad \alpha_{\tau} = \frac{B \cdot D - A \cdot F}{\delta};$$

- kąt obrotu osi elipsy w stosunku do układu współrzędnych  $\sigma_{xx}$ ,  $-\tau_{xy}$ :

$$(7.11) \quad \phi = \frac{1}{2} \cdot \arctan\left(\frac{2 \cdot B}{A - C}\right),$$

• wielka i mała półoś elipsy:

$$(7.12) \quad a = \sqrt{-\frac{\Delta}{a' \cdot \delta}} \quad ; \quad b = \sqrt{-\frac{\Delta}{b' \cdot \delta}},$$

gdzie

$$(7.13) \quad \Delta = -A \cdot C + 2 \cdot B \cdot D \cdot F - C \cdot D^2 - A \cdot F^2 + B^2 \quad ; \quad \delta = A \cdot C - B^2,$$

oraz

$$(7.14) \quad a' = \frac{1}{2} \left( A + C + \sqrt{(A - C)^2 + 4B^2} \right) \quad ;$$

$$b' = \frac{1}{2} \left( A + C - \sqrt{(A - C)^2 + 4B^2} \right) \quad .$$

Współczynniki równania elipsy aproksymującej punkty doświadczalne obliczano z warunku minimalizacji sumy kwadratów odległości punktów doświadczalnych od krzywej aproksymacji. Pozwalało to na określenie liczbowych wartości współczynników elipsy w ogólnej postaci, a tym samym określenie anizotropowych cech badanego materiału.

Inne kwadratowe warunki plastyczności stosowane w płaskim stanie naprężenia dla ośrodków anizotropowych stanowią szczególne postacie równania (7.9). W warunku Hilla [82, 83] założono  $B=D=F=0$  co oznacza, że środek elipsy pokrywa się z początkiem układu współrzędnych i wielka oś elipsy pokrywa się z osią  $\sigma_{xx}$ , a w warunku zaproponowanym przez Ota, Shindo i Fukuokę [173] przyjęto  $B=F=0$ , co oznacza, że środek elipsy leży na osi  $\sigma_{xx}$  i wielka oś elipsy się z nią pokrywa. Warunek plastyczności dla materiałów anizotropowych w postaci (7.9) określony jest przez pięć stałych materiałowych, którymi z geometrycznego punktu widzenia mogą być, na przykład dwie osie główne

elipsy, dwie współrzędne jej środka i kąt obrotu względem układu współrzędnych.

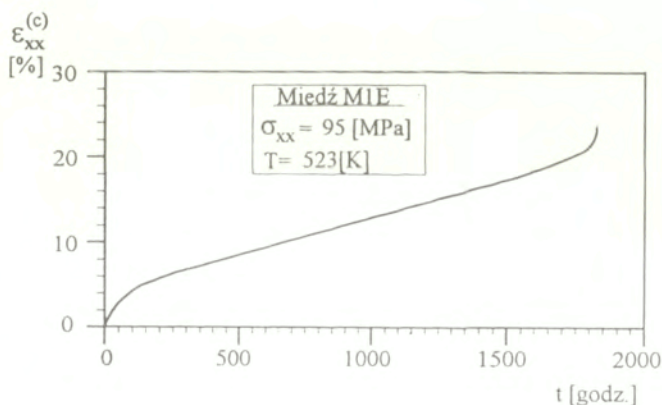
## 7.4 Wyniki badań miedzi elektrolitycznej

### 7.4.1 Wyniki badań podstawowych parametrów mechanicznych

W celu określenia parametrów mechanicznych badanego materiału przeprowadzono statyczną próbę rozciągania w temperaturze pokojowej na maszynie wytrzymałościowej Instron, przy prędkości przemieszczenia tłoka wynoszącej 0.5 [mm/min]. Na podstawie wyników zrealizowanego testu wyznaczono moduł Younga ( $E=1.09 \times 10^5$  [N/mm<sup>2</sup>]), umowną granicę plastyczności ( $R_{0.2}=140$  [N/mm<sup>2</sup>]), granicę wytrzymałości doraźnej ( $R_m=215$  [N/mm<sup>2</sup>]) oraz ciągliwość (21.5 [%]).

### 7.4.2 Wyniki badań podstawowych parametrów procesu pelzania

Dla wyznaczenia podstawowych parametrów procesu pelzania badanej miedzi przeprowadzono próbę pelzania do zniszczenia w temperaturze 523 K.

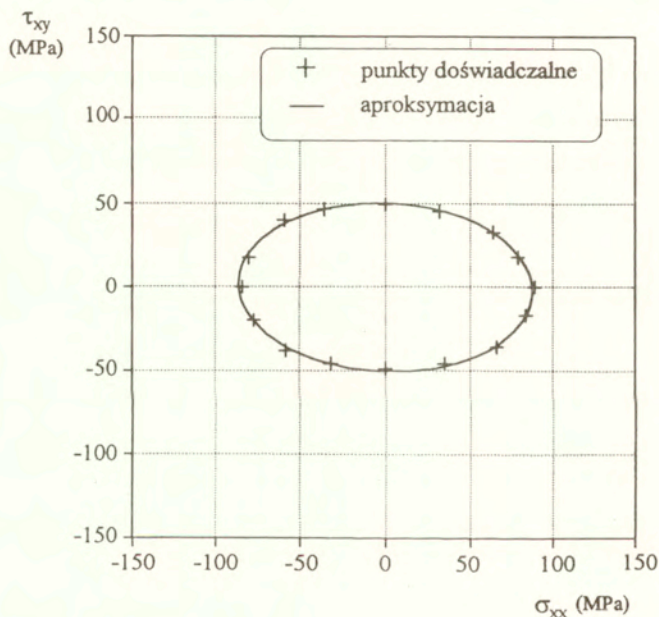


Rys. 7.9 Krzywa pelzania miedzi M1E dla jednoosiowego rozciągania.

Próbie wykonano przy jednoosiowym rozciąganiu z poziomem naprężenia wynoszącym 95 [MPa], który był niższy od umownej granicy plastyczności ( $R_{0,2}=100$  [N/mm<sup>2</sup>]) dla badanego materiału w rozważanej temperaturze. Otrzymana krzywa pełzania prezentowana jest na rys. 7.9. Na jej podstawie określono ustaloną prędkość pełzania,  $9 \times 10^{-5}$  [1/h], oraz żywotność, 1838 [h].

### 7.4.3 Powierzchnia plastyczności dla miedzi niezdeformowanej

Na rys. 7.10 przedstawiono punkty doświadczalne powierzchni plastyczności materiału niezdeformowanego dla offsetu  $1 \times 10^{-4}$  oraz ich aproksymację za pomocą równania elipsy (7.9), reprezentującego przyjęty warunek uplastycznienia.

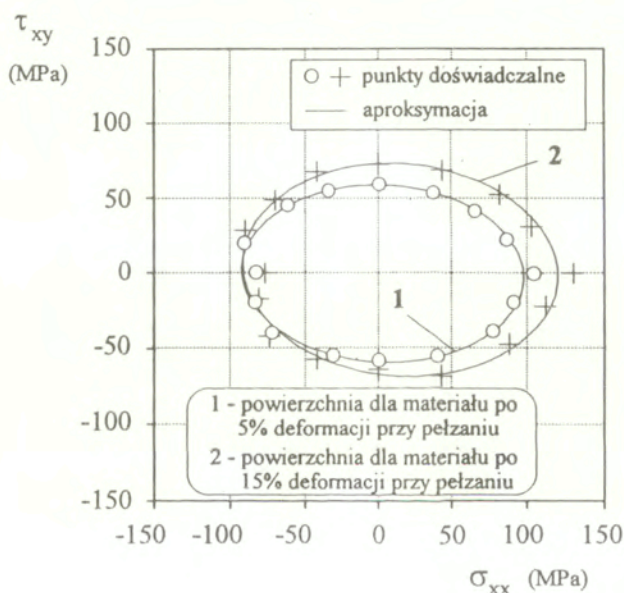


Rys. 7.10 Punkty doświadczalne oraz określona na ich podstawie elipsa aproksymująca powierzchnię plastyczności dla materiału w stanie wyjściowym.

Dla przyjętej definicji uplastycznienia stosunek osi elipsy w kierunku ściskanie-rozciąganie i w kierunku skręcanie dodatnie - skręcanie ujemne z dużą dokładnością pokrywa się ze stosunkiem wynikającym dla elipsy Hubera-Misesa i wynosi 1.737.

#### 7.4.4 Powierzchnie plastyczności materiału zdeformowanego wstępnie na drodze jednoosiowego rozciągania w procesie pełzania

Na rys. 7.11 przedstawiono powierzchnie plastyczności wraz z punktami doświadczalnymi dla miedzi odkształconej wstępnie w procesie pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu do wartości odkształcenia wynoszącej 5% i 15%.

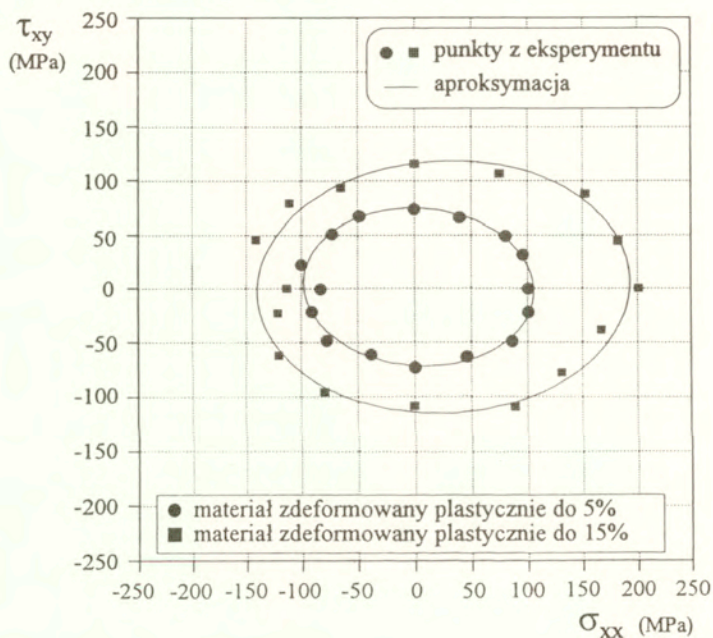


Rys. 7.11 Punkty doświadczalne oraz określone na ich podstawie elipsy aproksymujące powierzchnie plastyczności dla materiału zdeformowanego do wartości 5% i 15% w procesie pełzania.

Wzajemne położenie przedstawionych powierzchni plastyczności wskazuje, że zaawansowany proces pełzania (początek trzeciego etapu) prowadzi do wyraźnej anizotropii badanego materiału, widocznej zwłaszcza na kierunku wstępnej deformacji.

#### 7.4.5 Powierzchnie plastyczności dla materiału zdeformowanego wstępnie na drodze jednoosiowego rozciągania w procesie monotonicznego obciążania

Rezultaty testów, w których deformację wstępną zadawano w temperaturze pokojowej na drodze monotonicznego jednoosiowego rozciągania przedstawione są na rys. 7.12 w postaci powierzchni plastyczności.



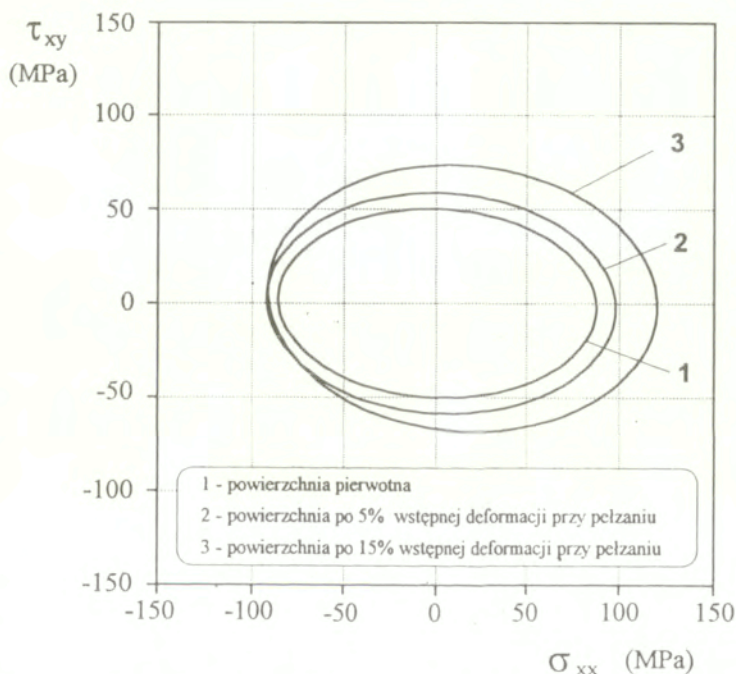
Rys. 7.12 Punkty doświadczalne oraz określone na ich podstawie elipsy aproksymujące powierzchnie plastyczności dla materiału zdeformowanego do wartości 5% i 15% w procesie monotonicznego rozciągania.



Punkty doświadczalne aproksymowano elipsami analogiczną metodą jak opisano w punkcie 7.3.

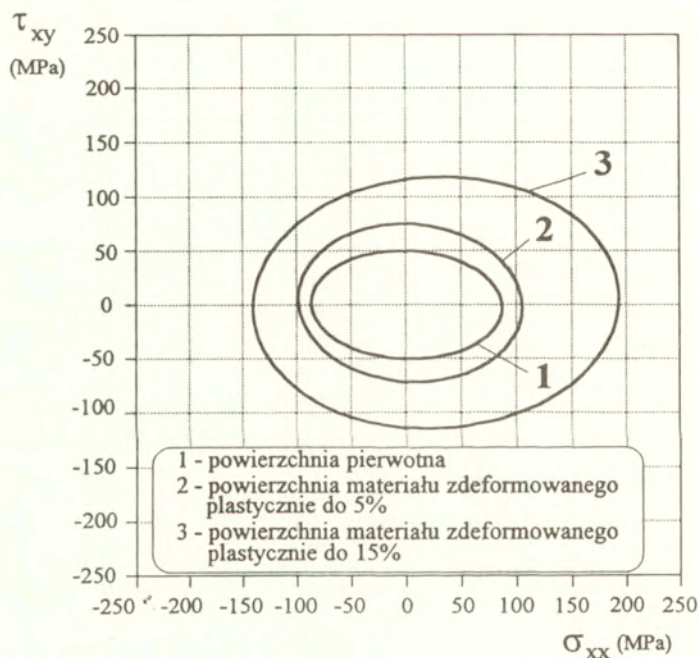
#### 7.4.6 Analiza rezultatów doświadczalnych dla miedzi

Aby uzyskać wizualny efekt wpływu wstępnej deformacji na pierwotną powierzchnię plastyczności sporządzono diagramy przedstawiające powierzchnie plastyczności o zadanej offsecie  $1 \times 10^{-4}$  dla materiału o różnym stopniu deformacji, jak i różnych typach deformacji. Na rys. 7.13 pokazano porównanie powierzchni dla miedzi nieodkształconej oraz poddanej wstępnej deformacji w procesie pełzania do wartości odkształceń 5 i 15%.



Rys. 7.13 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności z powierzchniami otrzymanymi dla materiału zdeformowanego wstępnie w procesie pełzania do wartości odkształcenia 5 i 15% przy offsecie plastycznym  $1 \times 10^{-4}$ .

Jak widać, materiał na skutek wstępnej deformacji uległ umocnieniu w stosunku do materiału w stanie wyjściowym. W przypadku deformacji początkowej wynoszącej 5% efekt umocnienia jest nieznaczny i ma charakter izotropowy, tj. powierzchnia dla tak odkształconego materiału nie zmieniła położenia swojego środka, a jedynie regularnie zwiększyły się jej wymiary. W przypadku materiału odkształconego przy pełzaniu do 15% oprócz efektu izotropowego pojawił się również efekt umocnienia kinematycznego, tj. przesunięcia powierzchni. Stopień umocnienia materiału odkształconego do wartości 15% jest, pomimo osiągnięcia trzeciego etapu pełzania, większy niż dla materiału odkształconego do wartości 5%.

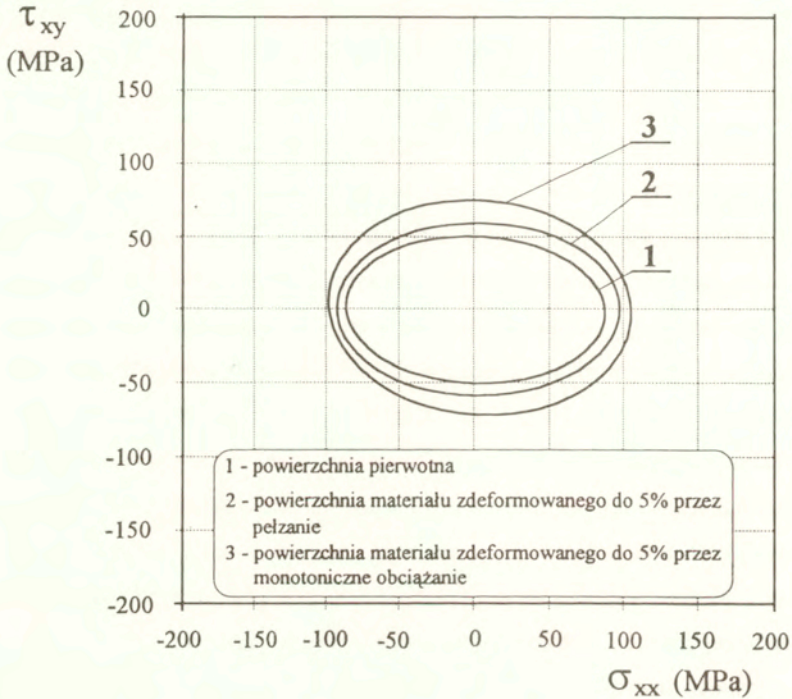


Rys. 7.14 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności z powierzchniami otrzymanymi dla materiału zdeformowanego wstępnie w procesie monotonicznego rozciągania do wartości odkształcenia 5 i 15% przy offsecie plastycznym  $1 \times 10^{-4}$ .

Podobne wykresy sporządzono w celu porównania powierzchni dla materiału nieodkształconego z powierzchniami dla miedzi zdeformowanej drogą monotonicznego obciążania do wartości odkształceń 5 i 15%. Zamieszczone są one na rys. 7.14. Warto także zwrócić uwagę na fakt, że różnica w umocnieniu pomiędzy materiałem wstępnie odkształconym w procesie monotonicznym do wartości 5 i 15% jest znacznie większa niż w przypadku takich samych wartości predeformacji uzyskanych dla testów z deformacją wstępną zadawaną w procesie pełzania. Wyraźnie uwidoczniony został efekt umocnienia kinematycznego materiału wstępnie odkształconego do wartości 15%.

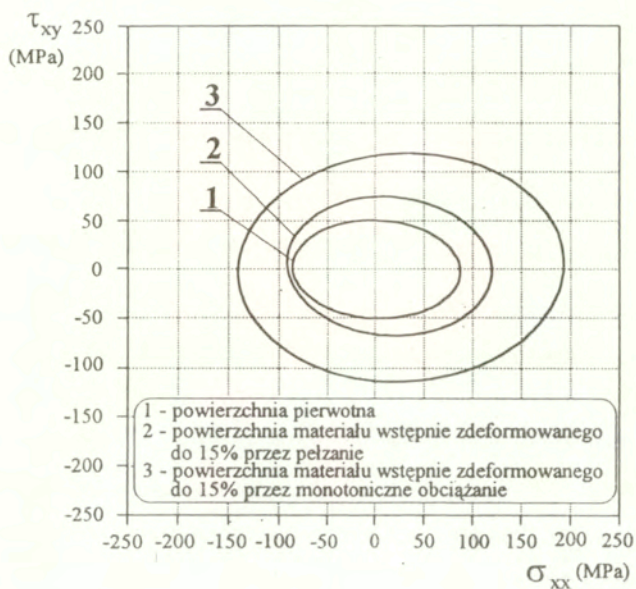
Mając wyniki doświadczalne dla materiału w stanie wyjściowym oraz dla tego samego materiału poddanego różnym historiom deformacji o jednakowych wartościach 5 i 15% warto jest porównać je na jednym diagramie. Ilustracją tego porównania są rys. 7.15 i rys. 7.16. Na rys. 7.15 zamieszczono porównanie powierzchni plastyczności dla materiału wyjściowego z powierzchniami dla materiału odkształconego do wartości 5% w drodze monotonicznego rozciągania w temperaturze pokojowej oraz w procesie pełzania w temperaturze 523 K. Rysunek 7.16 stanowi takie samo porównanie dla wartości wstępnej deformacji 15%. Analiza kształtu i wymiarów powierzchni plastyczności zamieszczonych na tych rysunkach prowadzi do jednego zasadniczego wniosku, a mianowicie że wstępna deformacja plastyczna uzyskana przy monotonicznym obciążaniu w temperaturze otoczenia wywiera znacznie większe umocnienie materiału niż jednakowa co do wartości deformacja trwała zadawana w procesie pełzania w podwyższonej temperaturze. Z fizycznego punktu widzenia wynik taki można zinterpretować analizując mechanizmy towarzyszące procesom prowadzonych wstępnych deformacji w miedzi. Wstępna deformacja materiału wywołana drogą monotonicznego obciążania próbek w temperaturze pokojowej powoduje wzmocnienie materiału, które związane jest ze zmniejszeniem gęstości ruchomych dyslokacji hamowanych na różnego rodzaju przeszkodach. Im

większa wartość wprowadzonej deformacji tym mniejsza gęstość ruchomych dyslokacji a tym samym większe wzmocnienie.



Rys. 7.15 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności z powierzchniami otrzymanymi dla materiału zdeformowanego wstępnie do wartości odkształcenia 5% w procesie pełzania i w procesie monotonicznego rozciągania przy offsecie plastycznym  $1 \times 10^{-4}$ .

W przypadku wywoływania deformacji trwałej w procesie pełzania oprócz mechanizmu wzmocnienia występuje aktywowany termicznie proces zdrowienia, który powoduje uaktywnianie zablokowanych dyslokacji poprzez np. wspinanie dyslokacji krawędziowych. Proces ten związany jest z podwyższoną temperaturą,



Rys. 7.16 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności z powierzchniami otrzymanymi dla materiału zdeformowanego wstępnie do wartości odkształcenia 15% w procesie pełzania i w procesie monotonicznego rozciągania przy offsecie plastycznym  $1 \times 10^{-4}$ .

która wywołuje uaktywnienie dodatkowych płaszczyzn poślizgu. Warto wspomnieć w tym miejscu, że eksperyment wprowadzania deformacji wstępnej wykonywany był w temperaturze 523 K (zatem niższej niż temperatura rekrytalizacji miedzi), która nie powodowała przebudowy strukturalnej materiału, a tym samym efekt zdrowienia nie był zakłócany przez zjawisko wzrostu wymiaru ziarna. Gittus [60] zaproponował zależność na prędkość zmiany gęstości ruchomych dyslokacji wiążącą jednocześnie występujące w procesie pełzania mechanizmy wzmocnienia i zdrowienia w następującej postaci:

$$(7.15) \quad d\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_h d\varepsilon + \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_r dt,$$

gdzie

$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_h$  reprezentuje prędkość unieruchamiania dyslokacji podczas umacniania materiału ( $= -\lambda\dot{\varepsilon}(\rho - \rho_\infty)$ ),

$\left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_r$  reprezentuje prędkość uruchamiania dyslokacji podczas procesu zdrowienia ( $= \gamma(\rho_0 - \rho)$ ),

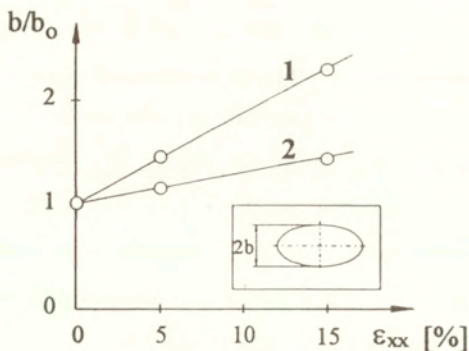
$\rho$  - gęstość ruchomych dyslokacji,  $\rho_\infty$  - dolna asymptota dla  $\rho$ ,  $\rho_0$  - górna asymptota dla  $\rho$ .

Zgodnie z tym równaniem widać, że wzmocnienie dla przypadku deformacji wywoływanej w procesie pełzania przy podwyższonej temperaturze jest mniejsze od wzmocnienia uzyskanego na drodze monotonicznego obciążania. W tym bowiem przypadku materiał doznaje termicznego osłabienia, które powoduje odblokowanie części spiętrzonych na przeszkodach dyslokacji.

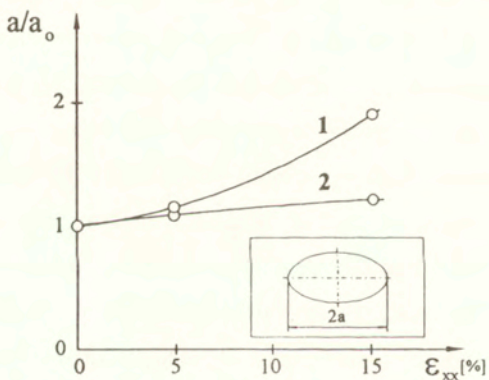
Charakter ewolucji powierzchni plastyczności rozpatrywanego materiału dla obu rodzajów wstępnego odkształcenia jest podobny, tj. powierzchnie plastyczności materiału zdeformowanego wykazują przede wszystkim efekt wzmocnienia izotropowego oraz w niewielkim stopniu wzmocnienie kinematyczne. Porównując rezultaty z rys. 7.15 i z rys. 7.16 można zauważyć, że stopień umocnienia materiału odkształconego wstępnie przez pełzanie względem umocnienia dla materiału zdeformowanego w zwykłej próbie rozciągania zmienia się wraz ze wzrostem czasu próby pełzania. Różnica w wymiarach powierzchni plastyczności dla materiału zdeformowanego wstępnie dla obu typów deformacji przy wartości odkształcenia 5% jest stosunkowo niewielka i wynika z termicznego osłabienia materiału wstępnie poddanego pełzaniu, które spowodowało odblokowanie części spiętrzonych na przeszkodach dyslokacji. Podobna sytuacja występuje także dla materiału odkształconego do wartości 15%. W tym jednak wypadku proces pełzania osiągnął swoje trzecie stadium, dla

którego została naruszona na korzyść osłabienia wzajemna równowaga mechanizmu umocnienia deformacyjnego i termicznego osłabienia występująca w ustalonym okresie pełzania, osiągniętym niemal w przypadku pełzania materiału w celu osiągnięcia wstępnej deformacji równej 5%. Wynika to z porównania wymiarów powierzchni plastyczności na rys. 7.15 i rys. 7.16. Różnica w wymiarach powierzchni uzyskanych po 15-procentowej wstępnej deformacji (dla obu jej typów) jest znacznie większa niż dla powierzchni uzyskanych dla materiału odkształconego wstępnie do wartości 5%.

Różnice w wymiarach powierzchni plastyczności w zależności od wartości początkowej deformacji oraz jej typu prezentowane są na rys. 7.17-7.20. Na rys. 7.17 pokazano przebieg zmiany wymiaru małej półosi powierzchni plastyczności w odniesieniu do wymiaru tej półosi dla materiału w stanie wyjściowym jako funkcji wielkości deformacji wstępnej. Przez "1" oznaczono przebieg zmian wspomnianego parametru dla miedzi wstępnie odkształconej w próbie rozciągania, natomiast przez "2" dla miedzi wstępnie zdeformowanej w procesie pełzania. Rysunek 7.18 przedstawia przebieg zmiany wymiaru wielkiej półosi powierzchni plastyczności w odniesieniu do wymiaru tej półosi dla materiału nieodkształconego (oznaczenia na tym rysunku są analogiczne jak na rys. 7.17). Oba rysunki stanowią ilustrację stopnia wzmocnienia dla badanego materiału. Z kolei rys. 7.19 pokazuje stopień wzmocnienia kinematycznego, tj. parametr przesunięcia środka powierzchni plastyczności wzdłuż osi rozciągania, odpowiadającej kierunkowi wstępnej deformacji w funkcji jej wielkości. Przesunięcie to wzdłuż osi skręcania było pomijalnie małe. Na wszystkich trzech prezentowanych diagramach stopień umocnienia materiału, uzyskany przez zadawanie wstępnej deformacji drogą monotonicznego obciążania, znacznie przewyższa stopień umocnienia uzyskany przy deformacji poprzez pełzanie w podwyższonej temperaturze.

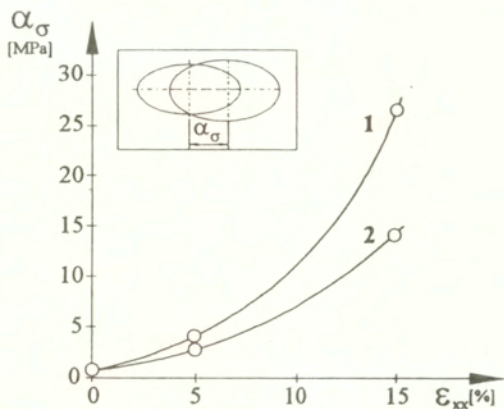


Rys. 7.17 Wykresy przebiegu zmian stosunku  $b/b_0$  w funkcji wielkości deformacji wstępnej. Wielkość  $b$  oznacza wymiar małej półosi elipsy reprezentującej powierzchnię plastyczności,  $b_0$  oznacza wymiar tej półosi dla pierwotnej powierzchni plastyczności. Przez "1" oznaczono wyniki dla materiału odkształconego w procesie monotonicznego rozciągania, przez "2" wyniki dla materiału odkształconego przez rozciąganie w warunkach pełzania.

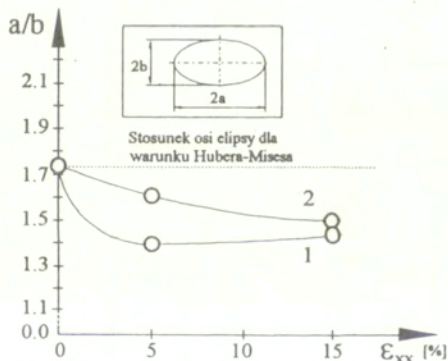


Rys. 7.18 Wykresy przebiegu zmian stosunku  $a/a_0$  w funkcji wielkości deformacji wstępnej. Wielkość  $a$  oznacza wymiar wielkiej półosi elipsy reprezentującej powierzchnię plastyczności,  $a_0$  oznacza wymiar tej półosi dla pierwotnej powierzchni plastyczności. Przez "1" oznaczono wyniki dla materiału odkształconego w procesie monotonicznego rozciągania, przez "2" wyniki dla materiału odkształconego przez rozciąganie w warunkach pełzania.





Rys. 7.19 Zależność przesunięcia środka powierzchni plastyczności od wielkości wstępnej deformacji plastycznej wywołanej przez jednoosiowe monotoniczne rozciąganie w temperaturze otoczenia (1) i przez rozciąganie w warunkach pełzania (2).



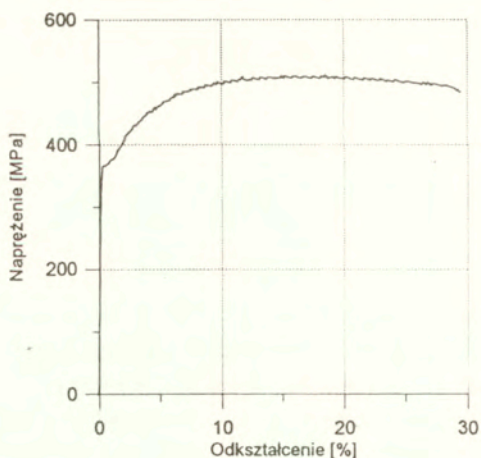
Rys. 7.20 Przebieg zmian stosunku wielkiej (a) i małej (b) półosi elipsy reprezentujących powierzchnie plastyczności w zależności od wielkości deformacji wstępnej zadawanej przez monotoniczne rozciąganie miedzi w temperaturze otoczenia (1) oraz przez rozciąganie w warunkach pełzania przy podwyższonej temperaturze (2).

Interesująco przedstawia się przebieg zmian stosunku wymiaru pólki wielkiej do wymiaru pólki małej powierzchni plastyczności jako funkcji wielkości deformacji wstępnej, rys. 7.20. Wyniki dla materiału odkształconego wstępnie w zwykłej próbie rozciągania oznaczono przez "1", natomiast dla materiału zdeformowanego w procesie pełzania przez "2". Dodatkowo linią przerywaną oznaczono wartość wspomnianego stosunku odpowiadającą powierzchni plastyczności spełniającej warunek plastyczności Hubera-Misesa. Jak widać, powierzchnia plastyczności dla materiału w stanie wyjściowym spełnia dość dokładnie ten warunek, natomiast powierzchnie dla materiału zdeformowanego wykazują wyraźne cechy anizotropii plastycznej.

## 7.5 Wyniki badań stali kotlewej

### 7.5.1 Wyniki badań podstawowych parametrów mechanicznych

Parametry mechaniczne badanego materiału określono na podstawie statycznej próby rozciągania w temperaturze pokojowej na maszynie wytrzymałościowej INSTRON, przy prędkości przemieszczenia tłoka wynoszącej 0.5 [mm/min].

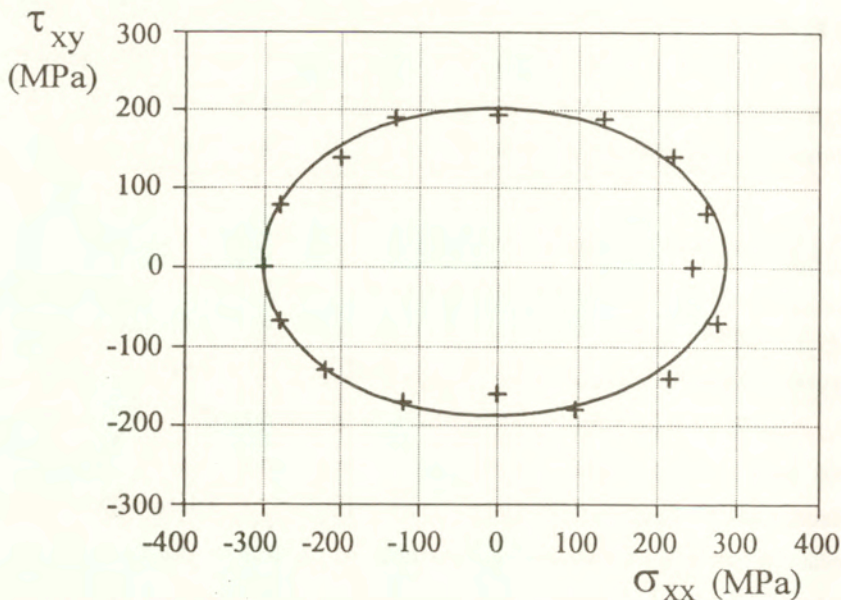


Rys. 7.21 Krzywa monotonicznego rozciągania stali kotlewej 15HM

Na podstawie wyników testu, rys. 7.21, wyznaczono moduł Younga ( $E=2.2 \times 10^5$  [N/mm<sup>2</sup>]), górną granicę plastyczności ( $R_g=375$  [N/mm<sup>2</sup>]), dolną granicę plastyczności ( $R_d=370$  [N/mm<sup>2</sup>]), granicę wytrzymałości doraźnej ( $R_m=510$  [N/mm<sup>2</sup>]) oraz ciągliwość (29 [%]).

### 7.5.2 Wyniki badań materiału w stanie dostawy

W celu określenia początkowej powierzchni plastyczności przeprowadzono metodą sekwencyjną monotoniczne obciążanie jednej próbki wzdłuż szesnastu różnych dróg proporcjonalnych w przestrzeni naprężeń ( $\sigma_{xx}, \tau_{xy}$ ), do wartości intensywności odkształceń plastycznych  $5 \times 10^{-5}$ . Efektem tego testu było uzyskanie, dla każdego rozpatrywanego kierunku, przebiegu intensywności naprężeń jako funkcji intensywności odkształceń całkowitych, będących sumą intensywności odkształceń sprężystych i plastycznych. Na podstawie tych krzywych, odpowiadających różnym proporcjonalnym drogom obciążania, określano punkty powierzchni plastyczności dla przyjętej definicji granicy plastyczności (przy danej granicy dla jednej krzywej uzyskiwano jeden punkt powierzchni). W ten sposób otrzymane punkty przybliżano równaniem elipsy reprezentującym warunek plastyczności w postaci (7.9), tak samo jak w przypadku opracowywania rezultatów dla miedzi. Na rys. 7.22 przedstawiono początkową powierzchnię plastyczności stali dla  $\epsilon_{\text{off}}=5 \times 10^{-5}$ . Jak widać, materiał w stanie dostawy wykazuje niewielką anizotropię własności, wyrażającą się przesunięciem środka powierzchni zarówno w kierunku ściskania jak i dodatniego skręcania, co najprawdopodobniej związane jest z teksturą nabytą w trakcie obróbki rur, z których wykonywano próbki.

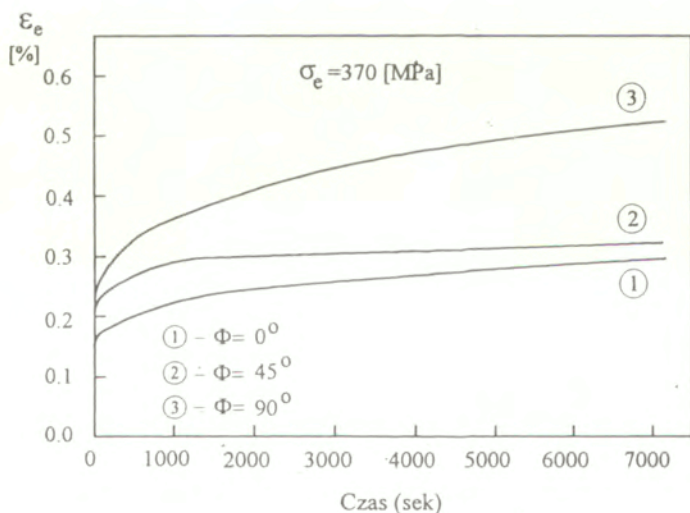


Rys. 7.22 Pierwotna powierzchnia plastyczności stali kotłowej (punkty reprezentują dane doświadczalne, linia ciągła stanowi ich aproksymację).

### 7.5.3 Wyniki badań materiału wstępnie zdeformowanego w procesie pełzania

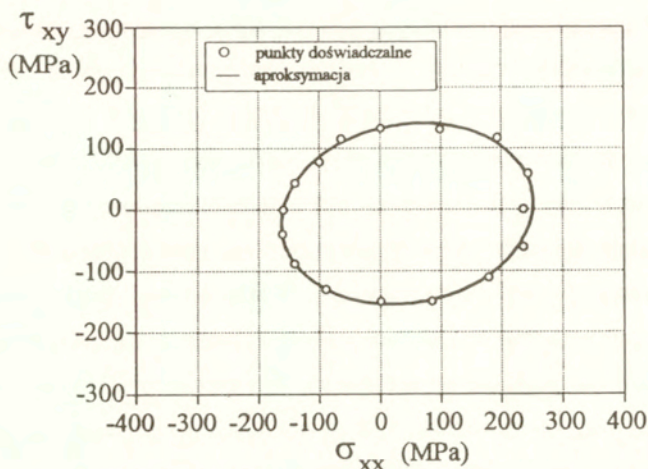
Na rys. 7.23 przedstawiono krzywe pełzania otrzymane dla stali poddanej jednoosiowemu rozciąganiu, czystemu skręcaniu oraz kombinacji wymienionych obciążeń, spełniających warunek  $\Phi = \arctg(\sqrt{3}\tau_{xy} / \sigma_{xx}) = 45^\circ$  przy jednakowej intensywności naprężenia 370 [MPa]. Z przebiegu charakterystyk pełzania wykreślonych we współrzędnych intensywność odkształceń całkowitych - czas wynika anizotropowy charakter materiału w warunkach pełzania. Porównując rezultaty wszystkich trzech prób widać wyraźnie, że badana stal w rozpatrywanym przedziale czasowym była najodporniejsza na zjawisko pełzania dla kierunku rozciągania, natomiast najsłabsza dla kierunku czystego skręcania. Różnica w wielkości otrzymanej deformacji po jednakowym czasie trwania

obciążenia dla próby pełzania przy rozciąganiu i próby przy skręcaniu, odniesiona do wielkości odkształcenia w próbie pełzania przy rozciąganiu, wyniosła przeszło 75%. Jest to rezultat dość zaskakujący w odniesieniu do wymiarów początkowej powierzchni plastyczności, z których wynika, że właśnie kierunek skręcania powinien być bardziej wytrzymały, ponieważ intensywność granicy plastyczności przy skręcaniu dodatnim (334 [MPa]) była wyraźnie wyższa od granicy plastyczności przy rozciąganiu (280 [MPa]). Z punktu widzenia wcześniejszych rezultatów dla innych materiałów nie jest to jednak efekt zupełnie nieznan. W przypadku pełzania miedzi [104-108, 111, 112], charakteryzującej się izotropowymi własnościami przy obciążeniach monotonicznie narastających, otrzymano wyniki podobne jak dla testowanej stali, z tą różnicą, że znacznie odporniejszym kierunkiem był kierunek skręcania. Zachowanie takie można utożsamiać z odmiennymi mechanizmami deformacji zachodzącymi przy obciążeniach monotonicznych w porównaniu do mechanizmów kontrolujących proces pełzania.

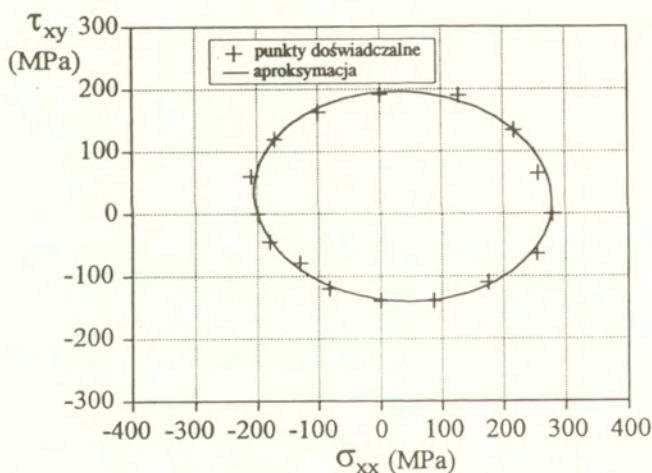


Rys. 7.23 Krzywe pełzania stali kotłowej w temperaturze otoczenia

Bezpośrednio po zakończeniu każdej próby pełzania wyznaczano powierzchnię plastyczności, zgodnie z trzecim punktem wcześniej opisanego programu badań.

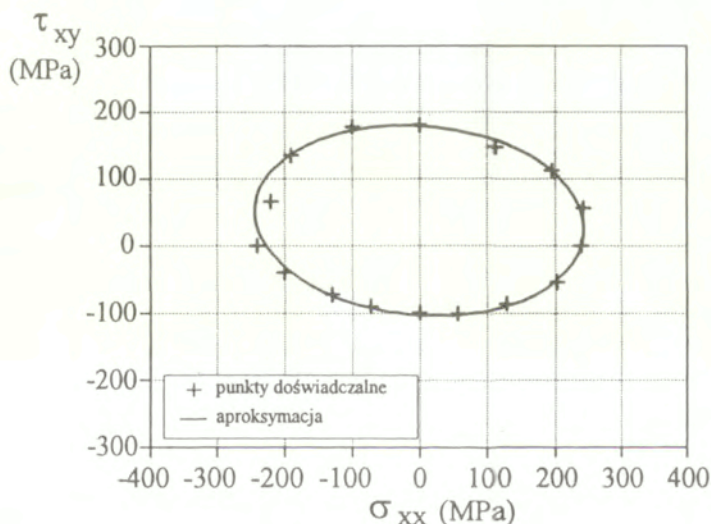


Rys. 7.24 Powierzchnia plastyczności stali kotłowej po wstępnej deformacji uzyskanej podczas pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu.



Rys. 7.25 Powierzchnia plastyczności stali kotłowej po wstępnej deformacji uzyskanej podczas pełzania przy kombinacji siły osiowej i momentu skręcającego.

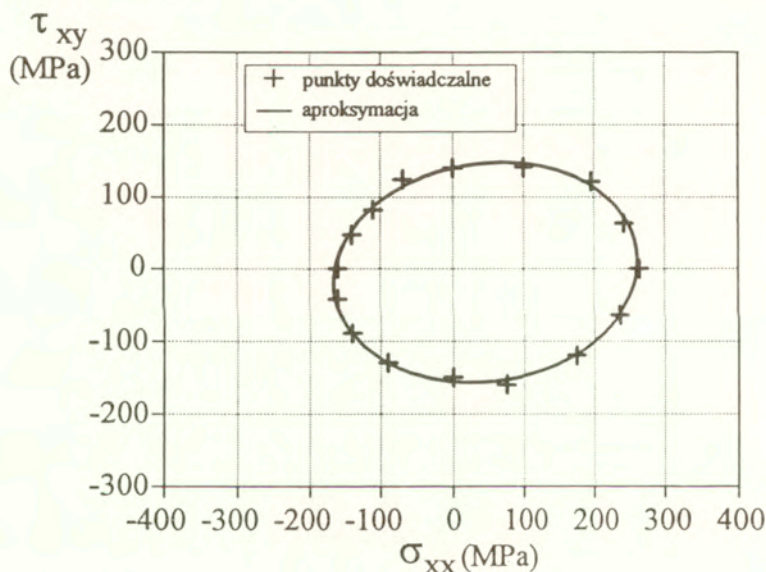
Kolejne rysunki, rys. 7.24-7.26, ilustrują wyznaczone powierzchnie plastyczności odpowiednio dla materiału po pełzaniu przy jednoosiowym rozciąganiu, kombinacji rozciągania i skręcania oraz przy czystym skręcaniu. Na rysunkach tych pokazano powierzchnie dla  $\epsilon_{\text{off}}=5 \times 10^{-5}$ . Jak widać, we wszystkich przypadkach wstępna deformacja plastyczna wprowadzona w warunkach pełzania wywołała anizotropię badanego materiału, szczególnie wyraźną w kierunkach predeformacji. W stosunku do materiału w stanie dostawy wymiary powierzchni uległy skurczeniu co świadczy o osłabieniu stali w zakresie rozważanych wielkości odkształcenia. Obserwowany niewielki obrót powierzchni dla materiału po wstępnej deformacji przy rozciąganiu i skręcaniu należy raczej przypisywać zastosowanej metodycy sekwencyjnego obciążania przy wyznaczaniu powierzchni plastyczności. Szczegółowa analiza otrzymanych wyników zostanie dokonana w punkcie 7.5.5.



Rys. 7.26 Powierzchnia plastyczności stali kotłowej po wstępnej deformacji uzyskanej podczas pełzania przy czystym skręcaniu.

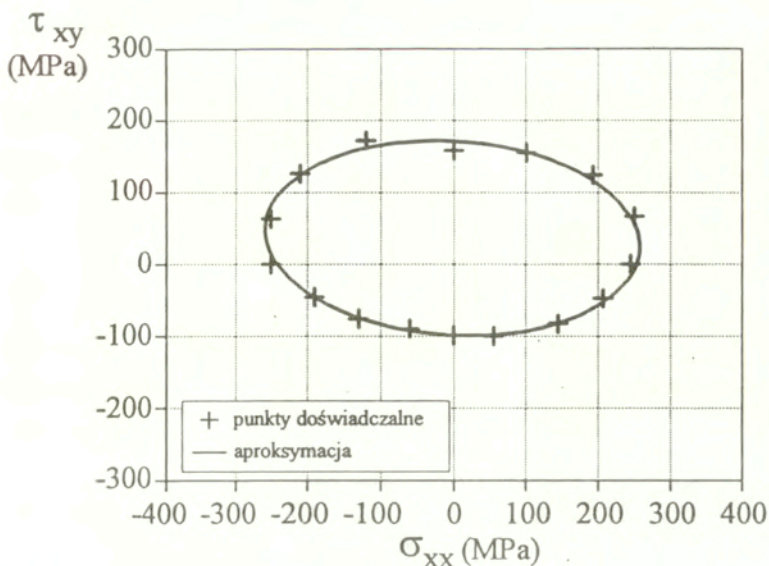
#### 7.5.4 Wyniki badań materiału wstępnie zdeformowanego w procesie monotonicznego obciążania

Program wstępnej deformacji plastycznej przy obciążeniach monotonicznych przeprowadzono przy jednoosiowym rozciąganiu i czystym skręcaniu. W obu przypadkach intensywności odkształceń całkowitych były jednakowe i wynosiły 0.65%. Powierzchnie plastyczności dla materiału zdeformowanego w tych testach, wyznaczonych metodą sekwencyjnego nakłuwania, pokazano na rys. 7.27 i rys. 7.28 odpowiednio dla stali zdeformowanej przy monotonicznym rozciąganiu i monotonicznym skręcaniu (w dodatnim kierunku). Początek wyznaczania powierzchni miał zawsze miejsce dla kierunku pokrywającego się z kierunkiem wstępnej deformacji plastycznej, po czym kolejne nakłucia przeprowadzano w kierunkach o kącie zmieniającym się każdorazowo o  $22.5^\circ$  przeciwnie do ruchu wskazówek zegara, jak przykładowo pokazano na rys. 7.7.



Rys. 7.27 Powierzchnia plastyczności stali kotłowej po wstępnej deformacji uzyskanej podczas monotonicznego jednoosiowego rozciągania.





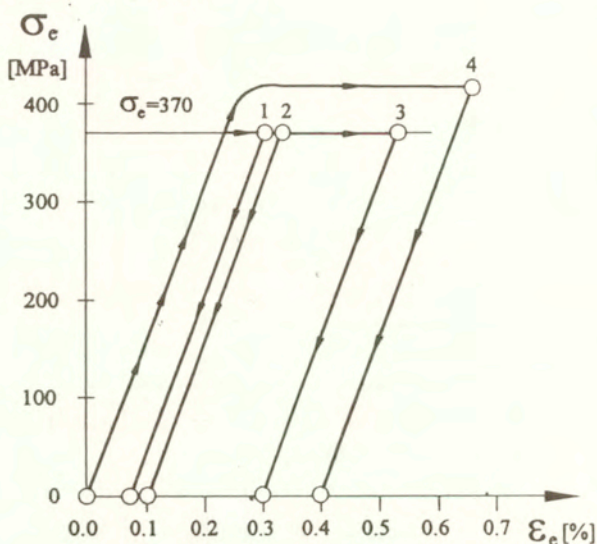
Rys. 7.28 Powierzchnia plastyczności stali kotłowej po wstępnej deformacji uzyskanej podczas monotonicznego czystego skręcania.

Rysunki 7.27 i 7.28 zawierają powierzchnie dla  $\epsilon_{\text{off}}=5 \times 10^{-5}$ . Podobnie jak przy pełzaniu, wstępna deformacja plastyczna przy monotonicznym obciążaniu wywołała efekt osłabienia materiału, wyrażający się zmniejszeniem wymiarów powierzchni plastyczności względem powierzchni dla materiału w stanie dostawy.

### 7.5.5 Dyskusja otrzymanych wyników

Z dotychczasowych rozważań wynika, że predeformacja materiału wywołana zarówno procesem pełzania, jak i monotonicznym obciążaniem powoduje w rozpatrywanym zakresie odkształceń osłabienie badanej stali. Porównanie powierzchni otrzymanych po procesie pełzania jest utrudnione z uwagi na różne wielkości otrzymanej intensywności odkształcenia. W celu zobrazowania różnic w wielkości uzyskanych deformacji wykreślono

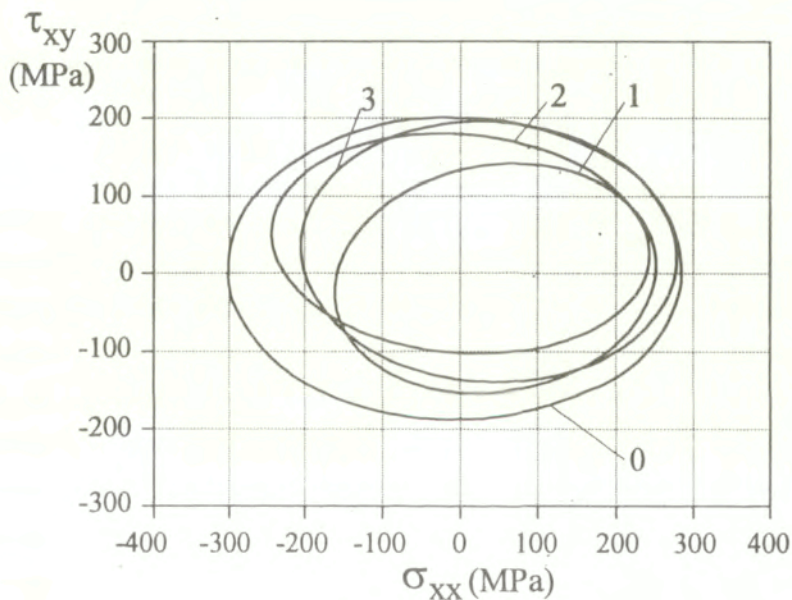
uproszczony schemat ilustrujący przebieg wstępnej deformacji plastycznej w obu procesach deformacyjnych, rys. 7.29.



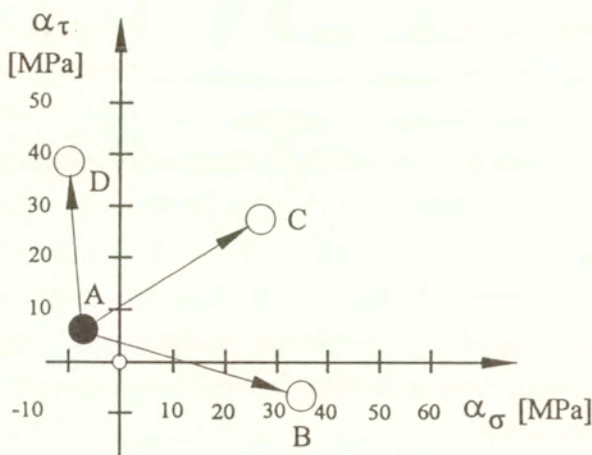
Rys. 7.29 Sposoby obciążania w celu uzyskania wstępnej deformacji (1, 2, 3 próby pełzania odpowiednio przy jednoosiowym rozciąganiu, kombinacji rozciągania i skręcania, czystym skręcaniu, 4 monotoniczne obciążanie przy jednoosiowym rozciąganiu lub czystym skręcaniu).

Na rysunku tym przez 1 oznaczono próbę pełzania przy rozciąganiu, przez 2 - przy kombinacji rozciągania i skręcania, przez 3 - przy skręcaniu, natomiast przez 4 oznaczono przebieg odpowiadający zarówno rozciąganiu jak i skręcaniu przy monotonicznym obciążaniu. Pomimo różnic w wielkościach wstępnej deformacji nabytej podczas pełzania przy różnych typach stanu naprężenia, uzyskanej jednak w jednakowym czasie, na rys. 7.30 porównano wyznaczone powierzchnie plastyczności z powierzchnią materiału w stanie dostawy {0} przy wielkości offsetu  $5 \times 10^{-5}$ . Przez {1} oznaczono powierzchnię materiału

zdeformowanego przy rozciąganiu, przez {2} - przy skręcaniu oraz przez {3} - przy kombinacji wspomnianych obciążeń. Wykreślone elipsy stanowią wynik aproksymacji danych eksperymentalnych, które jednak pominięto aby zachować przejrzystość rysunku. Łatwo zauważyć, że pod wpływem wstępnej deformacji przy pełzaniu materiał uległ wyraźnemu osłabieniu wyrażającym się znacznym zmniejszeniem wymiarów powierzchni. W zakresie badanych wielkości deformacji (0.65%) efekt ten wynika z zaniku przystanku plastyczności dla stali wstępnie zdeformowanej, zakrzywienia charakterystyki naprężenie - odkształcenie oraz z przyjęcia stosunkowo małego odkształcenia trwałego jako definicji uplastycznienia.



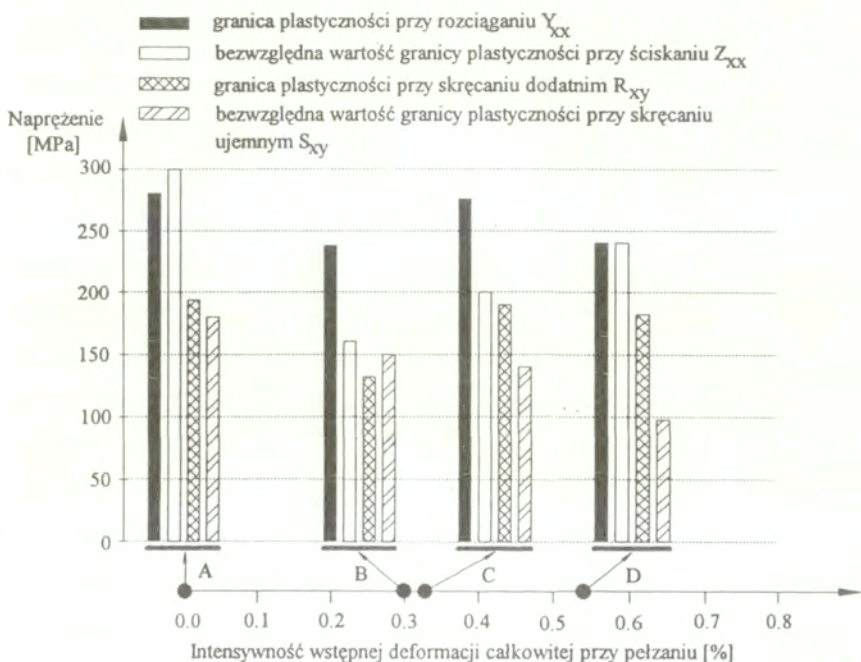
Rys. 7.30 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności {0} z powierzchniami dla materiału po wstępnej deformacji przy stałych obciążeniach rozciągających {1}, stałych obciążeniach rozciągających i skręcających {3}, stałych obciążeniach skręcających {2}.



Rys. 7.31 Położenia środków powierzchni plastyczności dla materiału po wstępnej deformacji przy stałych obciążeniach rozciągających (B), stałych obciążeniach rozciągających i skręcających (C), stałych obciążeniach skręcających (D). Środek powierzchni pierwotnej oznaczono przez (A).

Widać także, że uzyskane różnice w wielkości deformacji nie mają istotnego znaczenia na otrzymany efekt. Analizując położenie środków zamieszczonych elips można zauważyć wyraźne ich przesunięcie względem środka powierzchni materiału w stanie dostawy w kierunkach zbliżonych do kierunków poprzedzającego procesu deformacyjnego. Pokazano to schematycznie na rys. 7.31. W celu dokładniejszej wizualizacji stopnia wprowadzonej anizotropii badanej stali analizie poddano zmiany jej granic plastyczności. Rezultaty ilustruje rys. 7.32, na którym podano w formie wykresów słupkowych granice plastyczności przy: rozciąganiu ( $Y_{xx}$ ), ścisaniu ( $Z_{xx}$ ), skręcaniu w kierunku dodatnim ( $R_{xy}$ ) i skręcaniu w kierunku ujemnym ( $S_{xy}$ ), dla materiału w stanie dostawy (A) oraz po wstępnej deformacji uzyskanej w czasie pełzania realizowanego dla  $\varphi=0^{\circ}$  (B),  $\varphi=45^{\circ}$  (C) oraz  $\varphi=90^{\circ}$  (D). Wyniki dla materiału w stanie dostawy wskazują na niewielką anizotropię własności, wyrażającą się

różnicami pomiędzy granicami plastyczności przy rozciąganiu i ściskaniu (~7%) oraz między oboma kierunkami skręcania (~7%). Z rysunku tego widać, jak zmieniają się wartości rozpatrywanych granic plastyczności wskutek wstępnej deformacji o różnej orientacji. Znalazł tu odzwierciedlenie wspomniany już wcześniej efekt osłabienia materiału obserwowanego zwłaszcza w kierunkach przeciwnych i zgodnych ze wstępną deformacją oraz efekt Bauschingera. W przypadku predeformacji pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu stopień różnicy pomiędzy granicami plastyczności dla kierunków rozciągania i ściskania odniesiony do tej pierwszej wynosił ~38%, natomiast obie granice plastyczności dla skręcania różniły się stosunkowo nieznacznie.

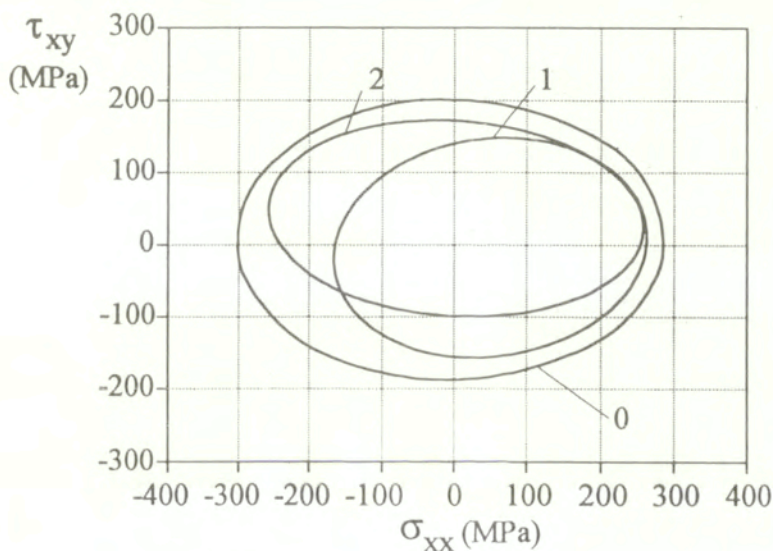


Rys. 7.32 Porównanie granic plastyczności materiału w stanie dostawy (A) i po wstępnej deformacji przez pełzanie przy jednoosiowym rozciąganiu (B), kombinacji rozciągania i skręcania (C), oraz czystym skręcaniu (D) dla jednakowej intensywności naprężenia.

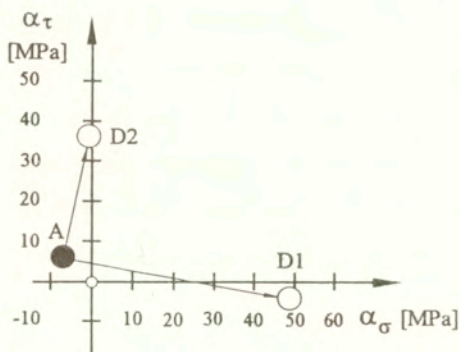
W przypadku predeformacji pełzania przy skręcaniu różnica pomiędzy granicami plastyczności dla kierunków skręcania dodatniego i ujemnego odniesiona do tej pierwszej wartości wynosiła  $\sim 45\%$ , natomiast granice plastyczności dla rozciągania i ściskania miały jednakowe wartości. Efekt Bauschingera, w przypadku wstępnej deformacji prowadzonej w złożonym stanie naprężenia, widoczny był zarówno w kierunku rozciąganie-ściskanie, jak i w kierunku dodatnie-ujemne skręcanie. Różnica pomiędzy granicami plastyczności przy rozciąganiu i ściskaniu wynosiła  $\sim 28\%$ , natomiast przy dodatnim skręcaniu i ujemnym skręcaniu  $\sim 27\%$ .

Podobne rozważania przeprowadzono dla materiału poddanego wstępnej deformacji plastycznej w procesach monotonicznego obciążania. W tym przypadku analiza była ułatwiona, ponieważ wartości predeformacji były jednakowe. Na rys. 7.33 przedstawiono porównanie wyznaczonych powierzchni plastyczności dla materiału zdeformowanego monotonicznie przy jednoosiowym rozciąganiu i czystym skręcaniu z powierzchnią materiału w stanie dostawy dla offsetu  $5 \times 10^{-5}$ . Podobnie jak dla stali zdeformowanej w procesach pełzania, materiał uległ wyraźnemu osłabieniu i mimo pewnych różnic w wielkości wstępnej deformacji uzyskanej przy pełzaniu i w procesach monotonicznego obciążania stopień wspomnianego osłabienia w zasadzie nie odbiega od stopnia otrzymanego przy predeformacji monotonicznej. Taki sam wniosek można wyciągnąć odnośnie pozostałych następstw spowodowanych wstępną deformacją, jak przesunięcie środka powierzchni plastyczności, rys. 7.34, oraz wielkość efektu Bauschingera. Rysunek 7.35 stanowi potwierdzenie tych spostrzeżeń. Zamieszczono na nim, obok wcześniej pokazanych rezultatów dla materiału w stanie dostawy (A) i dla materiału po pełzaniu przy rozciąganiu (B) i skręcaniu (C), wyniki otrzymane dla stali po deformacji o jednakowej wartości intensywności odkształcenia całkowitego, wywołanej monotonicznym obciążaniem przy rozciąganiu (D1) i przy skręcaniu (D2). W przypadku monotonicznej predeformacji przy jednoosiowym rozciąganiu stopień różnicy

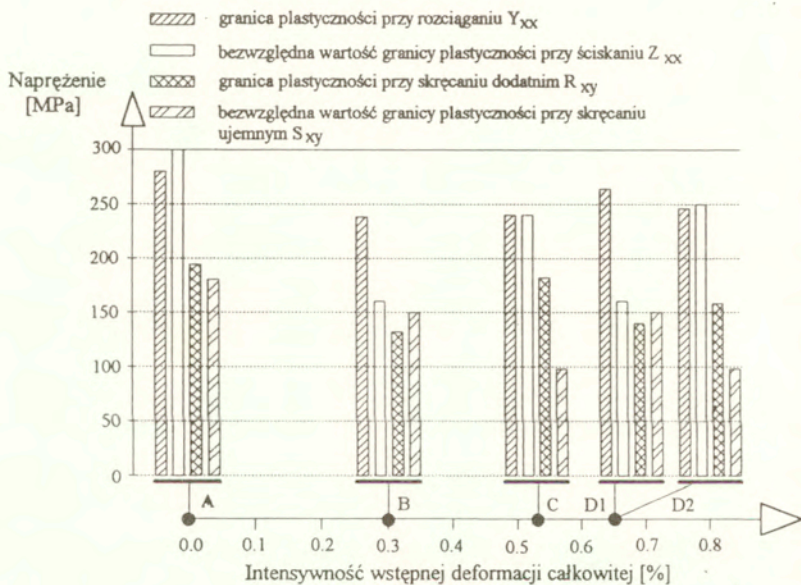
pomiędzy granicami plastyczności dla kierunków rozciągania i ściskania odniesiony do tej pierwszej wynosił ~44%, natomiast obie granice plastyczności dla skręcania niewiele się różniły. W przypadku monotonicznej predeformacji przy skręcaniu różnica pomiędzy granicami plastyczności dla kierunków skręcania dodatniego i ujemnego odniesiona do tej pierwszej wartości wynosiła ~37%, natomiast granice plastyczności dla rozciągania i ściskania miały prawie jednakowe wartości.



Rys. 7.33 Porównanie początkowej powierzchni plastyczności (0) z powierzchniami dla materiału po wstępnej deformacji przy monotonicznych obciążeniach rozciągających (1) i przy monotonicznych obciążeniach skręcających (2).



Rys. 7.34 Położenia środków powierzchni plastyczności dla materiału po wstępnej deformacji przy obciążeniach monotonicznych rozciągających (D1), oraz skręcających (D2). Środek powierzchni pierwotnej oznaczono przez (A).



Rys. 7.35 Porównanie granic plastyczności materiału w stanie dostawy (A) i po wstępnej deformacji przez pełzanie przy jednoosiowym rozciąganiu (B), czystym skręcaniu (C) realizowanych dla jednakowej intensywności naprężenia, oraz po monotonicznym rozciąganiu (D1) i skręcaniu (D2) do jednakowej wartości intensywności odkształcenia.



## 7.6 Podsumowanie

Celem przedstawionych badań była doświadczalna analiza wpływu różnych rodzajów wstępnego odkształcenia, wprowadzonego w próbkach z miedzi elektrolitycznej i ze stali kotłowej, na zmianę wielkości i położenia pierwotnych powierzchni plastyczności testowanych materiałów. W przypadku miedzi wstępną deformację przeprowadzono w procesie pełzania przy jednoosiowym rozciąganiu w podwyższonej temperaturze oraz w standardowych próbach rozciągania. Stal kotłową deformowano wstępnie w temperaturze pokojowej przy stałych obciążeniach oraz przy obciążeniach monotonicznie narastających. W odróżnieniu od badań na miedzi deformację wstępną stali wykonywano przy różnych typach stanu naprężenia. Przeprowadzona analiza rezultatów doświadczalnych wykazała, że

1. Pierwotna powierzchnia plastyczności miedzi może być z dużą dokładnością opisana izotropowym warunkiem Hubera-Misesa. Stosunek wielkiej i małej osi powierzchni początkowej wynosił 1,737, a przesunięcie jej środka względem początku układu współrzędnych było pomijalnie małe. Badana stal kotłowa w stanie dostawy wykazywała niewielką anizotropię właściwości mechanicznych przy obciążeniach monotonicznych. Stosunek wielkiej i małej osi elipsy wyznaczającej powierzchnię plastyczności był mniejszy od stosunku wynikającego z izotropowego warunku uplastycznienia Hubera-Misesa i wynosił 1.55.
2. Stal kotłowa wykazywała w stanie dostawy anizotropię własności przy obciążeniach stałych, wyrażającą się w odmiennym przebiegu charakterystyk pełzania otrzymanych dla różnych typów stanu naprężenia przy jednakowej wartości intensywności naprężenia. W odróżnieniu od wzmocnienia obserwowanego w kierunku skręcania przy próbach z monotonicznym obciążaniem, kierunek skręcania przy próbach pełzania wykazywał osłabienie w porównaniu do pozostałych rozważanych w programie badań.

3. Istotne zmiany właściwości mechanicznych materiałów zachodzą zarówno przy niewielkich deformacjach wstępnych (stal kotłowa), jak i przy dużych ich wartościach (miedź).
4. Wstępne odkształcenie materiału wyjściowego może prowadzić do jego osłabienia (stal kotłowa) lub wzmocnienia (miedź).
  - Stal kotłowa, niezależnie od formy wstępnej deformacji doznawała osłabienia w zakresie rozpatrywanych wartości odkształcenia. Stopień jej osłabienia zależny był od kierunku predeformacji. Największe osłabienie występowało zawsze w kierunku przeciwnym do kierunku wstępnej deformacji.
  - W przeciwieństwie do badanej stali kotłowej, miedź M1E wskutek wstępnej deformacji, niezależnie od jej formy, doznawała wzmocnienia, co znalazło swoje odzwierciedlenie w postaci zwiększenia się wymiarów powierzchni plastyczności i przesunięcia jej środka w kierunku zgodnym z kierunkiem wstępnej deformacji. Stopień zmiany wymiarów kolejnych powierzchni plastyczności zależny był od typu początkowego odkształcenia. Wzmocnienie miedzi otrzymane drogą deformacji wstępnej przez monotoniczne rozciąganie było większe na kierunku rozciąganie-ściskanie o przeszło 7.5%, w przypadku deformacji 5-procentowej, i przeszło 57%, w przypadku 15-procentowej, niż wzmocnienie wywołane przez proces pełzania. Efekt taki związany jest z podwyższoną temperaturą towarzyszącą procesowi pełzania, która powoduje dodatkową obróbkę termiczną materiału.
5. Mimo znacznych różnic bezwzględnych wymiarów powierzchni plastyczności, po takiej samej trwałej deformacji realizowanej przy pełzaniu lub monotonicznym obciążaniu miedzi, wartość stosunku wielkiej i małej osi elipsy dąży do tej samej wartości przy dostatecznie dużej deformacji plastycznej dla tych dwóch sposobów obciążania wstępnego.
6. W testowanej stali i miedzi po wstępnej deformacji plastycznej, niezależnie od jej typu, obserwowano wyraźny efekt Bauschingera.

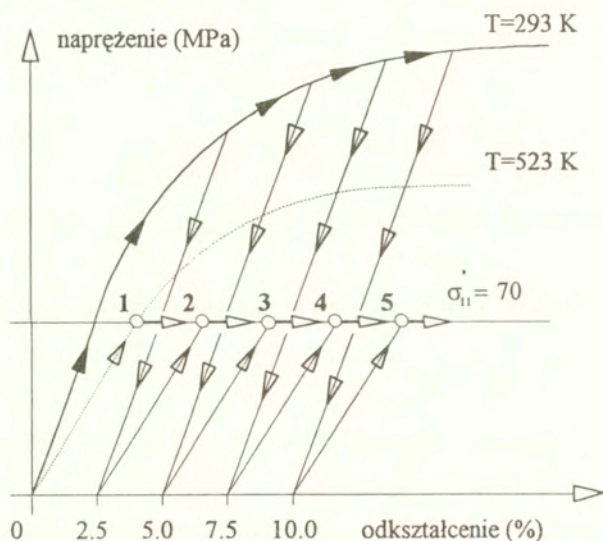
## 8. WPLYW WARTOŚCI WSTĘPNEJ DEFORMACJI PLASTYCZNEJ NA PEŁZANIE MIEDZI PRZY JEDNOOSIOWYM ROZCIĄGANIU

W poprzednim rozdziale dyskutowano problem wpływu różnych form wstępnej deformacji na ewolucję właściwości mechanicznych wybranych materiałów. Obecnie uwagę skoncentrujemy na zagadnieniu wpływu wstępnej deformacji plastycznej na proces pełzania miedzi. Jak już wcześniej wspomniano, wstępna deformacja plastyczna istotnie wpływa na późniejsze zachowanie materiałów poddanych stałym obciążeniom, powodując zmiany takich parametrów procesu pełzania jak minimalna prędkość odkształcenia, ciągliwość, żywotność [47, 48, 50, 103-108, 142, 158, 168, 177, 207, 210, 212-214, 219, 224]. W zależności od materiału parametry te mogą ulegać poprawie lub pogorszeniu. Problem ten szeroko jest analizowany przez wiele ośrodków naukowych, ponieważ większość elementów w czasie procesów wytwórczych doznaje predeformacji plastycznej. Należy jednak zauważyć, że w większości badania prowadzone w tych ośrodkach nie obejmują całego procesu pełzania, ograniczając się tylko do jego dwóch pierwszych faz. Wśród prac, w których autorzy analizują zjawisko pełzania aż do wystąpienia zniszczenia można wymienić badania Dysona i współpracowników [47, 48, 50], Marlina i współpracowników [142] oraz zespół Pandeya [177]. Ponieważ różne elementy konstrukcyjne względnie półfabrykaty wymagają odmiennej obróbki plastycznej, z czym się wiąże różnica w wielkości wprowadzonego odkształcenia, warto doświadczalnie określić jaki wpływ na zachowanie się materiału w warunkach pełzania ma wartość odkształcenia plastycznego. Aktualnie dostępna dokumentacja z badań nie jest wystarczająca do określenia czy wzrost względnie spadek wytrzymałości na pełzanie dla danego materiału występuje tylko do określonej wartości predeformacji plastycznej, czy też jest on w pewien sposób proporcjonalny do jej wartości. Dlatego też, w celu lepszego zrozumienia tego problemu, wymagane są dalsze prace o charakterze eksperymentalnym. Wyniki

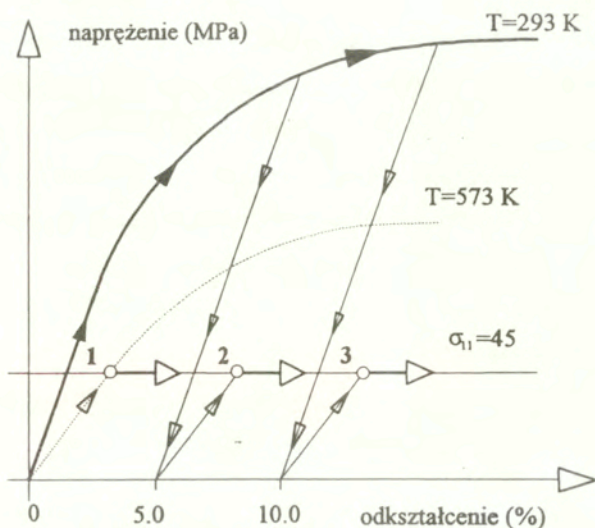
badan przedstawianych w niniejszym rozdziale stanowią właśnie próbę pogłębienia wiedzy w tym kierunku.

### 8.1 Program badań (Kowalewski [113])

Doświadczenia przeprowadzono na cienkościennych próbkach rurkowych o takiej samej geometrii jak pokazano na rys. 5.1 w rozdziale 5, wykonanych z czystej miedzi elektrolitycznej M1E. Program prób pełzania obejmował testy przy jednoosiowym rozciąganiu w dwóch różnych temperaturach 523K i 573K dla materiału w stanie wyjściowym oraz dla materiału z wprowadzoną deformacją wstępną. W przypadku prób pełzania w temperaturze 523K materiał deformowano przed rozpoczęciem testu do czterech różnych wartości odkształcenia wynoszących 2.5, 5, 7.5, i 10%, natomiast dla wyższej temperatury wykonano testy pełzania materiału zdeformowanego do wartości 5 i 10%.



Rys. 8.1 Program prób w temperaturze 523K (gruba linia ciągła ilustruje fragment charakterystyki materiału przy rozciąganiu w temperaturze pokojowej, linia przerywana przedstawia fragment charakterystyki materiału przy rozciąganiu w temperaturze badań).



Rys. 8.2 Program prób w temperaturze 573K (gruba linia ciągła ilustruje fragment charakterystyki materiału przy rozciąganiu w temperaturze pokojowej, linia przerywana przedstawia fragment charakterystyki materiału przy rozciąganiu w temperaturze badań).

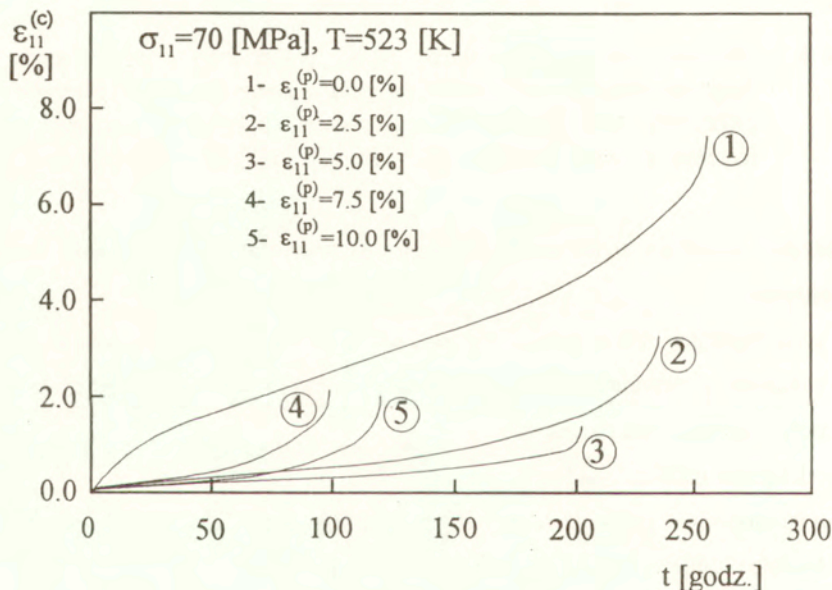
Kolejność czynności w badaniach materiału odkształconego przedstawiała się następująco:

- proporcjonalna deformacja plastyczna cienkościennej próbki rurkowej na maszynie wytrzymałościowej Instron do zadanej wielkości odkształcenia przy jednoosiowym rozciąganiu,
- odciążenie próbki,
- wymontowanie próbki z uchwytów maszyny wytrzymałościowej i pomiar średnic i grubości ścianki na bazie pomiarowej próbki,
- zamontowanie próbki w uchwytach pełzarki oraz grzanie do zadanej temperatury,
- wygrzewanie próbki w temperaturze badań przez okres 24 godzin,
- obciążenie próbki do badania procesu pełzania.

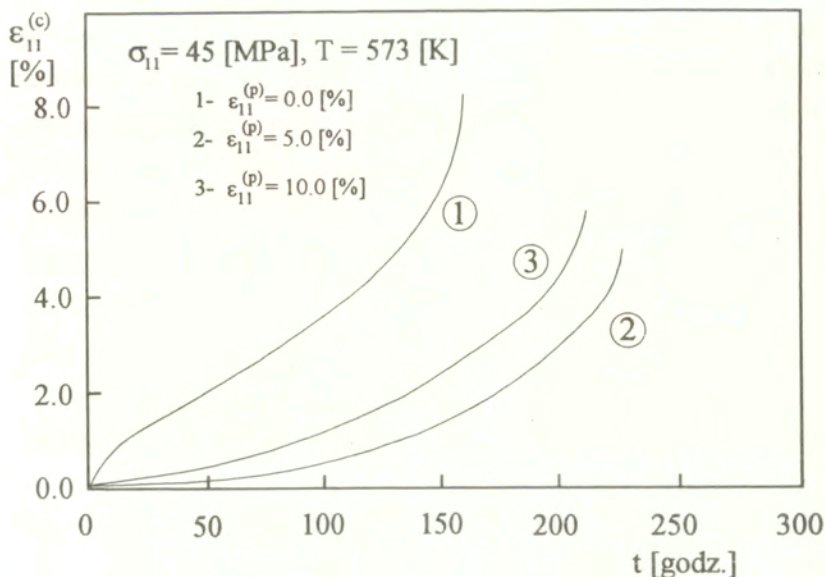
Próby pełzania w temperaturze 523K wykonywano przy poziomie naprężenia 70 [MPa], natomiast próby w temperaturze 573K przy 45 [MPa]. Oba poziomy naprężenia były niższe od umownej granicy plastyczności ( $R_{0,2}$ ) materiału w danej temperaturze, wynosiły one odpowiednio 76 [MPa] przy 523K oraz 50 [MPa] przy 573K. Schematyczna ilustracja programu badawczego pokazana jest na rys. 8.1 dla niższej temperatury oraz, na rys. 8.2 dla wyższej.

## 8.2 Wyniki badań oraz ich dyskusja

Krzywe pełzania otrzymane w temperaturze 523K pokazane są na rys. 8.3 natomiast charakterystyki dla temperatury 573K na rys. 8.4.



Rys. 8.3 Porównanie krzywej pełzania materiału wyżarzonego z krzywymi dla tego samego materiału po wstępnej deformacji plastycznej o różnej wartości. Wszystkie krzywe uzyskano w jednakowej temperaturze 523K.



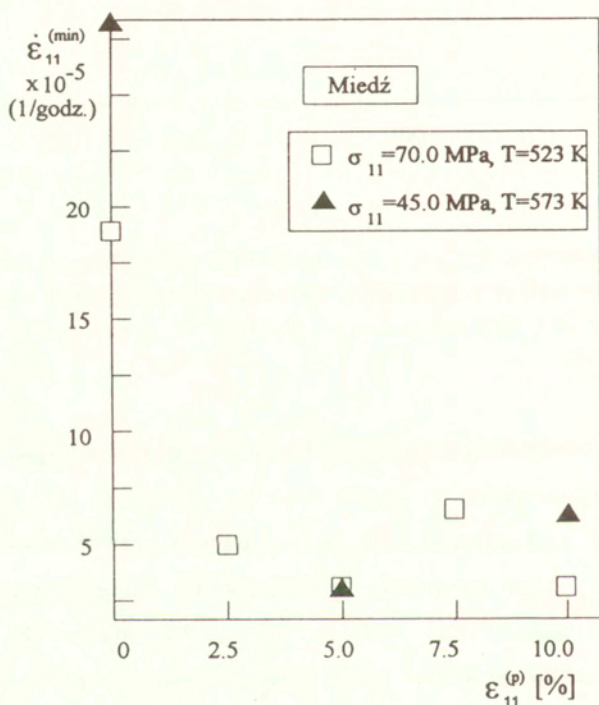
Rys. 8.4 Porównanie krzywej pełzania materiału wyżarzzonego z krzywymi dla tego samego materiału po wstępnej deformacji plastycznej o różnej wartości. Wszystkie krzywe uzyskano w jednakowej temperaturze 573K.

Oba rysunki przedstawiające krzywe pełzania pokazują, że wstępna deformacja plastyczna wprowadzona w miedzi powoduje istotne zmiany w przebiegu zjawiska dla tego materiału. W rozpatrywanych temperaturach wyraźnie obserwuje się efekt umocnienia, wyrażający się zmniejszeniem ustalonej prędkości pełzania, rys. 8.5. Podobny efekt zaobserwowano dla miedzi w badaniach Trąmpczyńskiego [207, 210], Waniewskiego [212-214] i Kowalewskiego [104-108]. W przypadku teorii zdrowienia opartej na równaniu Orowana [172]

$$(8.1) \quad d\sigma_{11} = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \epsilon_{11}} d\epsilon_{11} + \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial t} dt$$

jest to efekt, którego można się spodziewać, ponieważ zgodnie z nią równowaga pomiędzy prędkością zdrowienia  $\partial\sigma_{11}/\partial t$ , a prędkością umocnienia wskutek deformacji  $\partial\sigma_{11}/\partial\varepsilon_{11}$  daje w efekcie ustaloną minimalną prędkość pełzania. Można ją wyrazić w postaci następującego związku

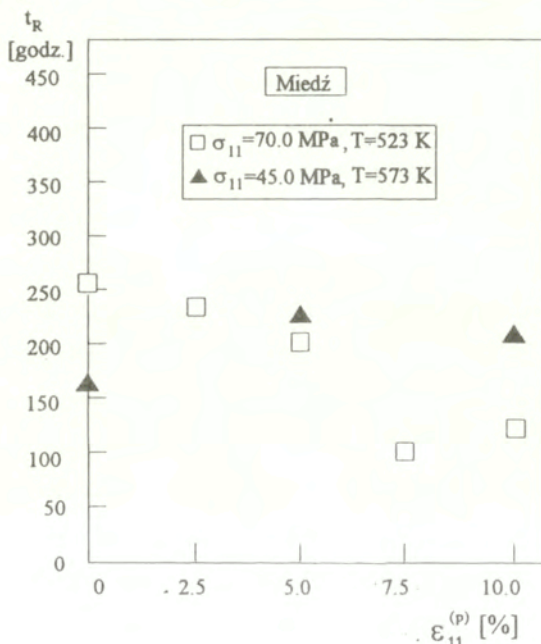
$$(8.2) \quad \dot{\varepsilon}_{11}^{(min)} = \frac{-\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial t}}{\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial\varepsilon_{11}}}$$



Rys. 8.5 Zmiany ustalonej prędkości pełzania w zależności od wielkości wstępnego odkształcenia plastycznego.



Deformacja plastyczna generuje dyslokacje w materiale, których gęstość uzależniona jest od wielkości odkształcenia. Im większa deformacja tym większa gęstość dyslokacji i w następstwie większe prawdopodobieństwo ich zablokowania. Na tej podstawie można wnioskować, że próbka materiału poddanego deformacji powinna płynąć w trakcie procesu pełzania z niższą prędkością niż materiał dziewiczy. Biorąc pod uwagę doświadczenia dla miedzi w temperaturze 523K łatwo zauważyć, że chociaż efekt umocnienia występuje dla wszystkich rozważanych wielkości wstępnej deformacji plastycznej, to jednak zachowuje on proporcjonalność względem odkształcenia jedynie do wielkości deformacji wynoszącej 5%.



Rys. 8.6 Zmiany czasu do zniszczenia przy pełzaniu w zależności od wielkości wstępnej deformacji plastycznej.

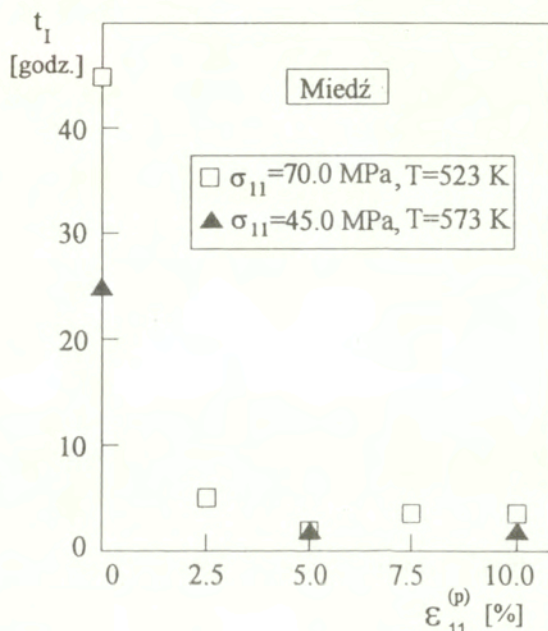
W przypadku większych deformacji efekt umocnienia występuje, ale jego wielkość nie jest proporcjonalna do wprowadzonego odkształcenia. Podobny efekt wystąpił w badaniach przeprowadzanych w temperaturze 573K. Wspomniana teoria zdrowienia nie uwzględnia takich efektów.

Wyniki prób pełzania miedzi w temperaturze 523K pokazują, że wstępna deformacja plastyczna wywołuje skrócenie czasu do wystąpienia zniszczenia, rys.8.6, a także ograniczenie wydłużenia, rys.8.3. Podobnie jak w przypadku zmian ustalonej prędkości pełzania, również zmiana tych parametrów pełzania jest proporcjonalna do wstępnej deformacji plastycznej, o wartości odkształcenia nie większej jednak od 5%. Dalszy wzrost wstępnej deformacji powoduje raczej przypadkowe zmiany zarówno wielkości wydłużenia jak i żywotności.

W przeciwieństwie do wyników badań miedzi w temperaturze 523K rezultaty z testów pełzania w wyższej temperaturze pokazują, że żywotność materiału poddanego wstępnej deformacji plastycznej wzrasta w porównaniu do materiału w stanie wyjściowym. Jedną z przyczyn takiego zachowania można upatrywać w różnicach strukturalnych materiału spowodowanych różnicą w temperaturze, w której prowadzono testy pełzania. Wyższa przyjęta temperatura badań jest znacznie bliższa temperaturze rekrytalizacji miedzi, przy której następuje rozrost ziaren materiału. Wykonane badania metalograficzne materiału dziewiczego przed pełzaniem i po pełzaniu w obu temperaturach wykazały, że w temperaturze 523K wielkość ziarna materiału nie ulegała praktycznie zmianie, natomiast po pełzaniu w temperaturze 573K zaobserwowano niewielki wzrost wielkości ziarna, wynoszący pół numeru według przyjętej skali w normie PN 66/H-04507. Z wcześniejszych doświadczeń dla tego materiału, opisanych w rozdziale 4, wiadomo, że miedź gruboziarnista odkształca się w trakcie pełzania znacznie wolniej niż miedź drobnoziarnista, dając w efekcie zwiększoną żywotność. Mając na uwadze te spostrzeżenia można wnioskować, że w trakcie prób pełzania właśnie rozrost ziaren występujący w wyższej temperaturze jest powodem różnicy we wpływie wstępnej deformacji plastycznej na żywotności

materiału odkształconego, testowanego przy pełzaniu w wybranych temperaturach.

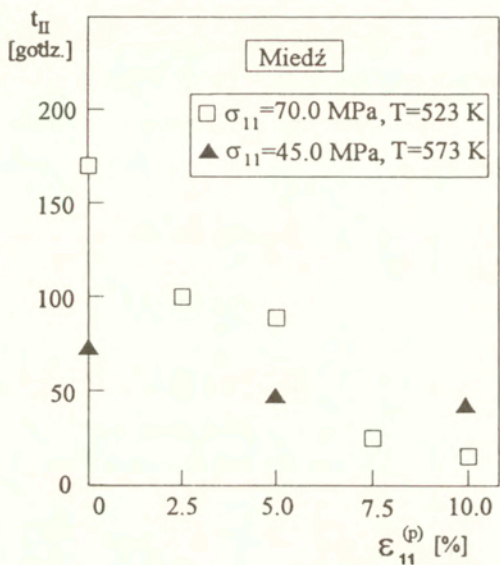
Wstępna deformacja plastyczna wywołała również zmiany w długotrwałości typowych etapów procesu pełzania. Długotrwałość pierwszego okresu pełzania we wszystkich testach uległa obniżeniu, przy czym, jak wynika z rys.8.7, redukcja ta jest praktycznie niezależna od wielkości wstępnego odkształcenia plastycznego.



Rys. 8.7 Zmiany długotrwałości pierwszego okresu pełzania w zależności od wielkości wstępnego odkształcenia plastycznego.

Trzeci okres pełzania materiału z predeformacją plastyczną pojawiał się w każdym przypadku wcześniej niż dla materiału dziewiczego. Z rys. 8.8 wynika,

że ze wzrostem wstępnej deformacji plastycznej następuje stopniowe skrócenie czasu do rozpoczęcia fazy procesu prowadzącej do zniszczenia.



Rys. 8.8 Zmiany długości okresu do chwili rozpoczęcia trzeciego etapu pełzania w zależności od wielkości wstępnego odkształcenia plastycznego.

Tabela 8.1. Parametry procesu pełzania miedzi badanej w temperaturze 523K

$\sigma_{11}^{(c)} = 70$ [MPa] $T = 523$ K					
	$\epsilon_{11}^{(p)}=0\%$	$\epsilon_{11}^{(p)}=2.5\%$	$\epsilon_{11}^{(p)}=5.0\%$	$\epsilon_{11}^{(p)}=7.5\%$	$\epsilon_{11}^{(p)}=10.0\%$
$\dot{\epsilon}_{11}^{(min)} \times 10^{-5}$ [1/h]	18.4	4.8	3.0	6.5	3.0
$t_I$ [h]	45	5	2	3	3
$t_{II}$ [h]	170	100	90	25	15
$t_R$ [h]	254	234	200	97	121

Tabela 8.2. Parametry procesu pełzania miedzi badanej w temperaturze 573K

	$\sigma_{11}^{(c)} = 45 \text{ [MPa]} \quad T = 573 \text{ K}$		
	$\epsilon_{11}^{(p)} = 0\%$	$\epsilon_{11}^{(p)} = 5.0\%$	$\epsilon_{11}^{(p)} = 10\%$
$\dot{\epsilon}_{11}^{(min)} \times 10^{-5} \text{ [1/h]}$	28.0	3.0	6.2
$t_I \text{ [h]}$	25	2	2
$t_{II} \text{ [h]}$	75	45	35
$t_R \text{ [h]}$	160	227	212

#### 8.4 Podsumowanie

Przedstawione wyniki badań wskazują, że wielkość wstępnej deformacji plastycznej istotnie wpływa na zachowanie miedzi poddanej pełzaniu.

Odształcenie plastyczne niezależnie od wartości, w ramach rozpatrywanych wielkości, powoduje efekt umocnienia wyrażający się zmniejszeniem ustalonej prędkości pełzania. Interesujący jest jednak charakter zmian tego parametru. Niezależnie od temperatury badań zaobserwowano, że ze wzrostem wielkości predeformacji plastycznej następowało proporcjonalne obniżanie się ustalonej prędkości pełzania w porównaniu do prędkości dla materiału w stanie wyjściowym. Taki charakter zmian miał jednak miejsce tylko do określonej wielkości wstępnej deformacji (5%)

Długość pierwszego jak i drugiego etapu pełzania ulega znacznej redukcji wskutek wstępnej deformacji plastycznej. Wyniki badań wskazują, że spadek ten dla pierwszego stadium procesu jest praktycznie niezależny od wielkości predeformacji, a dla drugiego jest proporcjonalny do wstępnego odształcenia.

Wstępna deformacja plastyczna istotnie wpływa na żywotność miedzi przy pełzaniu. W zależności od temperatury badań czas do zniszczenia materiału przy pełzaniu może się wydłużyć (wyższe temperatury) względnie skrócić (niższe temperatury).

## 9. UWAGI I WNIOSKI KOŃCOWE

W pracy dokonano kompleksowej analizy procesu pełzania dla wybranych materiałów. Rozważania obejmowały badania zachowania materiałów w jednoosiowym (stop Al-Mg-Si, miedź M1E) lub płaskim stanie naprężenia (miedź M1E, stal kotłowa 15HM), testowanych zarówno w stanie wyjściowym jak i poddanych wstępnej deformacji plastycznej. W analizie uwzględniono:

- metodykę przeprowadzania testów pełzania,
- możliwości porównywania rezultatów otrzymanych przez różnych autorów dla tego samego materiału,
- przydatność wybranych teorii do opisu wyników doświadczalnych,
- problemy związane z prowadzeniem badań pełzania w złożonym stanie naprężenia
- sposoby przejrzystej prezentacji rezultatów,
- wpływ wielkości oraz formy wstępnej deformacji na późniejsze zachowanie materiałów.

Współcześnie używane urządzenia techniczne wymagają dużej precyzji wykonania oraz niezawodności działania, szczególnie tam gdzie występują warunki sprzyjające rozwojowi procesu pełzania. Stąd też, konieczne jest nieustanne doskonalenie technik doświadczalnych. W pracy zaproponowano efektywny sposób ograniczania błędów w pomiarach odkształceń pełzania w podwyższonych temperaturach. Chociaż problem przedyskutowano dla przypadku jednoosiowego stanu naprężenia, to jednak wnioski odnoszą się także do stanów złożonych. Na drodze doświadczalnej wykazano, jak duże błędy popełniane są w ocenie parametrów pełzania przy użyciu powszechnie stosowanej techniki badań, wykorzystującej próbki z obwodowymi kołnierzami służącymi do mocowania ekstensometru mechanicznego. Wykonane badania na standardowych próbkach z kołnierzami pokazują jak dalece ich wyniki odbiegają od rzeczywistej odpowiedzi materiału na zadane obciążenie. Zagadnienie to

nabiera szczególnego znaczenia w badaniach pełzania oraz zmęczenia, gdzie ze względu na trudności w utrzymywaniu stałej temperatury na dużej powierzchni oraz na możliwość wyboczenia, preferowane są próbki o krótkich bazach pomiarowych. Przeprowadzona analiza wykazała, że zwłaszcza badania wykorzystujące próbki o krótkich bazach pomiarowych dają wyraźne błędy w pomiarach odkształceń. W celu zwiększenia dokładności pomiaru odkształcenia zaproponowano modyfikacje standardowych próbek do badań pełzania przy jednoosiowym ściskaniu-rozciąganiu. Polegały one na przecinaniu kołnierzy wyznaczających bazę pomiarową próbki. Równomierne nacięcia kołnierzy powodują zwiększenie jednorodności naprężeń i odkształceń oraz ograniczenie wzmocnienia próbki w strefie kołnierzy. W efekcie dają możliwość uzyskania wyników zbliżonych do rezultatów dla próbek bez kołnierzy. Wprowadzenie nacięć na kołnierzach spowodowało duże ograniczenie rozrzutów żywotności próbek o różnych długościach bazy pomiarowej, testowanych w jednakowych warunkach (od 111 godzin dla próbek o kołnierzach pełnych do 17 godzin dla naciętych). Istotnemu zwiększeniu uległa ciągliwość przy pełzaniu.

Zagadnienie prawidłowego projektowania kształtu i wymiarów próbek do badań pełzania jest szczególnie ważne przy znajdowaniu parametrów materiałowych modeli konstytutywnych. Oparcie się na wynikach testów pełzania uzyskanych na próbkach z kołnierzami o zbyt krótkich bazach pomiarowych nie gwarantuje wyznaczenia ich rzeczywistych wartości. Innymi słowy możemy jedynie uzyskać opis krzywych pełzania, które jednak nie reprezentują rzeczywistego zachowania materiału.

Niezmiernie ważnym elementem analizy procesu pełzania jest budowa równań konstytutywnych, opisujących przebieg zjawiska. Postęp w tej dziedzinie jest jednak uzależniony od badań doświadczalnych. Aktualnie wiele uwagi koncentruje się na opracowaniu równań konstytutywnych pełzania, modelujących uszkodzenie na podstawie mechanizmów fizycznych. W pracy zaproponowano dla badanego stopu aluminium model konstytutywny z dwiema zmiennymi

uszkodzenia, z których każda reprezentuje inny mechanizm. Teoretyczne wyniki otrzymane dla przyjętego układu równań porównano z przewidywaniami innych koncepcji, uzyskując poprawniejszy opis krzywych pełzania.

Analiza danych doświadczalnych z testów pełzania często nastęrcza trudności, zwłaszcza gdy rezultaty dla rozważanego materiału pochodzą z różnych ośrodków badawczych. W pracy wykazano, że jedną z przyczyn takiego stanu jest problem wpływu wielkości ziarna. Na przykładzie miedzi pokazano zmiany charakterystyk pełzania w zależności od wielkości ziarna. Wyniki wskazują, że im większy wymiar ziarna miedzi tym mniejsze ustalone prędkości pełzania.

Próby pełzania przeprowadzane w złożonych stanach naprężenia stanowią duży problem zarówno od strony technicznej jak od strony właściwej interpretacji uzyskanych wyników, zwłaszcza gdy materiał wykazuje cechy izotropowe przy obciążeniach monotonicznych. Badania miedzi przeprowadzone przez autora w złożonym stanie naprężenia wykazały, że charakterystyczne parametry procesu pełzania (ustalona prędkość pełzania, czas do zniszczenia) stanowiły funkcję rodzaju stanu naprężenia, mimo obserwowanej izotropii materiału w sensie umownej granicy plastyczności i wytrzymałości doraźnej. Różnice w żywotności przy jednakowej intensywności naprężenia dla rozważanych rodzajów stanu naprężenia wydają się być spowodowane różnicami w wielkości maksymalnego naprężenia głównego. Wniosek ten znalazł potwierdzenie przy weryfikacji wybranych hipotez wytężeńowych. Z przeprowadzonych analiz wynika bowiem, że najlepszy opis krzywych jednakowego czasu do zniszczenia daje kryterium Sdobyriewa ze współczynnikiem określającym wpływ prostych kryteriów uszkodzenia wskazującym na wyraźny udział w zniszczeniu mechanizmów uzależnionych od maksymalnego naprężenia głównego. W odróżnieniu jednak od prac Johnsona, według których za proces zniszczenia miedzi odpowiedzialne jest tylko



maksymalne naprężenie główne, zaobserwowano jednak pewien wpływ naprężenia efektywnego.

Na podstawie własnych badań w złożonym stanie naprężenia zaproponowano wygodną metodykę wyznaczania eksperymentalnych powierzchni jednakowego czasu do zniszczenia. Charakter rozwoju procesu pełzania miedzi pozwolił na skuteczne wykorzystanie tej techniki do określania powierzchni jednakowych długotrwałości pierwszego etapu pełzania oraz powierzchni reprezentujących jednakowe czasy rozpoczęcia ostatniego stadium procesu.

Ostatnim rozpatrywanym zagadnieniem w rozprawie był problem wpływu wielkości oraz formy wstępnej deformacji na własności mechaniczne materiałów przy obciążeniach monotonicznych lub przy pełzaniu. Gruntowne poznanie tego zagadnienia jest istotne ze względu na powszechne wykorzystywanie przeróbki plastycznej do wytworzenia znacznej części elementów konstrukcyjnych. Wykonane badania dla miedzi wykazały, że niezależnie od rodzaju procesu deformacyjnego materiał ulegał wzmocnieniu, co przy obciążeniach monotonicznie narastających wyrażało się zwiększeniem wymiarów powierzchni plastyczności w stosunku do jej wymiarów pierwotnych, natomiast przy obciążeniach stałych obniżeniem ustalonej prędkości pełzania. Całkowicie przeciwny rezultat pokazały badania dla stali kotłowej. W tym przypadku niezależnie od formy wstępnej deformacji nastąpiło w zakresie rozważanych wielkości deformacji osłabienie materiału, odzwierciedlone przez zmniejszenie wymiarów powierzchni plastyczności. Tak diametralnie różne zachowania materiałów wskazują na konieczność rozwijania tego typu badań dla innych materiałów konstrukcyjnych. Badania dla miedzi pokazały także jak duże znaczenie posiada rodzaj wstępnego procesu deformacyjnego na późniejsze właściwości mechaniczne materiału. W przypadku wstępnego odkształcenia do wartości 15% drogą monotonicznego obciążania otrzymano o blisko sześćdziesiąt procent większe umocnienie miedzi niż w przypadku gdy

odkształcenia, o tej samej wartości, wprowadzono podczas procesu pełzania w podwyższonej temperaturze.

Przedstawiona analiza procesu pełzania wykazuje, że zagadnienie to powinno być w dalszym ciągu intensywnie badane zarówno od strony teoretycznej jak i doświadczalnej. Szczególnie dużo oczekuje się od prac eksperymentalnych, ponieważ to właśnie one dostarczają informacji niezbędnych do budowania nowych teorii. Aktualnie publikowane prace wskazują, że analiza pełzania będzie coraz ściślej związana z badaniami na poziomie mikro. Dzięki rozwojowi komputerów oraz nowoczesnych technik obliczeniowych, powodującemu zwiększenie efektywności modelowania konstytutywnego oraz zwiększenie możliwości racjonalnego przetwarzania danych doświadczalnych, możliwe stanie się wszechstronniejsze poznanie zjawiska.

## SPIS LITERATUREY

1. ABO EI ATA M.M., FINNIE I., On the prediction of creep-rupture life of components under multiaxial stress, in: *Creep in Structures, Proc. Symp.*, Gothenburg 1970, ed. J. Hult, Springer-Verlag, Berlin, 1972.
2. ANISIMOWICZ M., Badania procesów wibropełzania stopów metali w płaskim stanie naprężenia, *Prace IPPT* 38, 1978.
3. ASHBY M.F., "A first report on deformation mechanism maps", *Acta Met.*, 20, 887, 1972.
4. ASHBY M.F., GANDHI C., TAPLIN D.M.R., Fracture-mechanism maps and their construction for f.c.c. metals and alloys, *Acta Metall.*, 27, 699-729, 1979.
5. ASHBY M.F., DYSON B.F., Creep damage mechanics and micromechanisms, *ICF Advances in Fracture Research*, Ed. S.R. Valluri et al, Pergamon Press, 3-30, 1984.
6. ASHBY M.F., FRÖST H.J., "Deformation mechanism maps", Pergamon Press, 1982.
7. ASHBY M.F., RAJ M., *Proc. Conf. Mechanics and Physics of the Metals Society Institute of Physics, Cambridge*, 1975.
8. BALTOV A., SAWCZUK A., A rule of anisotropic hardening, *Acta Mech.*, 1, 81-92, 1965.
9. BARLAT F., LEGE D.J. and BREM J.C., "A six-component yield function for anisotropic materials", *Int. Journal of Plasticity*, 7, 693, 1991.
10. BASISTA M., O kontynualnych modelach uszkodzenia materiałów, *Prace IPPT*, 40/1984.
11. BETTEN J., BREITBACH J., WANIEWSKI M., Multiaxial anisotropic creep behaviour of rolled sheet-metal, *ZAMM*, 70, 371-379, 1990.
12. BETTEN J., Damage tensors in continuum mechanics, *J. Mec. Theor. Appl.*, 1, 2, 13-32, 1983.
13. BETTEN J., Representation of constitutive equations in creep mechanics of isotropic and anisotropic materials, *Proc. of 3rd IUTAM Symp. "Creep in Structures"*, Eds. A.R.S. Ponter & D.R. Hayhurst, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 179-201, 1981.

14. BETTEN J., WANIEWSKI M., Multiaxial secondary creep behaviour of anisotropic materials, *Arch. Mech.*, 41, 5, 679-695, 1989.
15. BLASS J., FINDLEY W.N., Short time, biaxial creep of an aluminium alloy with abrupt changes of temperature and state of stress, *ASME J. Appl. Mech.*, 38, 489, 1971.
16. BOEHLER J.P., SAWCZUK A., On yielding of oriented solids, *Acta Mech.*, 27, 185-206, 1977.
17. BOETTNER R.C., ROBERTSON W.D., Study of growth of voids in copper during creep process by measurement of accompanying change in density. *Trans. Metall. Soc. A.I.M.E.* 221, 613, 1961.
18. BOUCHER M., CAYLA P., CORDEBOIS J.-P., Experimental studies of yield surfaces of aluminium alloy and low carbon steel under complex biaxial loadings, *Eur. J. Mech., A/Solids*, 14, 1-17, 1995.
19. BROWN G.M., Inelastic deformation of an aluminum alloy under combined stress at elevated temperature, *J. Mech. Phys. Solids*, 18, 383-396, 1970.
20. BROWNE R.J., LONSDALE D., FLEWITT P.E.J., The role of stress state on the creep rupture of 1%Cr1/2%Mo and 12%Cr1%MoVW tube steels, in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*, Eds. B. Wilshire, D.R.J. Owen, Pineridge Press, Swansea, 545-558, 1981.
21. CANE B.J., Creep cavitation and rupture in 21/4Cr1Mo steel under uniaxial and multiaxial stresses, in: *Proc. of 3rd Int. Conf. Mech. Beh. Mat.*, Cambridge, 1979, Eds. K.J. Miller, R.F. Smith, Vol. 2, 173-182, 1979.
22. CHABOCHE J., Viscoplastic constitutive equations for the description of cyclic and anisotropic behaviour of metals, *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. Techn.*, 25, 33-39, 1977.
23. CHABOCHE J.L., Constitutive equations in creep-fracture damage, in: *Engineering Approaches to High Temperature Design*, Eds. B. Wilshire, D.R.J. Owen Pineridge Press, Swansea, 177-235, 1983.
24. CHABOCHE J.L., Continuum damage mechanics, Part 1 -General concepts, *J. Appl. Mech.*, 55, 59-64, 1988.
25. CHABOCHE J.L., Continuum damage mechanics, Part 2 -Damage growth, crack initiation and crack growth, *J. Appl. Mech.*, 55, 65-72, 1988.

26. CHENG S., KREMPL E., Experimental determination of strain-induced anisotropy during nonproportional straining of an Al/Mg alloy at room temperature, *International Journal of Plasticity*, 7, 827-846, 1991.
27. CHRIST B.W., SWANSON S.R., Alignment problems in the tensile test, *J. Test. Eval.*, 4, 405, 1976.
28. CHRZANOWSKI M., MADEJ J., Budowa krzywych granicznych w oparciu o koncepcję parametru uszkodzenia, *Mechanika Teoretyczna i Stosowana*, 4, 18, 587-601, 1980.
29. CHRZANOWSKI M., Parametr uszkodzenia w kontynuualnej mechanice zniszczenia, *Mechanika Teoretyczna i Stosowana*, 2, 16, 151-167, 1978.
30. COBLE R.L., A model for boundary diffusion creep in polycrystalline materials, *J. Appl. Phys.*, 34, 1679, 1963.
31. COCKS A.C.F., ASHBY M.F., On creep fracture by void growth, in: *Progress in Materials Science*, Eds. J.W. Christian, P. Haasen, T.B. Massalski, Pergamon Press, Oxford 1983, t. 27, 189-244, 1983.
32. DAVIES P.W., DUTTON R., On the mechanisms of tertiary creep in face centered cubic metals, *Acta Metall.*, 15, 1365-1372, 1967.
33. DAY M.F. and HARRISON G.F., Design and calibration of extensometer and transducers, *Measurement of High Temperature Mechanical Properties of Material* (Edited by M.S. Loveday, M.F. Day, and B.F. Dyson), HMSO, London, 225-240, 1982.
34. DEMMERLE S., BOEHLER J.P., Optimal design of biaxial tensile cruciform specimens, *J. Mech. Phys. Solids*, 143-181, 1993.
35. DIETRICH L., KOWALEWSKI Z.L., Experimental investigation of an anisotropy in copper subjected to predeformation due to constant and monotonic loadings, *Int. Journal of Plasticity*, 1997 (przyjęta do druku).
36. DIETRICH L., KOWALEWSKI Z.L., Rozwój anizotropowych własności miedzi pod wpływem deformacji plastycznej przy pełzaniu i monotonicznym obciążaniu, *Prace IPPT* 23, 1994.
37. DIETRICH L., KIRYK, R., SOCHA, G., ŚLIWOWSKI, M., Identyfikacja anizotropii plastycznej stopu aluminium, *Prace IPPT* 26, 1994.
38. DODD B., NARUSE K., Limitations on isotropic yield criteria, *Int. J. Mech. Sci.*, 31, 7, 511, 1989.

39. DUNNE F.P.E., HAYHURST D.R., An expert system for the determination of creep constitutive equations based on continuum damage mechanics, *J. Str. Anal.*, 26, 185-191, 1991.
40. DUNNE F.P.E., MAKIN J., HAYHURST D.R., Automated procedures for the determination of high temperature viscoplastic damage constitutive equations, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 437, 527-544, 1992.
41. DUNNE F.P.E., OTHMAN A.M., HALL F.R., HAYHURST D.R., Representation of uniaxial creep curves using continuum damage mechanics, *Int. J. Mech. Sci.*, 32, 945-957, 1990.
42. DYSON B.F., A new mechanism and constitutive law for creep of precipitation hardened engineering alloys, NPL Report DMM A102, 1993.
43. DYSON B.F., A unifying view of the kinetics of creep cavity growth, in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*, Eds. B. Wilshire, D.R.J. Owen, Pineridge Press, Swansea 1981, 235-247, 1981.
44. DYSON B.F., Creep and fracture of metals: mechanisms and mechanics, *Rev. Phys. Appl.*, 23, 605-613, 1988.
45. DYSON B.F., GIBBONS T.G., Tertiary creep in nickel-base superalloys: analysis of experimental data and theoretical synthesis, *Acta Metall.*, 35, 2355-2369, 1987.
46. DYSON B.F., HAYHURST D.R., LIN J., The ridged uniaxial testpiece: creep and fracture predictions using large-displacement finite-element analyses, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 452, 655-676, 1996.
47. DYSON B.F., LOVEDAY M.S., Creep fracture in nimonic 80A under triaxial tensile stressing, in: *Creep in Structures*, Proc. of IUTAM Symposium, Leicester, 1980, Eds: A.R.S. Ponter and D.R. Hayhurst, Springer-Verlag, Berlin, 406-421, 1981.
48. DYSON B.F., LOVEDAY M.S., RODGERS M.J., Grain boundary cavitation under various states of applied stress, *Proc. R. Soc. Lond. A* 349, 245-259, 1976.
49. DYSON B.F., Materials data requirements, creep damage mechanisms and predictive models, in: *High Temperature Structural Design*, Ed. L.H. Larsson,ESIS, 1991.
50. DYSON B.F., McLEAN D., Creep of nimonic 80A in torsion and tension, *Met. Sci.*, 11, 37-45, 1977.

51. DYSON B.F., McLEAN M., Creep deformation of engineering alloys: development from physical modelling, *ISI INT.*, 30, 802, 1990.
52. DYSON B.F., VERMA A.K., SZKOPIAK Z.C., The influence of stress state on creep resistance: experiments and modelling, *Acta Met.*, 29, 1573-1580, 1981.
53. EDWARD G.H., ASHBY M.F., Intergranular fracture during power-law creep, *Acta Metall.*, 27, 1505-1518, 1979.
54. FINDLEY W.N., LAI J.S., ONARAN K., Creep and relaxation of nonlinear viscoelastic materials, North-Holland Pub. Company, Amsterdam, 1976.
55. FINNIE I. & ABO EL ATA M.M., Creep and creep-rupture of copper tubes under multiaxial stress, in: *Advances in Creep Design*, Eds. A.J. Smith, A.M. Nicolson, J. Willey, New York, 329-352, 1971.
56. GABRYSZEWSKI Z., PINDUR B., Ocena powierzchni plastyczności materiałów anizotropowych nieliniowych metodą sprzężenia termomechanicznego, *Mech. Teor. Stos.*, 2, 23, 1985.
57. GAROFALO F., *Fundamentals of creep and creep rupture in metals*, Macmillan, New York, 1965.
58. GIBBS G.B., The role of grain boundary sliding in high temperature creep, *Mater. Sci. Eng.*, 2, 269, 1967/68.
59. GITTUS J., *Creep, viscoelasticity and creep fracture in solids*, Applied Science Publishers LTD, 1975.
60. GITTUS J., Multiaxial mechanical equation of states for a work-hardening/recovery model of dislocation creep, *Philos. Mag.*, 25, 1233, 1972.
61. GOTOH M., A theory of plastic anisotropy based on a yield function of fourth order (plane stress state)-I, *Int. J. Mech. Sci.*, 19, 505-512, 1977.
62. GOTOH M., A theory of plastic anisotropy based on a yield function of fourth order (plane stress state)-II, *Int. J. Mech. Sci.*, 19, 513-520, 1977.
63. GRABSKI M.W., *Nadplastyczność strukturalna metali*, Wyd. Śląsk, Katowice, 1973.
64. GREENFIELD P., *Creep of metals at high temperatures*, ME/9 Mills & Boon Ltd., London, 1972.
65. GREENWOOD G., Creep life and ductility, *Int. Congress on Metals, Cambridge 1973, Microstructure and the Design of Alloys*, 2, 91, 1973.

66. GUPTA N.K., LAUERT H. A., A study of yield surface upon reversal of loading under biaxial stress, *ZAMM*, 63, 497 - 504, 1983.
67. GUPTA N.K., MEYERS A., WICHTMANN A., A function for representing experimental yield surfaces, *Eur. J. Mech., A/Solids*, 14, 45-53, 1995.
68. HALL F.R., HAYHURST D.R., Continuum damage mechanics modelling of high temperature deformation and failure in a pipe weldment, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 433, 383-403, 1991.
69. HAYHURST D.R., BROWN P.R., MORRISON C.J., The role of continuum damage in creep crack growth, *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A* 311, 131, 1984.
70. HAYHURST D.R., Creep rupture under multi-axial states of stress, *J. Mech. Phys. Solids*, 20, 381-390, 1972.
71. HAYHURST D.R., DIMMER P.R., CHERNUKA M.W., Estimates of the creep rupture lifetime of structures using the finite element method, *J. Mech. Phys. Solids*, 23, 335-355, 1975.
72. HAYHURST D.R., DIMMER P.R., MORRISON C.J., Development of continuum damage in the creep rupture of notched bars, *Phil. Trans. R. Soc. (Lond.)*, A311, 103-129, 1984.
73. HAYHURST D.R., On the role of creep continuum damage in structural mechanics, in: *Engineering Approaches to High Temperature Design*, Eds. Wilshire B., Owen D.R.J., Pineridge Press, Swansea, 85-176, 1983.
74. HAYHURST D.R., STORAKERS B., Creep rupture of the Andrade shear disk, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 349, 369-382, 1976.
75. HAYHURST D.R., The effects of test variables on scatter in high-temperature tensile creep rupture data, *Int. J. Mech. Sci.*, 16, 829, 1974.
76. HAYHURST D.R., TRAMPCZYŃSKI W.A., LECKIE F.A., Creep rupture under non-proportional loading, *Acta Metallurgica*, 28, 1171- 1183, 1980.
77. HECKER S.S., Experimental studies of yield phenomena in biaxially loaded metals, in: *Constitutive Equations in Viscoplasticity: Computational and Engineering Aspects*, The Winter Annual Meeting of The American Society of Mechanical Engineers, New York City, NY, Ed. Stricklin and Saczalski, ASME, AMD, 20, 1-33, 1976.



78. HELLING D.E., MILLER A.K., STOUT M.G., An experimental investigation of the yield loci of 1100-0 aluminum, 70:30 brass, and an overaged 2024 aluminum alloy after various prestrains, *J. Eng. Mat. Tech.*, 108, 313-320, 1986.
79. HENDERSON J., SNEDDEN J.D., Creep fracture of anisotropic, cylindrical bars under pure torque, in: *Creep in Structures*, Ed.: J. Hult, Proc. of 2nd IUTAM Symp., Gothenburg 1970, Springer-Verlag, Berlin, 18-37, 1972.
80. HENDERSON J., SNEDDEN J.D., Creep recovery of commercially pure copper, *J. Mech. Eng. Sci.*, 10, 24-35, 1968.
81. HERRING C., Diffusional viscosity of polycrystalline solids, *J. Appl. Phys.*, 21, 437, 1950.
82. HILL R., *The mathematical theory of plasticity*, Oxford Press, New York, 1950.
83. HILL R., Theoretical plasticity of textured aggregates, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, 85, 179-191, 1979.
84. HOFF N.J., The necking and the rupture of rods subjected to constant tensile loads, *J. Appl. Mech.*, 20, 105, 1953.
85. HOSTINSKY T., CADEK J., A constant tensile stress creep testing machine, *J. Testing and Evaluation*, 4, 26, 1976.
86. HSU T. C., Definition of the yield point in plasticity and its effect on the shape of the yield locus, *J. Strain Anal.*, 1, 331 - 338, 1966.
87. HULT J., Creep in continua and structures, in: *Topics in Applied Continuum Mechanics*, Eds. J.L. Zeman, F. Ziegler, Springer-Verlag, Wien 1974, 137-155, 1974.
88. HULT J., Stiffness and strength of damaged material, *ZAMM*, 68, T31-T39, 1988.
89. IKEGAMI K., An historical perspective of the experimental study of subsequent yield surfaces for metal - Parts 1 & 2, *J. Soc. Mat. Sci. Japan*, vol. 24, 491-504, 1975, and vol. 24, 709-719, 1975.
90. IKEGAMI K., NIITSU Y., Effect of creep prestrain on subsequent plastic deformation, *Int. J. Plast.*, 1, 331-345, 1985.

91. ISHIKAWA H., Relation between cyclic creep and pure creep on copper, *J. Eng. Mat. Tech.*, 109, 221-225, 1987.
92. ISHIKAWA H., SASAKI K., Constitutive modelling of cyclic plasticity considering induced anisotropy, in: *Constitutive Laws for Engineering Materials, Theory and Applications*, Ed. C.S. Desai, vol. I, Elsevier, New York, 581-587, 1987.
93. JAKOWLUK A., *Procesy pełzania i zmęczenia w materiałach*, WNT, Warszawa, 1993.
94. JAKOWLUK A., PLEWA M., Badania wytrzymałości na wibropęczanie żeliwa szarego w złożonych stanach naprężenia, *Materiały konferencyjne z I Symp. nt. Zagadnień Pełzania Materiałów*, Białystok, 305-316, 1983.
95. JOHNSON A.E., HENDERSON J., KHAN B., Complex-stress creep, relaxation, and fracture of metallic alloys, H.M.S.O., Edinburgh, 1962.
96. JOHNSON A.E., HENDERSON J., MATHUR V. D., Combined stress creep fracture of commercial copper at 250 deg. Cent., *The Engineer*, 24, 261-265, 1956.
97. JOHNSON A.E., KHAN B., Creep under changing complex-stress systems in copper at 250 °C, *Int. J. Mech. Sci.*, 7, 791-810, 1965.
98. KACZANOW L.M., O wremieni razruszenija w usloviach polzuczesti, *Izv. AN SSSR OTN*, 8, 1958.
99. KACZANOW L.M., *Osnowy mechaniki razruszenija*, Nauka, 1974.
100. KACZANOW L.M., *The theory of creep* (English translation edited by Kennedy A.J.), National Lending Library, Boston Spa, 1958.
101. KANEKO K., IKEGAMI K., SHIRATORI E., The yield condition and flow rule of a metal for the various pre-strain paths, *Bulletin of the JSME*, 19, 577-583, 1976.
102. KAWAI M., Anisotropic creep behavior induced by plastic deformation, in: *Creep in Structures, Proc. of 4th IUTAM Symp.*, Cracow, 1990, Ed. M. Życzkowski, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
103. KAWAI M., Creep and plasticity of austenitic stainless steel under multiaxial non-proportional loadings at elevated temperatures, in: *PVP-Vol.184, Visco-Plastic Behavior of New Materials*, Eds: D. Hui, T.J. Kozik, Book No. H00576, 85-93, 1989.

104. KOWALEWSKI Z.L., Creep behavior of copper under plane stress state, *Int. Journal of Plasticity*, 7, 387-404, 1991.
105. KOWALEWSKI Z.L., Secondary creep surface and its evolution influenced by room temperature plastic deformation", *Proc. of Mecamat - "International Seminar on the Inelastic Behaviour of Solids: Models and Utilization"*, Besancon, France, CNRS, pp.1/53-64, 1988.
106. KOWALEWSKI Z.L., Wpływ historii deformacji plastycznej na pełzanie miedzi w złożonym stanie naprężenia, *Rozprawy Inżynierskie*, 38, 1, 121-140, 1990.
107. KOWALEWSKI Z.L., The influence of deformation history on creep of pure copper, in: *Creep in Structures, Proc. 4th IUTAM Symp.*, Cracow 1990, Ed. Życzkowski M., Springer-Verlag, 115-122, 1991.
108. KOWALEWSKI Z.L., Wpływ wtórnej anizotropii plastycznej na pełzanie metali w złożonym stanie naprężenia, *Prace IPPT* 36, 1987.
109. KOWALEWSKI Z.L., An influence of the constant and monotonic loading on subsequent biaxial behaviour of 15HM boiler steel, *Eng. Tran.*, 44, 2, 181-206, 1996.
110. KOWALEWSKI Z.L., Assessment of cyclic properties of 18G2A low-alloy steel at biaxial stress state, *Acta Mechanica*, 1996 (przyjęta do druku).
111. KOWALEWSKI Z.L., Biaxial creep study of copper on the basis of isochronous creep surfaces, *Archives of Mechanics*, 48, 1, 89-109, 1996.
112. KOWALEWSKI Z.L., Creep rupture of copper under complex stress state at elevated temperature, *Proc. of the 6th Int. Conf. on Creep and Fatigue*, C494/037 IMechE, London, 113-122, 1996.
113. KOWALEWSKI Z.L., Effect of plastic prestrain magnitude on creep properties of copper at elevated temperatures, *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 3, 33, 507-517, 1995.
114. KOWALEWSKI Z.L., Effect of stress state type on creep behaviour of copper at elevated temperature, *Proc. of 1st International Conference on Mechanics of Time Dependent Materials*, Ljubljana, Slovenia, 142-147, 1995.
115. KOWALEWSKI Z.L., Experimental creep study of metals under multiaxial stress conditions, *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2, 34, 405-422, 1996.

116. KOWALEWSKI Z.L., Experimental evaluation of the influence of stress state type on creep characteristics of copper at 523K, *Archives of Mechanics*, 47, 13-26, 1995.
117. KOWALEWSKI Z.L., HAYHURST D.R. & DYSON B.F., Mechanisms-based creep constitutive equations for an aluminium alloy, *J. Strain Analysis*, 29, 309-316, 1994.
118. KOWALEWSKI Z.L., LIN J. & HAYHURST D.R., Experimental and theoretical evaluation of a high-accuracy uni-axial creep testpiece with slit extensometer ridges, *Int.J.Mech.Sci.*, 36, 751-769, 1994.
119. KOWALEWSKI Z.L., ŚLIWOWSKI M., Effect of cyclic loading on the yield surface evolution of 18G2A low-alloy steel, *Int. J. Mech. Sci.*, 38, 1996 (przyjęta do druku).
120. KOWALEWSKI Z.L., The role of grain size on creep of copper under uniaxial tension", *Archives of Metallurgy*, Vol. 37, 65-76, 1992.
121. KOWALEWSKI Z.L., LIN J. & HAYHURST D.R., Investigation of a high-accuracy uni-axial creep testpiece with slit extensometer ridges, *Arch. Mech.*, 47, 2, 261-279, 1995.
122. KRAJCINOVIC D., Continuum damage mechanics, *Appl. Mech. Rev.*, 37, 1-6, 1984.
123. KREMPL E., CHENG S., The experimental determination of the stress responses of an Al/Mg alloy to a polygonal strain path after three levels of prestraining, *Acta Mechanica*, vol. 101, No. 1-4, 93-109, 1993.
124. KUMAR A., SAMANTA S. K., MALLICK K., Study of the effect of deformation on the axes of anisotropy, *J. Eng. Mat. Tech.*, 113, 187 - 191, 1991.
125. LANGDON T.G., Grain boundary sliding as a deformation mechanism during creep, *Phil. Mag.* 22, 689, 1970.
126. LECKIE F., The constitutive equations of continuum creep damage mechanics, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 288, 27-47, 1978.
127. LECKIE F.A., HAYHURST D.R., Constitutive equations for creep rupture, *Acta Metallurgica*, 25, 1059-1070, 1977.
128. LECKIE F.A., ONAT E.T., Tensorial nature of damage measuring internal variables, in: *Physical Nonlinearities in Structures*, Eds. J. Hult, J. Lemaitre, Springer Verlag, Berlin 1981, 140-155, 1981.

129. LEMAITRE J., A continuous damage mechanics model for ductile fracture, *J. Eng. Mat. Techn.*, 107, 83-89, 1985.
130. LEMAITRE J., How to use damage mechanics, *Nucl. Eng. Design*, 80, 233-245, 1984.
131. LEMAITRE J., Local approach to fracture, *Eng. Fract. Mech.*, 25, 523-537, 1986.
132. LIN J., HAYHURST D.R., DYSON B.F., A new design of uniaxial creep testpiece with slit extensometer ridges for improved accuracy of strain measurement, *Int.J. Mech.Sci*, 35, 63-78, 1993.
133. LIN J., HAYHURST D.R., DYSON B.F., The standard ridged uniaxial testpiece: computed accuracy of creep strain, *J. Str. Anal.*, 28, 101-115, 1993.
134. LITEWKA A., Creep rupture of metals under multi-axial state of stress, *Arch. Mech.*, 41, 1, 3-23, 1989.
135. LITEWKA A., Uszkodzenie i pękanie metali w warunkach pełzania, *Wyd. Politechniki Poznańskiej*, Poznań, 1991.
136. LITEWKA A., HULT J., One parameter CDM model for creep rupture prediction, *Eur. J. Mech., A/Solids*, 8, 3, 185-200, 1989.
137. MALININ M., KHADJINSKY G., Theory of creep with anisotropic hardening, *Int. J. Mech. Sci.*, 14, 235-246, 1972.
138. MALININ N., RŻYSKO J., *Mechanika materiałów*, PWN, 1981.
139. MALLICK K., SAMANTA S.K., KUMAR A., An experimental study of the evolution of yield loci for anisotropic materials subjected to finite shear deformation, *J. Eng. Mat. Tech.*, 113, 192-198, 1991.
140. MARJANOVIC R., SZCZEPIŃSKI W., Yield surfaces of the M-63 brass prestrained by cyclic biaxial loading, *Arch. Mech.*, 26, 311-320, 1974.
141. MARK R., FINDLEY W.N., Concerning a creep surface derived from a multiple integral representation for 304 stainless steel under combined tension and torsion, *J. Appl. Mech.*, 45, 773-779, 1978.
142. MARLIN R.T., COSANDEY F., TIEN J.K., The effect of predeformation on the creep and stress rupture of an oxide dispersion strengthened mechanical alloy, *Metallurgical Transactions A*, 11A, 1771-1775, 1980.

143. McLEAN D., The physics of high temperature creep in metals, Reports on progress in physics, vol. XXIX, part I, p.1, 1-33, 1966.
144. MIASTKOWSKI J., Doświadczalna analiza efektu pamięci materiału poddanego plastycznemu odkształceniu, Mech. Teor. Stos., 3, 11, 297, 1973.
145. MIASTKOWSKI J., SZCZEPIŃSKI W., An experimental study of yield surfaces of prestrained brass, Int. J. Solids and Structures, 1, 189-194, 1965.
146. MIASTKOWSKI J., Wpływ historii obciążenia na powierzchnie plastyczności, Mech. Teor. Stos., 6, 1, 3, 1968.
147. MIASTKOWSKI J., Yield surface of material subjected to combined cyclic loading, Arch. Mech., 30, 203-215, 1978.
148. MICHNO M., MIKUŁOWSKI B., Wpływ temperatury i wielkości ziarna na szybkość pełzania polikrystalicznego cynku, Proc. III Symp. nt. "Zagadnienia Pełzania Materiałów", Białystok, 319, 1989.
149. MICHNO M.J., Jr, FINDLEY W.N., Subsequent yield surfaces for annealed mild steel under dead-weight loading: aging, normality, convexity, corners, Bauschinger, and cross effects, J. Eng. Mat. Tech., 96, 56-64, January 1974.
150. MICHNO M.J., Jr, FINDLEY W.N., Subsequent yield surfaces for annealed mild steel under servo-controlled strain and load histories: aging, normality, convexity, corners, Bauschinger, and cross effects, J. Eng. Mat. Tech., 25-32, January 1975.
151. MILLER A., An inelastic constitutive model for monotonic, cyclic and creep deformation, J. Eng. Mat. Tech., 97-105, 1976.
152. MAIR W.M., PUGH H.L.D., Effect of prestrain on yield surfaces in copper, J. Mech. Eng. Sci., 6, 150, 1964.
153. MISES, R., Mechanik der plastischen Formänderung für Kristallen, Z. Angew. Math. Mech., B.8 H3, 1928.
154. MITRA S.K., McLEAN D., Work hardening and recovery in creep, Proc. Roy. Soc. Lond., 295, 288-299, 1966.
155. MRÓZ Z., On generalized kinematic hardening rule with memory of maximal prestress, J. Mech. Appl., 5, 241-260, 1981.

156. MRÓZ Z., On the description of anisotropic workhardening, *J. Mech. Phys. Solids*, 15, 163-175, 1967.
157. MRÓZ Z., TRĄMPCZYŃSKI W., On the creep hardening rule for metals with memory of maximal prestress, *Int. J. Solids Structures*, 20, 5, 467-486, 1984.
158. MURAKAMI S., KAWAI M., YAMADA Y., Creep after cyclic-plasticity under multiaxial conditions for type 316 stainless steel at elevated temperature, *J. Eng. Mat. Tech.*, 112, 346-352, 1990.
159. MURAKAMI S., OHNO E.T., A continuum theory of creep and creep damage, in: *Creep in Structures, Proc. of 3rd IUTAM Symp.*, Leicester, 1980, Eds: A.R.S. Ponter, D.R. Hayhurst, Springer-Verlag, Berlin, 422-444, 1981.
160. MURAKAMI S., Progress of continuum damage mechanics, *Int. J. JSME*, 30, 701-710, 1987.
161. MURAKAMI S., SANOMURA Y., Creep and creep damage of copper under multiaxial state of stress, in: *Plasticity Today*, Eds: A. Sawczuk and G. Bianchi, Elsevier, London, 535-551, 1985.
162. NABARRO F.R.N., Deformation of crystals by the motion of single ions, *Strength of Solids*, The Phys. Soc., London, 75, 1948.
163. NAG USER MANUAL, Minimising or maximising a function, Vol. 4, 1989.
164. NAGHDI P.M., ESSENBURG F., KOFF W., An experimental study of initial and subsequent yield surfaces in plasticity, *J. Appl. Mech.*, 201-209, June, 1958.
165. NEMY A.S., RHINES F.N., On the origin of tertiary creep in aluminium alloy, *Trans. A.I.M.E.*, 215, 992, 1952.
166. NORTON F.H., *Creep of steel at high temperatures*, McGraw-Hill, New York, 1929.
167. ODQVIST F.K.G., *Mathematical theory of creep and creep rupture*, Clarendon Press, Oxford, 1966.
168. OHASHI Y., KAWAI M., MOMOSE T., Effects of prior plasticity on subsequent creep of type 316 stainless steel at elevated temperature, *J. Eng. Mat. Tech.*, 108, 68-74, 1986.

169. OHASHI Y., KAWAI M., SHIMIZU H., Effects of prior creep on subsequent plasticity of type 316 stainless steel at elevated temperature, *J. Eng. Mat. Tech.*, 105, 257-263, 1983.
170. OHASHI Y., OHNO N., KAWAI M., Evaluation of creep constitutive equations for type 304 stainless steel under repeated multiaxial loading, *J. Eng. Mat. Tech.*, 104, 159-164, 1982.
171. OHASHI Y., TOKUDA M., YAMASHITA H., Effect of third invariant of stress deviator on plastic deformation of mild steel, *J. Mech. Phys. Solids*, 23, 295-323, 1975.
172. OROWAN E., *Internal stresses and fatigue in metals*, Elsevier, New York, 1959.
173. OTA T., SHINDO A. and FUKUOKA H., A consideration on anisotropic yield criterion, *Proc. 9th Jap. Nat. Congr. Appl. Mech.*, 117, 1959.
174. OTHMAN A.M., HAYHURST D.R., DYSON B.F., Skeletal point stresses in circumferentially notched tension bars undergoing tertiary creep modelled with physically based constitutive equations, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 441, 343-358, 1993.
175. OTHMAN A.M., HAYHURST D.R., Multiaxial creep rupture of a model structure using a two parameter material model, *Int. J. Mech. Sci.*, 32, 35-48, 1990.
176. OYTANA C., DELOBELLE P., MERMET A., Constitutive equations study in biaxial stress experiments, *J. Eng. Mat. Tech.*, 104, 1, 1982.
177. PANDEY M.C., MUKHERJEE A.K., TAPLIN D.M.R., Prior deformation effects on creep and fracture in inconel alloy X-750, *Metallurgical Transactions A*, 15A, 1437-1441, 1984.
178. PENNY R.K., ELLISON E.G., WEBSTER G.A., Specimen alignment and strain measurement in axial creep tests, *ASTM Mat. Res. Stand.*, 6, 76, 1968.
179. PHILLIPS A., LU W., An experimental investigation of yield surfaces of pure aluminum with stress-controlled and strain-controlled paths of loading, *J. Eng. Mat. Tech.*, 106, 349-354, 1984.
180. PHILLIPS A., LIU C.S., JUSTUSSON J.W., An experimental investigation of yield surfaces at elevated temperatures, *Acta Mechanica*, 14, 119-146, 1972.



181. PHILLIPS A., MOON H., An experimental investigation concerning yield surfaces and loading surfaces, *Acta Mechanica*, 27, 91-102, 1977.
182. PHILLIPS A., TANG J-L., The effect of loading path on the yield surface at elevated temperatures, *Int. J. Solids Structures*, 8, 463-474, 1972.
183. PHILLIPS A., TANG J.L., RICCIUTI M., Some new observations on yield surfaces, *Acta Mechanica*, 20, 23-39, 1974.
184. PIECHNIK S., CHRZANOWSKI M., Time of total creep rupture of a beam under combined tension bending, *Inst. J. Solids Structures*, 6, 453-477, 1970.
185. RABOTNOV Y.N., *Creep problems in structural members*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969.
186. RAJ R., ASHBY M.F., Intergranular fracture at elevated temperature, *Acta Metall.*, 23, 653-666, 1975.
187. REES D.W.A., Effects of plastic prestrain on the creep of aluminium under biaxial stress, in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*, Eds. B. Wilshire, D.R. Owen, Proc. of Int. Conf., Swansea 1981, Pineridge Press, 559-572, 1981.
188. ROGALSKA E., Isochronous creep rupture curves, *Engineering Transactions*, 38, 2, 295-306, 1990.
189. ROODE F., DORTLAND W., Experimental verification of constitutive equations for creep and the interaction of creep and plasticity under biaxial loading conditions, 6th SMiRT, Vol. L, L4/1, Paris, 1981.
190. SALIM A., An examination of some creep theories using high sensitivity tensile creep data, 6th SMiRT, Vol. L, L 4/8, Paris, 1981.
191. SAWCZUK A., TRĄMPCZYŃSKI W.A., A theory of anisotropic creep after plastic prestraining, *Int. J. Mech. Sol.*, 24, 647, 1982.
192. SCHAEFER A.O. (Editor), *The generation of isochronous stress-strain curves*, The American Society of Mechanical Engineers, New York, N.Y. 10017, 1972.
193. SDOBYREV V.P., Creep criterion for some high-temperature alloys in complex stress state (in Russian), *Izv. AN SSSR. Mekh. and Mashinostr.*, No 6, 12-19, 1959.

194. SDOBYREV V.P., The creep rupture of EI-437B alloy under complex stress, *Izv. AN SSSR, O.T.N.*, 4, 92-97, 1958.
195. SHIRATORI E., IKEGAMI K., Experimental study of the subsequent yield surface by using cross-shaped specimens, *J. Mech. Phys. Solids*, 16, 373-394, 1968.
196. SHIRATORI E., IKEGAMI K., KANEKO K., The influence of the Bauschinger effect on the subsequent yield condition, 16, 1482 - 1493, 1973.
197. SNEDDEN J.D., Effects of prior stress history on minimum creep rate and creep fracture, 3rd SMiRT, Vol.5, Part L, L3/4, London 1975.
198. STEVENS R.N., Grain boundary sliding in metals, *Metallurgical Reviews*, 11, 129, 1966.
199. STOUT M.G., HECKER S.S., BOURCIER R., An evaluation of anisotropic effective stress-strain criteria for the biaxial yield and flow of 2024 aluminum tubes, *ASME Journal of Engineering Materials and Technology*, 105, 242-249, 1983.
200. SZCZEBIOT R., Analiza wzmocnienia stopu aluminium odkształconego plastycznie w warunkach złożonego stanu naprężenia, *Prace IPPT*, 21/1991.
201. SZCZEPIŃSKI W., DIETRICH L., MIASTKOWSKI J., Plastic properties of metals, part one in: *Experimental Methods in Mechanics of Solids*, PWN - Elsevier, 1990.
202. SZCZEPIŃSKI W., MIASTKOWSKI J., An experimental study of the effect of the prestraining history on the yield surfaces of an aluminium alloy, *J. Mech. Phys. Solids*, 16, 153-162, 1968.
203. SZCZEPIŃSKI W., On deformation-induced plastic anisotropy of sheet metals, *Arch. Mech.*, 45, 1, 3-38, 1993.
204. SZCZEPIŃSKI W., On the effect of plastic deformation on yield condition, *Arch. Mech.*, 2, 15, 275-296, 1963.
205. TILLY G.P., HARRISON G.F., Interpretation of tensile and compressive creep behaviour of two nickel alloys, *J. Strain Analysis*, 8, 124-131, 1973.
206. TIPLER H. J., VARMA R. K., The effect of prior room temperature deformation on creep rupture and cavitation of 1/2Cr - 1/2Mo - 1/4V steels of commercial and high purity, 3rd Int. Conf. Mech. Beh. Mat. Cambridge, 2, 321 - 329, 1979.

207. TRAMPCZYŃSKI W., Badanie wpływu historii obciążenia na pelzanie metali w złożonym stanie naprężenia, *Prace IPPT*, 36/1985.
208. TRAMPCZYŃSKI W., KOWALEWSKI Z., A tension-torsion testing technique, *Proc. Symp. "Techniques for Multiaxial Creep Testing"*, Elsevier Applied Science, London and New York, 79-92, 1986.
209. TRAMPCZYŃSKI W., The experimental verification of the unloading technique for the yield surface determination, *Arch. Mech.*, 44, 2, 171, 1992.
210. TRAMPCZYŃSKI W.A., The influence of cold work on the creep of copper under biaxial states of stress, *Acta Metall.*, 30, 1035-1041, 1982.
211. VAKULENKO A.A., KACHANOV M.L., Continuum theory of medium with cracks (in Russian). *Izv. A. N. S.S.S.R., M.T.T.*, 159-166, 1979.
212. WANIEWSKI M., A simple law of steady-state creep for material with anisotropy introduced by plastic prestraining, *Ingenieur-Archiv*, 55, 368-375, 1985.
213. WANIEWSKI M., Effects of prior plastic strain path shapes on creep behaviour of incompressible materials, in: *Creep in Structures, Proc. of 4th IUTAM Symp. Cracow, 1990*, Ed. M. Życzkowski, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
214. WANIEWSKI M., The influence of direction and value of plastic prestrain on steady - state creep rate using the combined isotropic - kinematic hardening rule, *Eng. Trans.*, 32, 523 - 535, 1984.
215. WEERTMAN J., Dislocation climb theory of steady-state creep, *ASM Trans.*, 61, 681, 1968.
216. WEERTMAN J., Theory of steady-state creep based on dislocation climb, *J. Appl. Phys.*, 21, 1213, 1955.
217. WILLIAMS J.F., SVENSSON N.L., Effect of tensile prestrain on the yield locus of 1100 - F aluminium, *J. Strain Anal.*, 5, 128 - 139, 1970.
218. WILLIAMS J.F., SVENSSON N.L., Effect of torsional prestrain on the yield locus of 1100 - F aluminium, 6, 263 - 272, 1971.
219. WILSON R.N., The influence of 3% prestrain on the creep strength of Al-2.5% Cu-1.2% Mg alloys at 150 °C, *Journal of the Institute of Metals*, 101, 188-196, 1973.

220. WINSTONE M.R., HARRISON G.F., Effects of overloads and creep on the yield surface of a nickel-based superalloy, in: *Techniques for Multi-Axial Creep Testing*, Ed. D.J. Gooch and I.M. How, Elsevier Applied Science, London and New York, 1986.
221. WU H.-C., HO C.-C., Strain hardening of annealed 304 stainless steel by creep, *J. Eng. Mat. Tech.*, 115, 345-350, 1993.
222. WU H.C., RUMMLER D.R., Analysis of misalignment in the tensile test, *Trans. ASME*, 101, 68, 1979.
223. WU H.C., YEH W.C., On the experimental determination of yield surfaces and some results of annealed 304 stainless steel, *International Journal of Plasticity*, 7, 803-826, 1991.
224. XIA Z., ELLYIN F., An experimental study on the effect of prior plastic straining on creep behavior of 304 stainless steel, *J. Eng. Mat. Techn.*, 115, 200-203, 1993.
225. YAVARI P., LANGDON T.G., A constant stress tensile creep machine for very low stresses, *J. Testing and Evaluation*, 10, 174, 1982.
226. ŻUCHOWSKI R., Analiza procesu zniszczenia podczas zmęczenia cieplnego metali, *Prace Nauk. Inst. Materiałoznawstwa i Mechaniki Technicznej Politechniki Wrocławskiej*, Seria: Monografie, 18, Wyd. Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1986.
227. ŻYCZKOWSKI M., SKRZYPEK J., Stationary creep and creep rupture of a thick-walled tube under combined loadings, in: *Creep in Structures*, Ed.: J. Hult, Proc. of 2nd IUTAM Symp., Gothenburg 1970, Springer-Verlag, Berlin, 315-329, 1972.

## STRESZCZENIE

*W pracy przedstawiono analizę kilku istotnych aspektów procesu pełzania wybranych materiałów na podstawie własnych badań autora przeprowadzonych zarówno w jednoosiowych jak i złożonych stanach naprężenia. Główną uwagę skupiono zwłaszcza na zagadnieniu zwiększania dokładności wykonywania badań pełzania, problemie oceny wpływu rodzaju stanu naprężenia na zachowanie materiału poddanego pełzaniu oraz problemie wpływu wstępnej deformacji plastycznej i sposobu jej realizacji na późniejsze właściwości materiałów konstrukcyjnych przy obciążeniach statycznych i monotonicznie narastających.*

*Dokładność przeprowadzania wysokotemperaturowych testów pełzania zależna jest w dużym stopniu od kształtu i wymiarów stosowanych próbek. Wadliwie zaprojektowane próbki sprawiają, że wiele wyników z badań pełzania nie może być branych pod uwagę do określenia rzeczywistej charakterystyki materiałowej, natomiast badania takie dostarczają jedynie wyników reprezentujących konkretną konstrukcję próbki. Wątpliwa staje się w takim przypadku zasadność wykorzystywania otrzymanych rezultatów do modelowania konstytutywnego. W celu zwiększenia dokładności uzyskiwanych wyników w pracy zaproponowano oryginalny sposób kształtowania kołnierzy służących do mocowania ekstensometru mechanicznego w testach pełzania, polegający na usuwaniu części materiału poprzez obwodowe nacinanie kołnierzy. Przydatność nowego rozwiązania próbki została potwierdzona zarówno doświadczalnie jak i w rozważaniach teoretycznych. Badania wykazały, że szczególnie dla krótkich baz pomiarowych, głównie stosowanych w testach pełzania oraz w badaniach z obciążeniami cyklicznymi, należy używać próbek z naciętymi kołnierzami.*

*Duża część prezentowanych w rozprawie wyników została otrzymana w warunkach złożonego stanu naprężenia, ponieważ rezultaty z prób jednoosiowych nie gwarantują pełnego obrazu zachowania materiałów. Pokazano, że nawet dla materiałów izotropowych w sensie granicy plastyczności i wytrzymałości doraźnej, na*

charakterystyki pelzania istotny wpływ ma rodzaj stanu naprężenia. Na podstawie zrealizowanego programu prób pelzania miedzi w złożonym stanie naprężenia i podwyższonej temperaturze zaproponowano wygodną metodykę określania powierzchni jednakowych czasów do zniszczenia. Procedurę tę zastosowano również do wyznaczania krzywych jednakowej długości pierwszego etapu pelzania oraz krzywych jednakowego czasu osiągnięcia trzeciego stadium procesu. Na podstawie wyników tych badań przeprowadzono weryfikację wybranych hipotez wytężeniowych. Wykazano, że złożone kryteria zniszczenia dają dużo lepszy opis zniszczenia przy pelzaniu w porównaniu do prostych hipotez.

Trzecim istotnym zagadnieniem szeroko rozpatrywanym w pracy jest problem wpływu wielkości oraz formy wstępnej deformacji na właściwości mechaniczne miedzi elektrolitycznej i stali kotlewej przy obciążeniach statycznych i monotonicznie narastających. Oba materiały badano w stanie wyjściowym oraz po wprowadzeniu różnych typów wstępnej deformacji. Analizy dokonywano na podstawie położenia i wymiarów powierzchni plastyczności.

Jakkolwiek praca ma głównie charakter doświadczalny, dokonano w niej także próby opisu zjawiska przez wprowadzenie nowych równań konstytutywnych pelzania lub też weryfikację teorii dotychczasowych. Dla badanego stopu aluminium zaproponowano układ równań z dwiema zmiennymi uszkodzenia, z których każda reprezentuje inny mechanizm uszkodzenia. Wyniki teoretyczne otrzymane dla przyjętego modelu porównano z przewidywaniami innych koncepcji, uzyskując poprawniejszy opis krzywych pelzania.

Analizę procesu pelzania uzupełniono rozważaniami dotyczącymi wpływu czynników mikrostrukturalnych na przebieg zjawiska. Dyskusję problemu przeprowadzono na podstawie badań autora wykonanych na miedzi oraz danych literaturowych dla czystego niklu. Ze względu na złożoność zagadnienia analizę ograniczono do oceny wpływu wymiaru ziarna na proces pelzania badanego materiału. Pokazano, że wzrost wielkości ziarna miedzi powoduje istotne obniżenie ustalonej prędkości pelzania.

	str.
<b>1. Wprowadzenie</b> .....	3
1.1 Uwagi wstępne. ....	3
1.2 Główne cele i zakres pracy. ....	5
<b>2. Koncepcje opisu procesu pełzania w jednoosiowych i złożonych stanach naprężenia</b> .....	11
2.1 Teorie fenomenologiczne uwzględniające zniszczenie materiału. ....	12
2.2 Teorie fizyczne uwzględniające zniszczenie materiału przy pełzaniu ..	21
2.2.1 Model Greenwooda. ....	23
2.2.2 Model Dysona-McLeana .....	25
2.3 Równania konstytutywne pełzania z dwiema zmiennymi stanu uszkodzenia .....	28
2.4 Dyskusja modeli konstytutywnych stosowanych do opisu zachowania stopu aluminium .....	33
2.4.1 Nowa koncepcja równań konstytutywnych pełzania z dwiema zmiennymi uszkodzenia dla stopu aluminium. ....	40
2.4.1.1 Uogólnienie układu równań na stany wieloosiowe .....	43
2.4.1.2 Normalizacja równań konstytutywnych. ....	44
2.4.1.3 Metodyka wyznaczania stałych materiałowych .....	45
2.5 Teorie pełzania uwzględniające kierunkowość procesu uszkodzenia ..	54
2.6 Uwagi podsumowujące. ....	57
<b>3. Metody zwiększania dokładności w badaniach pełzania metali.</b> .....	59
3.1 Czynniki warunkujące dokładność badań procesu pełzania .....	59
3.1.1 Materiał, próbka oraz stanowisko pomiarowe .....	64
3.1.2 Program badań .....	69
3.1.3 Wyniki badań dla próbek o pełnych kołnierzach. ....	70
3.1.4 Wyniki badań dla próbek o naciętych kołnierzach. ....	73

3.1.5	Analiza płaszczyzn przełomu badanych próbek . . . . .	75
3.1.6	Analiza teoretyczna . . . . .	77
3.1.7	Szczegóły przyjętej techniki obliczeniowej. . . . .	81
3.1.8	Określanie rzeczywistych parametrów modelu konstytutywnego . . . . .	85
3.1.9	Porównanie wyników teoretycznych z rezultatami doświadczalnymi . . . . .	91
3.1.9.1	Krzywe pełzania dla próbek o pełnych kołnierzach. . . . .	91
3.1.9.2	Krzywe pełzania dla próbek o naciętych kołnierzach. . . . .	92
3.1.9.3	Analiza rozkładu naprężeń sprężystych, zmiennej uszkodzenia $\omega_2$ oraz odkształcenia efektywnego dla próbek z kołnierzami pełnymi i naciętymi. . . . .	93
3.1.10	Ocena błędów w uzyskiwanych rezultatach doświadczalnych . . . . .	99
3.2	Wnioski . . . . .	104
<b>4.</b>	<b>Analiza efektów utrudniających porównywanie wyników badań procesu pełzania metali . . . . .</b>	<b>106</b>
4.1	Wpływ wymiaru ziarna na proces pełzania miedzi przy jednoosiowym rozciąganiu. . . . .	108
4.1.1	Materiał, próbka, stanowisko pomiarowe . . . . .	108
4.1.3	Program badań . . . . .	109
4.1.4	Rezultaty oraz ich dyskusja . . . . .	110
4.1.5	Wnioski . . . . .	120
<b>5.</b>	<b>Doświadczalna ocena wpływu rodzaju stanu naprężenia na charakterystyki pełzania miedzi w temperaturze 523K. . . . .</b>	<b>122</b>
5.1	Dane o badanym materiale oraz opis procedury doświadczalnej. . . . .	122
5.2	Wyniki testów pełzania oraz ich dyskusja. . . . .	125
5.2.1	Pierwszy okres pełzania. . . . .	127
5.2.2	Drugi okres pełzania . . . . .	129



5.2.2.1 Badanie założeń quasi-liniowej teorii pełzania. . . . .	131
5.2.3 Trzeci okres pełzania. . . . .	136
5.3 Podsumowanie. . . . .	139
<b>6. Analiza procesu pełzania miedzi w złożonym stanie naprężenia na podstawie izochronicznych powierzchni pełzania. . . . .</b>	<b>142</b>
6.1 Koncepcja krzywych jednakowych długości trwania pierwszego okresu pełzania oraz momentu rozpoczęcia trzeciego etapu procesu . . . . .	147
6.1.1 Krzywe izochroniczne końca pierwszego etapu pełzania . . . . .	147
6.1.2 Krzywe izochroniczne końca drugiego etapu pełzania . . . . .	150
6.2 Weryfikacja powszechnie stosowanych hipotez zniszczenia . . . . .	154
6.3 Uwagi podsumowujące . . . . .	157
<b>7. Wpływ różnych form wstępnej deformacji na właściwości mechaniczne wybranych materiałów . . . . .</b>	<b>160</b>
7.1 Opis procedury doświadczalnej . . . . .	165
7.1.1 Badane materiały, stosowane próbki oraz stanowiska pomiarowe . . . . .	165
7.1.2 Procedura badań miedzi elektrolitycznej . . . . .	168
7.1.2.1 Pomiar odkształceń. . . . .	168
7.1.2.2 Program badań. . . . .	169
7.1.3 Opis procedury badań stali kotłowej. . . . .	172
7.1.3.1 Pomiar odkształceń i obciążeń. . . . .	172
7.1.3.2 Opis programu badań stali kotłowej. . . . .	173
7.2 Zależności definiujące stan naprężenia i stan odkształcenia. . . . .	176
7.3 Postać warunku plastyczności . . . . .	177
7.4 Wyniki badań miedzi elektrolitycznej. . . . .	181
7.4.1 Wyniki badań podstawowych parametrów mechanicznych. . . . .	181
7.4.2 Wyniki badań podstawowych parametrów procesu pełzania. . . . .	181
7.4.3 Powierzchnia plastyczności dla miedzi niezdeformowanej. . . . .	182

7.4.4 Powierzchnie plastyczności materiału zdeformowanego wstępnie na drodze jednoosiowego rozciągania w procesie pełzania .....	183
7.4.5 Powierzchnie plastyczności materiału zdeformowanego wstępnie na drodze jednoosiowego rozciągania w procesie monotonicznego obciążania .....	184
7.4.6 Analiza rezultatów doświadczalnych dla miedzi .....	185
7.5 Wyniki badań stali kotłowej .....	194
7.5.1 Wyniki badań podstawowych parametrów mechanicznych .....	194
7.5.2 Wyniki badań materiału w stanie dostawy .....	195
7.5.3 Wyniki badań dla materiału wstępnie zdeformowanego w procesie pełzania .....	196
7.5.4 Wyniki badań dla materiału wstępnie zdeformowanego w procesie monotonicznego obciążania .....	200
7.5.5 Dyskusja otrzymanych wyników .....	201
7.6 Podsumowanie .....	209
<b>8. Wpływ wartości wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie miedzi przy jednoosiowym rozciąganiu .....</b>	<b>211</b>
8.1 Program badań .....	212
8.2 Wyniki badań oraz ich dyskusja .....	214
8.3 Podsumowanie .....	221
<b>9. Uwagi i wnioski końcowe .....</b>	<b>222</b>
Spis literatury .....	227
Streszczenie .....	245

