

7.72 — ogólne zagadnienia
ośrodków ciągłych,
plastyczność, reologia.

Wiesław Trampczyński

BADANIE WPLYWU HISTORII OBCIĄŻENIA
NA PEŁZANIE METALI
W ZŁOŻONYM STANIE NAPRĘŻENIA

36/1985

PRACA HABILITACYJNA

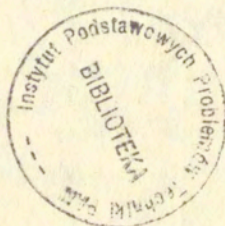
WARSZAWA 1985

ISSN 0206-5658

Praca reabilitacyjna

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 6 września 1985 r.

56913



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 170 egz. Ark.wyd. 9,7, Ark.druk. 15

Oddano do drukarni we wrześniu 1985 r.

Nr zamówienia 524/85.

Wiesław Trąpczyński

Zakład Mechaniki Ośrodków Ciągłych

BADANIE WPŁYWU HISTORII
OBCIĄŻENIA NA PEŁZANIE METALI
W ZŁOŻONYM STANIE NAPRĘŻENIA

1. Wstęp.

Pełzanie, będące zależną od czasu deformacją materiału poddanego obciążeniom, jest procesem obserwowanym głównie w podwyższonych temperaturach. Dla większości metali występuje ono powyżej $0,3 T_m$, gdzie T_m jest temperaturą topnienia w stopniach Kelvin'a i jest istotnym czynnikiem uwzględnianym przy budowie urządzeń pracujących w takich warunkach. Zwłaszcza ostatnio, kiedy konstrukcje projektowane są na coraz większe obciążenia i wyższe temperatury lista elementów wymagających obliczeń pełzania znacznie się rozszerzyła obejmując części elektrowni jądrowych, instalacji chemicznych, samolotów czy raket. Odkształcenia pełzania odgrywają o tyle istotną rolę, że części w których występują poddane są ciąglej deformacji, a tym samym muszą być zaprojektowane na określony, skończony czas. Może być on zdeterminowany bądź przez wielkość odkształceń, np. w związku z koniecznością zachowania tolerancji wymiarów podczas całego okresu pracy, bądź też czasem zniszczenia czy też momentem pojawienia się pierwszych uszkodzeń w materiale np. szczelin.

Próby zrozumienia i opisu tego zjawiska poszły zasadniczo w dwóch kierunkach. Z jednej strony są to badania prowadzone przez metalurgów i fizyków materiałowych koncentrujące się na próbie poznania mechanizmów rządzących procesem pełzania. Do jego opisu stosowane są teorie fizyczne. Z drugiej strony, włożono wiele wysiłku w pracę teoretyczne oraz przeprowadzono

szereg badań eksperymentalnych mających na celu stworzenie teorii fenomenologicznych umożliwiających ilościowy opis zjawiska, a tym samym będących narzędziem w projektowaniu konstrukcji. Oba te podejścia, do chwili obecnej, rozwijają się równolegle uzupełniając się nawzajem. Nie zdołano jednak ani stworzyć teorii fizycznej będącej w stanie ilościowo opisać efekt pełzania, ani też teorii fenomenologicznej ujmującej wszystkie jego mechanizmy. W dalszej części pracy, w której przebadano ilościowo szereg zjawisk obserwowanych w tym procesie przy złożonych drogach obciążenia, ograniczono się do prezentacji i dyskusji podejścia fenomenologicznego, które następnie wykorzystano do opisu uzyskanych rezultatów doświadczalnych.

Mimo, że zjawisko pełzania badane jest już od początku XX w., zdecydowana większość wyników oraz propozycji ich opisu teoretycznego dotyczy obciążeń jednoosiowych, przy stałym poziomie naprężenia i temperaturze rys.1a. . Typową krzywą pełzania, obrazującą odkształcenia w funkcji czasu, dla takiego stanu pokazano na rys.2. Wyniki doświadczeń tego typu są podstawą dotychczasowych obliczeń projektowych, określona w zaleceniach norm, służąca do wyznaczania parametrów odporności materiału na pełzanie: $R_x(\tau)t$, $R_z(\tau)t$, $A_p(\tau)t$, $Z\tau/t$. Nie pokazują one jednak szeregu zjawisk obserwowanych przy obciążeniach zmiennych ($\sigma(t) \neq \text{const}$) do których można zaliczyć np. efekt pamięci, "chwilowe osłabienie" występujące przy skokowym wzroście naprężenia, czy też "okres opóźnienia" widoczny przy skokowym obniżeniu naprężenia oraz takich efektów jak np. "chwilowe osłabienie" widoczne przy zmianie kierunku głównego tensora naprężenia czy wpływu zniszczenia wewnętrznego na pełzanie, widocznych w złożonym stanie naprężenia. Przy niektórych, bardziej złożonych historiach obciążenia/przez historię obciążenia rozumie się przebieg zmian $\sigma(t)$ wpływ ich na odkształcenia pełzania może być bardzo istotny, niezbędny do uwzględnienia w obliczeniach projektowych.

Pełnej oceny zjawiska pełzania oraz efektów związanych ze zmiennymi historiami obciążenia można dokonać dopiero w złożonym, trójosiowym stanie naprężenia rys.1b. Badania

tego typu, a więc warunkach odpowiadających rzeczywistym obciążeniom elementów konstrukcji, zaczęto prowadzić na szerszą skalę stosunkowo niedawno. Dostarczają one także informacje o efektach wyraźnie widocznych dopiero w złożonych stanach naprężenia, a odpowiedni wybór programu doświadczeń umożliwia stworzenie warunków, w których badane efekty są wyraźniejsze, łatwiejsze do pomiarzenia. Podobnie jak doświadczenia dla poznania własności plastycznych materiałów, realizowane są one zasadniczo w tzw. płaskim stanie naprężenia ($\epsilon_1(t) \neq 0$, $\epsilon_2(t) \neq 0$, $\epsilon_3(t) = 0$). Wynika to przede wszystkim z trudności w uzyskaniu określonego, jednorodnego, trójosiowego pola naprężenia w dostatecznie dużej objętości ośrodka, umożliwiającej dokonanie pomiarów. Wspomniany stan naprężenia uzyskiwany jest najczęściej w cienkościennych próbkach rurkowych poddanych równoczesnemu rozciąganiu (ściskaniu), skręcaniu i ciśnieniu wewnętrznemu (zewnątrznemu). Trudności techniczne realizacji eksperymentów, duży rozrzut wyników uzyskiwanych dla tych samych materiałów i warunków w różnych laboratoriach oraz długotrwałość badań, sprawiają, że ilość danych doświadczalnych w złożonym stanie naprężenia jest stosunkowo niewielka.

Wymagania projektowe nowoczesnych konstrukcji sprawiają, że prowadzonych jest szereg programów umożliwiających lepsze poznanie własności materiałów przy bardziej skomplikowanych drogach obciążenia, których wyniki służą jednocześnie do formułowania nowych teorii pełzania. Do zjawisk najczęściej ostatnio badanych, mających istotne znaczenie praktyczne, można zaliczyć: pełzanie przy obciążeniach zmiennych (w tym także cyklicznie zmiennych), wzajemne oddziaływanie odkształceń plastycznych i pełzania (creep - plasticity interaction), efekt pamięci oraz rozwój uszkodzeń wewnętrznych i ich wpływ na proces pełzania.

Zachodzi więc pytanie, postawione w tej pracy, na ile istniejące koncepcje teoretyczne są w stanie opisać proces pełzania w złożonych stanach naprężenia przy bardziej skomplikowanych historiach obciążenia. Jest ono o tyle istotne, że zdecydowana większość proponowanych teorii powstała poprzez formalne

rozszerzenie na stany złożone koncepcji dla stanów jednoosiowych oraz poprzez przeniesienie do opisu pełzania idei wykorzystywanych w teorii plastyczności. Na pytanie to starano się odpowiedzieć przedstawiając wyniki własnych badań doświadczalnych na tle istniejących teorii. Zrealizowano je na próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu - skręcaniu dla miedzi (250°C , 300°C), stopu aluminium (150°C) i Niemonio 80A (750°C).

W rozdziale 2 omówiono częściej spotykane zależności empiryczne oraz teorie stosowane do opisu pełzania w tzw. I i II okresie, a więc w zakresie uwzględnianym w obliczeniach w zdecydowanej większości zagadnień technicznych. Teorie, zarówno dla jednoosiowego stanu naprężenia jak i złożonego, przedyskutowano na tle przykładowego programu obciążeń zmiennych pokazanego na rys. 3 i 9 podkreślając, że nie ujmują one poprawnie takich zjawisk jak:

- efekt maksymalnych przeciążeń,
- wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie,
- efekt "chwilowego osłabienia" występujący przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia.

W rozdziale 3 pokazano wyniki badań autora pełzania miedzi w temp. 300°C przy obciążeniach cyklicznie zmiennych w złożonym stanie naprężenia (p.3.1). Uzyskane rezultaty wyraźnie wykazują efekt pamięci maksymalnych przeciążeń oraz wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie, których nie opisuje prawidłowo żadna z dotychczas stosowanych teorii. W związku z tym w punkcie 3.3 zaproponowano model pełzania z pamięcią maksymalnych przeciążeń, opisujący tzw. I i II okres pełzania i uwzględniający wspomniane efekty. Jest on oparty na ogólnej koncepcji Z.Mroza [44] stosowanej w teorii plastyczności. Koncepcja ta została omówiona w punkcie 3.2 oraz dodatkowo sprawdzona w programie badawczym (p.3.2.1.) zrealizowanym przez autora na cienkościennych próbkach stalowych poddanych cyklicznym obciążeniom rozciąganie - ściskanie i naprzemienne skręcanie. Zaproponowany model pełzania zastosowano do opisu wyników doświadczalnych autora dla miedzi [43] oraz wyników

dla stali otrzymanych przez N. Ohno, S. Murakami and T. Ueno [59] i Y. Ohashi, M. Kawai, T. Momose [36] uzyskując dobra zgodność.

W rozdziale 4 skoncentrowano się na opisie tzw. III okresu pełzania, prowadzącego do zniszczenia elementu, ograniczając się do materiałów i zakresu obciążeń, dla których jest on wywołany rozwojem uszkodzeń wewnętrznych. Po krótkim omówieniu częściej stosowanych teorii zniszczenia (punkt 4.1) przedstawiono wyniki doświadczeń autora dotyczące charakteru zniszczenia wewnętrznego, sposobu jego propagacji oraz czasu do zniszczenia dla trzech materiałów: miedzi (250°C), stopu aluminium (150°C) i Nimonic 80 A (750°C). Uzyskane rezultaty dla miedzi poparte wynikami badań metalograficznych. Zaproponowano interpretacje stosowanych równań konstytutywnych umożliwiające opis zniszczenia w złożonym stanie naprężenia.

Rozdział 5 pracy dotyczy wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie ustalone. Przedstawiono w nim rezultaty badań autora dla miedzi temp. (300°C) uzyskane przy zastosowaniu oryginalnej techniki doświadczalnej zaproponowanej przez W. Szczepińskiego [106] w badaniach plastyczności, które opisano wykorzystując koncepcje izotropowo-kinematycznego wzmocnienia.

Rozdział 6 pracy poświęcono technice doświadczalnej w badaniach pełzania. Rozwiązania proponowane przez różnych autorów związane z budową urządzeń obciążających, kształtem próbek, odczytem wyników itp, przedyskutowano na tle konstrukcji pełzarki wykorzystywanej przez autora [38].

Uzyskane rezultaty wskazują, że dotychczasowe koncepcje teoretyczne nie opisują wszystkich obserwowanych doświadczalnie efektów i mogą być stosowane jedynie do ograniczonej klasy historii obciążeń czy też ośrodków. Prezentowane wyniki doświadczalne pokazują nowe efekty oraz ogromna różnorodność zachowania w zależności od badanego materiału. Do ich opisu zaproponowano nowe koncepcje teoretyczne czy też interpretacje istniejących równań. Przedstawiona praca rozszerza wiedzę o

zachowaniu się materiałów w warunkach pełzania przy bardziej złożonych historiach obciążenia oraz pokazuje nowe elementy w próbie ich opisu.

2. Wybrane sposoby opisu pełzania.

Testem dostarczającym podstawowych danych dotyczących pełzania jest pełzanie jednoosiowe, przy stałych naprężeniach rozciągających, którego wyniki zazwyczaj przedstawia się we współrzędnych: odkształcenie - czas. Pierwszą pracą, w której podano tego typu rezultaty, uważaną za początek podejścia fenomenologicznego, jest publikacja Da Costa Andrade [1] wydana w roku 1910. On też wprowadził stosowaną dotychczas terminologię, dzieląc uzyskaną krzywą doświadczalną (rys.2) na trzy okresy:

- I okres pełzania, w którym prędkość deformacji zmniejsza się,
- II okres pełzania, w którym prędkość deformacji jest wielkością stałą,
- III okres pełzania, w którym prędkość deformacji zwiększa się aż do zniszczenia elementu.

Podział ten ma na celu ułatwienie matematycznego opisu krzywej i odzwierciedla jedynie ogólny jej charakter. Po początkowym obciążeniu, prędkość deformacji ciągle maleje (I okres) aż do momentu rozpoczęcia jej wzrostu z chwilą wejścia w III-ci okres. Zmiana prędkości pełzania w przedziale oznaczonym jako II-okres, jest bardzo powolna i trudna do rejestracji. Stąd też przyjmuje się go jako zakres pełzania ustalonego. Ze względu na prostotę i fakt oddawania podstawowych własności krzywej pełzania, zaproponowany powyżej podział stosowany jest do chwili obecnej i będzie także wykorzystywany w niniejszej pracy.

W dalszej części rozdziału zostaną przedstawione sposoby opisu zjawiska pełzania, bądź jego elementów, często spotykane w literaturze. Bardziej szczegółowy ich przegląd można znaleźć np. w pracach [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Tutaj natomiast

ograniczono się raczej do zasygnalizowania różnorodności stosowanego opisu czy też używanych teorii.

2.1. Pełzanie przy stałym naprężeniu jednoosiowym - zależności empiryczne.

Jak już wspomniano powyżej, testem najczęściej wykonywanym a jednocześnie najprostszym, jest pełzanie jednoosiowe przy stałym naprężeniu. Badania tego typu przeprowadzane są dość intensywnie od dawna. Stąd też duża ilość wyników doświadczalnych oraz różnorodność prób ich opisu, głównie różnorodnych formuł empirycznych.

Odkształcenia pełzania elementu poddanego jednoosiowemu rozciąganiu zależne są od trzech podstawowych parametrów:

$$(1) \quad \varepsilon_c = f(\sigma, t, T)$$

gdzie σ - naprężenie osiowe, t - czas i T - temperatura.

Bardzo wygodną aproksymacją tej zależności, stosowaną w wielu pracach i dająca dość dobre przybliżenie funkcji (1), jest zapisanie jej w postaci iloczynów poszczególnych funkcji: naprężenia, czasu i temperatury:

$$(2) \quad \varepsilon_c = f_1(\sigma) f_2(t) f_3(T)$$

Często, jako badania przy stałym naprężeniu, przedstawione są wyniki uzyskane przy stałym obciążeniu. Tego typu rezultaty należy traktować z dużą ostrożnością, zwłaszcza, że zależność pomiędzy prędkością pełzania a naprężeniem dla wielu materiałów jest funkcją potęgową o dużym wykładniku. Wyniki dla stałych obciążeń można więc porównywać z wynikami dla stałych naprężeń tylko dla małych odkształceń, przy których wywołana nimi zmiana przekroju elementu może być uważana za pomijalnie małą.

2.1.1. Funkcja naprężenia

Funkcja ta była stosunkowo najczęściej badana i można ją określić na podstawie wyników pełzania ustalonego, który to okres zazwyczaj brany jest pod uwagę przy projektowaniu konstrukcji. Zostało sformułowanych szereg zależności, z których trzy, częściej stosowane, przedstawiono poniżej:

$$(3) \quad f_1(\sigma) = K \cdot \sigma^n \quad - \text{Norton [9]}$$

$$(4) \quad f_1(\sigma) = C_{exp} (\sigma/\sigma_0) \quad - \text{Dorn [10]}$$

$$(5) \quad f_1(\sigma) = A [\sinh(\sigma/\sigma_0)]^n \quad - \text{Garofalo [11]}$$

gdzie σ jest naprężeniem, natomiast K , A , C , n , σ_0 są stałymi materiałowymi.

Ze względu na prostotę i dość dobrą zgodność z eksperymentem, zwłaszcza w zakresie stosunkowo niskich naprężeń, najczęściej wykorzystywanym jest prawo potęgowe (3). Będzie ono także używane przez autora do opisu pełzania przedstawionego w dalszych rozdziałach. Dorn [10] wykazał, że przy wyższych naprężeniach lepiej opisuje wyniki doświadczeń prawo (4). Natomiast równanie (5) może aproksymować zarówno wyniki opisane prawem (3) jak i (4) w zależności od wielkości wykładnika potęgi n .

Przedstawione zależności empiryczne uwzględnione są jako przypadki szczególne bardziej zaawansowanych teorii pełzania.

2.1.2. Funkcja czasu

Określenie zależności pełzania od czasu dla różnego typu materiałów, często wykazujących zmiany strukturalne w wysokiej temperaturze, jest ogromnie trudne i w zasadzie sprowadza się do "curve fitting" przy użyciu dużej ilości parametrów. Technika ta pozwala wprawdzie opisać uzyskane doświadczalnie wy-

niki, jednakże skuteczność takiego opisu zachowania przy nieco innych warunkach, aniżeli te przy których wyznaczono parametry, jest dość wątpliwa. Wydaje się, że jedyną drogą byłoby wyodrębnienie i opisanie funkcjami czasu poszczególnych mechanizmów. Jest to procedura ogromnie skomplikowana i chyba nieuzasadniona, gdyż mało prawdopodobnym jest by funkcje samego czasu mogły opisać skomplikowane mechanizmy pełzania. Przy wielu ograniczeniach próbowano stosować zależności:

$$(6) \quad f_2(t) = (1 + bt^{1/2}) \exp(kt - 1) \quad - \text{Andrade [1]}$$

$$(7) \quad f_2(t) = Ft^m \quad - \text{Bailey [12]}$$

$$(8) \quad f_2(t) = G(1 - e^{-st}) + Ht \quad - \text{McVetty [13]}$$

$$(9) \quad f_2(t) = \sum a_i t_i^{n_i} \quad - \text{Graham and Wallis [14]}$$

gdzie $F, G, H, a_i, b, k, n_i, m, G$ są stałymi.

Np. w pracy [5] krzywą pełzania, dla stałego naprężenia i temperatury, skutecznie opisywana sumą trzech funkcji czasu z których każda kolejno opisuje I, II i III okres pełzania:

$$(10) \quad \epsilon_c = B \cdot t^n + A \cdot t + C e^{kt}$$

2.1.3. Funkcja temperatury

Temperatura wpływa w sposób bardzo złożony na zjawisko pełzania. Zmiana jej powoduje natychmiastową zmianę parametrów materiałowych, stymuluje zmiany w strukturze materiału i może powodować zmiany dominujących mechanizmów. Wprawdzie brak dostatecznej ilości danych doświadczalnych uniemożliwia sformułowanie zależności obejmującej szerszy zakres temperatur

poniżej podano częściej stosowane zależności:

$$f_3(T) = [\exp(-Q/RT)]^n \quad - \text{Dorn [15]}$$

$$(11) \quad f_3(T) = a \cdot T \cdot f(t) \quad - \text{Smith [16]}$$

$$f_3(T) = \exp(Q/RT) \sinh(b/RT) \quad - \text{Feltham [17]}$$

gdzie Q - energia aktywacji, R - stała Boltzman'a,
 T - temperatura w stopniach Kelvin'a,
 a i b - stałe materiałowe.

Do najczęściej stosowanej w literaturze należy zaliczyć propozycję [15].

W dalszej części pracy ograniczymy się do procesów przy stałej temperaturze. W takich też warunkach zostały wykonane wszystkie, prezentowane dalej, badania doświadczalne.

2.2. Pełzanie w warunkach zmiennych naprężeń osiowych

W przedstawionym powyżej rozdziale próbowano opisać zachowanie ośrodka w procesie pełzania przy pomocy iloczynu funkcji: czasu, temperatury i naprężenia. Ujmują one jednak poprawnie efekty tego zjawiska tylko w warunkach dla jakich zostały wyprowadzone, tzn. przy stałych naprężeniach czy temperaturze. Uzyskane zależności nie opisują więc krzywej pełzania dla szerszego wachlarza naprężeń czy też temperatur, a także, gdy któryś z parametrów procesu zmienia się w czasie jego trwania. Zaproponowanie teorii ujmującej zachowanie się materiału przy obciążeniach zmiennych jest znacznie trudniejszym zadaniem, chociażby ze względu na brak dostatecznej ilości danych eksperymentalnych. Szereg koncepcji takiego opisu powstało na podstawie hipotetycznej generalizacji równań dla obciążeń stałych. W niniejszym rozdziale krótko zostaną przedstawione częściej stosowane teorie oraz przedyskutowane główne efekty związane z ich zastosowaniem w oparciu o pokazaną

schematycznie odpowiedź materiału na zadaną historię obciążenia (rys.3).

Po wstępnym obciążeniu ośrodka naprężeniem $\sigma = \sigma_3$ odkształcenia narastają ze stosunkowo dużą prędkością, która stopniowo maleje (I okres) do momentu uzyskania stałej wartości w II okresie. Ponowny wzrost naprężenia ($\sigma = \sigma_4$) powoduje "chwilowe osłabienie materiału", widoczne jako pojawienie się I okresu pełzania, a następnie znów uzyskiwany jest stan ustalony dla nowego obciążenia. Odpowiedź materiału na zmniejszenie poziomu naprężenia (z σ_4 do σ_2) zależy od wielkości skoku. Przy zmianach stosunkowo niewielkich (zmiana z σ_4 do σ_2 na rys.3) prędkość pełzania gwałtownie spada do wielkości niższej aniżeli odpowiadająca danemu naprężeniu σ_2 (bądź też staje się równa zeru ($\dot{\epsilon}^c = 0$)), a następnie, po pewnym czasie, wrasta ustalając się na poziomie temu odpowiadającym. Przy większym spadku (np. z σ_2 do $\sigma_0 = 0.0$) występuje początkowo pełzanie "w przeciwnym kierunku" (prędkość pełzania ma zwrot przeciwny aniżeli zwrot przyłożonych naprężeń), którego prędkość stopniowo maleje, a następnie wrasta ustalając się na prędkości odpowiadającej nowemu obciążeniu. W przedstawionym przypadku ($\sigma_0 = 0.0$) maleje ona do $\dot{\epsilon}^c = 0.0$. Zachowanie się materiału w przypadku różnej wielkości odciążenia pokazano schematycznie na rys. 4.

Przedstawiona szkicowo odpowiedź ośrodka na skokowo zmienianą historię obciążenia pokazuje jedynie efekty podstawowe nie uwzględniając np. wpływu historii obciążenia.

2.2.1. Hipoteza starzenia

Przyjmuje się w niej, że prędkość pełzania jest funkcją jedynie naprężenia i czasu, co można zapisać:

$$(12) \quad \frac{d\epsilon^c}{dt} = f(\sigma, t)$$

Przykładem tego typu zależności może być, zmodyfikowana do małych odkształceń, propozycja Andrade [1] :

$$(13) \quad \frac{d\dot{\epsilon}}{dt} = A \cdot K \cdot t^{-2/3} + BK ,$$

gdzie $K=K(\sigma)$ natomiast A i B są stałymi materiałowymi opisującymi I i II część krzywej pełzania.

Na rys. 5 przedstawiono schematycznie wykreślony sposób posługiwania się tą teorią, przy znajomości krzywych pełzania dla obciążeń stałych, takich samych jak występujące w zadanym programie zmian. Początkowe obciążenia $\sigma = \sigma_3$ wywołuje pełzanie opisane krzywą OA. Ponieważ prędkość odkształceń zależna jest jedynie od naprężenia i temperatury, zmiana naprężenia do $\sigma = \sigma_4$ w chwili A powoduje zmianę prędkości odkształceń do odpowiadających temu samemu czasowi na krzywej dla $\sigma = \sigma_4$ (A''), a następnie jej zmianę zgodnie z przebiegiem tej krzywej ($A'B'$). Analogicznie określa się prędkość deformacji przy dalszych zmianach obciążenia. Gdy następują one w zakresie pełzania ustalonego dla poszczególnych poziomów naprężenia, po każdej jego zmianie prędkość odkształceń przyjmuje natychmiast wartość odpowiadająca nowemu poziomowi. Teoria ta opisuje dość dobrze I okres pełzania przy obciążeniach początkowych oraz zakres pełzania ustalonego. Nie ujmuje natomiast efektów przejściowych występujących przy zmianie obciążenia jak np. efekt "chwilowego osłabienia" przy skokowym wzroście naprężenia czy też efekt stopniowej zmiany prędkości odkształcenia przy skokowym zmniejszeniu obciążenia. Może być więc ona stosowana przy obciążeniach stałych czy też zmiennych w małym zakresie.

Podstawowa zaleta tej hipotezy jest jej ogromna prostota. Postuluje się w niej jednak, że przyczyną zmiany prędkości odkształcenia są, zależne od czasu, zmiany własności materiału. Są one rzeczywiście obserwowane, ale mają głównie charakter osłabiający. Z tego punktu widzenia należałoby się więc spodziewać istnienia jedynie III okresu pełzania, a prezentowaną teorię stosować do materiałów wykazujących właśnie taki

typ zachowania.

2.2.2 Hipoteza wzmocnienia odkształceniowego

Przyjmuje się w niej, że prędkość odkształceń jest funkcją naprężenia i odkształceń pełzania:

$$(14) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = f(\sigma, \varepsilon^c)$$

a przykładem tego typu funkcji może być często spotykana zależność:

$$(15) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = A \cdot f(\sigma) \cdot (\varepsilon^c)^{-\beta}$$

opisująca I i II okres pełzania. Przewidywania tej teorii dla obciążeń zmiennych oraz wykreślony sposób posługiwania się nią pokazano schematycznie na rys. 6. Jest on analogiczny do przedstawionego dla teorii starzeniowej. Początkowe obciążenie $\sigma = \sigma_3$ powoduje pełzanie opisane krzywą OA. Ponieważ prędkość deformacji zależna jest jedynie od naprężenia i wielkości odkształcenia, zmiana naprężenia do $\sigma = \sigma_4$ w chwili A powoduje zmianę prędkości odkształceń do odpowiadającej tej samej wielkości odkształceń na krzywej pełzania dla $\sigma = \sigma_4$ (A'), a następnie jej zmianę zgodnie z przebiegiem tej krzywej (A'B'). Analogicznie określa się prędkość deformacji przy dalszych zmianach obciążenia. Gdy następują one w zakresie pełzania ustalonego dla poszczególnych poziomów naprężenia, po każdej jego zmianie prędkość odkształceń przyjmuje natychmiast wartość odpowiadającą nowemu poziomowi. Porównując uzyskane krzywe z zachowaniem się materiałów rzeczywistych (rys.3) widać, że podobnie jak hipoteza starzeniowa nie opisuje ona efektów przejściowych związanych ze zmianą naprężenia i może być stosowana w przypadku obciążeń stałych bądź zmiennych w niewielkim zakresie, kiedy efekty te nie mają większego znaczenia.

W hipotezie tej postuluje się że zmiany strukturalne materiału wywołane są deformacją, która, jak wiadomo, powoduje głównie wzmocnienie. Z tego punktu widzenia należałoby się spodziewać, że będzie ona dobrze opisywać I i II okres pełzania. Zastosowanie jej do opisu całej krzywej, łącznie z III-cim okresem, nie daje zazwyczaj dobrych wyników [18].

Obie teorie, starzenia i wzmocnieniowa, tak samo i dość dobrze przewidują zachowanie się materiału w I okresie następującym po obciążeniach początkowych oraz w zakresie pełzania ustalonego. Różnice w opisie występują przy zmianie obciążenia w czasie trwania początkowego okresu przejściowego (rys.5 i rys.6). Lepsze dopasowanie do wyników doświadczalnych może dać zastosowanie teorii mieszanej.

2.2.3. Hipoteza mieszana: starzeniowo-wzmocnieniowa

Wyniki niektórych eksperymentów leżą pomiędzy przewidywaniami hipotezy starzenia i wzmocnienia odkształceniowego. Stąd też proponowano teorie mieszane [np. 5, 19], w których prędkość odkształceń jest funkcją naprężenia, odkształcenia i czasu:

$$(16) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = f(\sigma, \varepsilon^c, t)$$

Dają one wprawdzie nieco lepszy opis wyników niektórych doświadczeń, jednakże posiadają te same wady jak obie hipotezy wspomniane poprzednio, a ich stosowanie podlega tym samym ograniczeniom.

2.2.4. Hipoteza płynięcia

Przyjmuje się w niej, że prędkość odkształcenia jest jedynie funkcją naprężenia:

$$(17) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = f(\sigma)$$

czego przykładem może być, często stosowana, zależność:

$$(18) \quad \frac{d\mathcal{E}^c}{dt} = A \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie A , n i σ_0 - stałe materiałowe.

W przedstawionej formie hipoteza ta może opisywać jedynie stany ustalone. Przy każdej zmianie obciążenia prędkość pełzania natychmiast przyjmuje wartość stałą odpowiadającą prędkości stanu ustalonego dla nowego poziomu naprężenia. Teoria ta nie uwzględnia więc obserwowanych okresów przejściowych, zarówno dla obciążenia początkowego jak i kolejnych jego zmian. Uwzględnienie ich zaproponował F. Odquist [6] w postaci:

$$(19) \quad \frac{d\mathcal{E}^c}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\sigma}{\sigma_c} \right)^{n_c} + \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie σ_c , n_c , σ_0 i n - stałe materiałowe.

Przewidywania tak sformułowanej teorii przedstawiono schematycznie na rys. 7. Wspomniane okresy przejściowe uwzględnione są w niej w sposób bardzo zgrubny w postaci skokowej zmiany odkształceń w momencie zmiany poziomu naprężenia. Dla niektórych historii obciążenia daje ona wyniki niezgodne z obserwacją doświadczalną. Np. po obciążeniu do $\sigma = \sigma_4$ a następnie, po uzyskaniu stanu ustalonego, odciążeniu do $\sigma = 0.0$ przewidywany skok odkształceń dla obciążenia i odciążenia jest taki sam. Dla metali, obserwowane odkształcenie przy odciążeniu jest znacznie mniejsze.

Bardzo zgrubny opis stanów przejściowych oraz wspomniane sprzeczności z obserwacją eksperymentalną sprawiają, że model ten może być stosowany przy stosunkowo niewielkich zmianach obciążenia i w programach, gdzie decydującym jest zachowanie w stanie ustalonym.

2.2.5. Hipoteza parametrów strukturalnych

J. Rabetnow [4] zaproponował bardziej ogólną teorię, aniżeli omówione poprzednio, przyjmując, że w określonej temperaturze prędkość odkształcenia pełzania jest funkcją naprężenia i pewnej liczby parametrów q_n , które nazwał parametrami strukturalnymi:

$$(20) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = f(\sigma, q_1, \dots, q_n)$$

Ewolucje parametrów opisano zależnością:

$$dq_k = a_k d\varepsilon^c + b_k d\sigma + c_k dt + f_k dT$$

gdzie a_k , b_k , c_k i f_k są funkcjami ε^c , σ , t i T oraz q_1, \dots, q_n .

Przyjmując, że parametrem strukturalnym jest czas uzyskuje się teorię starzenia, natomiast gdy jest nim parametr Odquist'a - teorię wzmocnienia.

Do teorii tego typu można także zaliczyć często spotykane hipotezy [np. 20, 21, 22, 23, 24], w których wykorzystuje się koncepcje Bailey-Orowan [25, 26] polegające na przyjęciu jednego parametru strukturalnego określonego dwoma, równoległe działającymi mechanizmami: wzmocnienia odkształceniowego i zdrowienia (recovery). Ewolucje tego parametru określa więc równanie:

$$(21) \quad dq = h d\varepsilon^c - r dt$$

gdzie h i r są funkcjami określającymi wzmocnienie i zdrowienie (recovery).

Przykładem tego typu uproszczonej teorii może być propozycja dyskutowana w [7] w postaci:

$$(22a) \quad \frac{d\varepsilon^c}{dt} = A \cdot \sigma^n \cdot q^{-\beta}$$

$$(22b) \quad dq = d\epsilon^c - \beta \cdot q \cdot dt$$

gdzie A , B , n i β są stałymi materiałowymi.

Analizując przy jej pomocy program obciążeń przedstawiony na rys.3 widać, że opisuje ona jakościowo dobrze krzywe pełzania, łącznie z okresami przejściowymi zarówno przy obciążeniu początkowym (zmiana z $\sigma = 0.0$ do $\sigma = \sigma_3$), jak i kolejnych skokowych zmianach naprężenia (z $\sigma = \sigma_3$ do $\sigma = \sigma_4$ i $\sigma = \sigma_4$ do $\sigma = \sigma_2$).

W momencie obciążenia początkowego (rys.3, $\sigma = \sigma_3$) parametr q ma wartość $q = 0.0$, a następnie rośnie (równ. 22b - dla niewielkich czasów wpływ procesu zdrowienia opisany drugim członem równania jest bardzo mały i q jest funkcją tylko odkształcenia) aż do chwili zrównoważenia się obu procesów: wzmocnienia i zdrowienia, kiedy to wartość q staje się wielkością stałą ($q = \text{const}$). Ewolucja tego parametru daje na krzywej pełzania tzw. I okres przechodzący w stan ustalony dla $q = \text{const}$. Ponowny wzrost naprężenia ($\sigma = \sigma_4$) powoduje silny wzrost prędkości odkształceń (wartość q odpowiada poprzedniemu poziomowi naprężenia), która stopniowo maleje, w miarę wzrostu q , aż do uzyskania stanu ustalonego dla nowego poziomu obciążenia, gdy nastąpi ponowne zrównoważenie się procesu wzmocnienia i zdrowienia. Skokowy spadek naprężenia ($\sigma = \sigma_2$) widoczny jest na krzywej pełzania jako gwałtowne zmniejszenie prędkości odkształceń (wartość q odpowiada poprzednim, wyższym naprężeniom). Proces zdrowienia (równ. 22b) jest szybszy aniżeli wzmocnienia i wartość q maleje do momentu wyrównoważenia się obu procesów. Prędkość pełzania stopniowo rośnie aż osiągnięty zostanie nowy stan ustalony. Przy odciążeniu do $\sigma = 0.0$ prędkość odkształceń natychmiast przyjmuje wartość $\dot{\epsilon}^c = 0.0$.

W tak uproszczonej formie hipoteza ta nie ujmuje zjawiska "pełzania do tyłu" występującego przy dużym zmniejszeniu naprężenia (skok z $\sigma = \sigma_2$ do $\sigma = \sigma_0$) . Teoria tego typu

zapropozowana przez A. Miller'a [27], w której wykorzystano koncepcję kinematycznego i izotropowego wzmocnienia (podobnie jak w teorii plastyczności), opisuje także i ten efekt. Równania konstytutywne przyjęto w postaci:

$$(23a) \quad \dot{\epsilon} = f_1 \left(\frac{\sigma - R}{D} \right)$$

$$(23b) \quad \dot{R} = H_1 \dot{\epsilon} - f_2(R)$$

$$(23c) \quad \dot{D} = H_2 \dot{\epsilon} - f_3(D)$$

gdzie parametr R określa wzmocnienie kinematyczne, D - izotropowe, $H_2 = H_2'(D, R)$ jest funkcją uwzględniającą efekty obciążeń cyklicznych, H_1 - stała materiałowa.

Przyjmując, że dla stanów ustalonych obowiązuje zależność (5), równanie (23a) przyjmuje postać:

$$(24) \quad \dot{\epsilon} = B \left\{ \sinh \left[\left(\frac{\sigma - R}{D} \right)^{1.5} \right] \right\}^n \operatorname{sgn}(\sigma - R)$$

I i II okres pełzania opisany jest zmianą parametru R i D od swych początkowych wielkości do wielkości granicznych R_{ss} i D_{ss} będących stałymi w procesie pełzania ustalonego. Ich równania ewolucji opisane są przy pomocy dwóch mechanizmów: wzmocnienia odkształceniowego i osłabienia czasowego:

$$(25) \quad \dot{R} = H_1 \dot{\epsilon} - H_1 B [\sinh(A_1 R)]^n \operatorname{sgn} R$$

$$(26) \quad \dot{D} = H_2 |\dot{\epsilon}| [C_2 + |R| - (A_2/A_1) D^3] - H_2 C_2 B [\sinh(A_2/D_3)]^n$$

gdzie $A_1, A_2, H_1, H_2, B, n, C$ - stałe materiałowe.

Równanie (26) (pierwszy człon) opisuje także takie efekty związane z obciążeniami cyklicznymi jak cykliczne wzmocnienie, osłabienie czy nasycenie.

Efekty związane z wzrostem obciążenia czy też niewielkimi jego spadkami hipoteza ta opisuje analogicznie jak przedstawiona poprzednio (równ.22), z tym, że parametrami strukturalnymi są w niej R i D . Przy dużym skokowym odciążeniu wartość naprężenia jest mniejsza niżeli R i na krzywej pełzania (równ. 24) obserwowane jest "pełzanie do tyłu", którego prędkość stopniowo maleje, a następnie rośnie przechodząc w stan ustalony dla nowego poziomu obciążenia. Okres przejściowy opisuje ewolucja parametrów R i D (równ. 25 i 26), których wartość staje się wielkością stałą R_{ss} i D_{ss} w momencie zrównoważenia się procesu wzmocnienia i osłabienia.

Teoria ta, w sposób ilościowy, opisuje wszystkie efekty obserwowane w procesie pełzania przy zmiennych historiach obciążenia przedstawione schematycznie na rys.3.

2.2.6. Teoria dziedziczności

Stany przejściowe obserwowane przy kolejnych zmianach obciążenia (rys.3) opisuje także jakościowo dobrze teoria dziedziczności, której podstawą jest zasada superpozycji Boltzmann'a [28] schematycznie przedstawiona poniżej. Jeśli dany jest program obciążenia $\sigma(t)$ (rys.8) w określonej temperaturze T , przy czym $0 < \tau < t$, dla niestarczającego się samostwierdzenia materiału, to przyrost naprężenia $\Delta \sigma(\tau_i)$ w chwili τ_i wywoła w chwili t odpowiedź układu z uwzględnieniem aspektów reologicznych:

$$\Delta \varepsilon(t) = \Delta \sigma(\tau_i) K^*(t - \tau_i)$$

gdzie $K^*(t - \tau_i)$ jest funkcją pełzania ($K^*(t) = \varepsilon(t)/\sigma$).

Sumując odpowiedzi układu i uwzględniając ciągłość programu $\sigma(\tau)$ mamy:

$$(27) \quad \varepsilon(t) = \int_0^t \frac{\partial \delta(\tau)}{\partial \tau} K^*(t-\tau) d\tau$$

Całkując przez części oraz zakładając warunek początkowy $\delta(0) = 0$ i $\varepsilon(0) = 0$ możemy zapisać:

$$(28) \quad \varepsilon(t) = \delta(t) K^*(0) + \int_0^t \delta(\tau) K(t-\tau) d\tau$$

gdzie $K(t-\tau) = \frac{\partial K^*(t-\tau)}{\partial t}$ jest jądrem palzania.

Do opisu wyników doświadczeń wprowadza się modele strukturalne o określonej liczbie parametrów. Służą one przede wszystkim do badań polimerów i ich kompozycji, dla których w dość szerokim zakresie parametrów stanu mogą znaleźć zastosowanie fenomenologiczne równania konstytutywne lepko-sprężystości liniowej. Ponieważ przewidywania tak sformułowanej teorii nie zawsze pokrywają się z rezultatami doświadczeń, zwłaszcza przy obciążeniach zmiennych, do ich opisu zaczęto stosować różnego rodzaju nieliniowe jej warianty, z których niektóre przykładowo podano poniżej.

V. Volterra przedstawił nieliniową teorię dziedziczenia w postaci:

$$(29) \quad \begin{aligned} \varepsilon\varepsilon &= \int_0^t K_1(t-\tau_1) \delta(\tau_1) d\tau_1 + \\ &\iint_{00}^{tt} K_2(t-\tau_1, t-\tau_2) \delta(\tau_1) \delta(\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 + \\ &\iiint_{000}^{ttt} K_3(t-\tau_1, t-\tau_2, t-\tau_3) \delta(\tau_1) \delta(\tau_2) \delta(\tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 + \dots \end{aligned}$$

natomiast Green i Rivlin [29] zaproponowali podobną zależność:

$$\begin{aligned} \varepsilon^c &= \int_0^t K_1(t-\tau_1) \dot{\delta}(\tau_1) d\tau_1 + \\ (30) \quad & \iint_{00}^{++} K_2(t-\tau_1, t-\tau_2) \dot{\delta}(\tau_1) \dot{\delta}(\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 + \\ & \iiint_{000}^{+++} K_3(t-\tau_1, t-\tau_2, t-\tau_3) \dot{\delta}(\tau_1) \dot{\delta}(\tau_2) \dot{\delta}(\tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \end{aligned}$$

których sens fizyczny można wyrazić:

Kolejna przyczyna P_1 , występująca w chwili t_1 , zmienia efekt wywołany następną przyczyną P_{i+1} występująca w chwili t_{i+1} .

Związki te umożliwiają ujęcie dowolnie złożonych efektów nieliniowych względem naprężenia i jego historii. Dobierając odpowiednie liczbę i rząd wyrazów można zawsze dostatecznie dobrze opisać wyniki doświadczeń. Z drugiej jednak strony przyjęcie znacznej liczby członów, zwłaszcza wyższych rzędów, prowadzi do konieczności przeprowadzenia dużej liczby złożonych eksperymentów potrzebnych do wyznaczenia kolejnych jąder całkowych. Dyskusję tej metody przy wykorzystaniu równań (30) oraz zastosowanie jej do pełzania polimerów przy obciążeniach zmiennych pokazano np w pracy [30].

Jak już wspomniano powyżej, teorie dziedziczności wykorzystywane były przede wszystkim w opisie pełzania polimerów. Konsekwentne badania tego typu ośrodków prowadzone są już od dłuższego czasu w ośrodku wrocławskim [28] zarówno dla jednoosiowych jak i złożonych stanów naprężenia przy zmiennych historiach obciążenia. Stosunkowo rzadko natomiast koncepcje te używane są do opisu pełzania metali. Tymbardziej na uwagę zasługują systematyczne badania prowadzone przez W. Findley'a i współpracowników, w których wykorzystywano równania dziedziczności zarówno do opisu pełzania przy zmiennych historiach obciążenia jak i temperaturze [np. 31, 32] uzyskując dobrą zgodność z eksperymentem także w złożonych stanach naprężenia.

J. Robotnov [4] zaproponował uogólnienie liniowej teorii dziedziczności postulując równanie wiążące ze sobą odkształcenie, naprężenie i czas w postaci:

$$(31) \quad \varphi(\varepsilon) = \sigma + \int_0^t K(t-\tau) \sigma(\tau) d\tau$$

gdzie $\varphi(\varepsilon)$ jest funkcją tylko odkształcenia, będącą krzywą wytrzymałościową materiału (dla $t=0.0$).

Równania tego typu, do opisu pałzania stali, wykorzystywano z powodzeniem np. w pracy [33] przy zmiennych obciążeniach w złożonym stanie naprężenia.

Inne podejście zastosowano w pracy [34], gdzie do opisu krzywej pałzania przyjęto empiryczną formułę:

$$(32) \quad \varepsilon^c = \sum_{i=1}^n C_i \sigma^{\alpha_i} t^{\beta_i}$$

której szczególnym przypadkiem może być:

$$(33) \quad \varepsilon^c = C_1 \sigma^{\alpha_1} t^{4/3} + C_2 \sigma^{\alpha_2} t + (C_3 \sigma^{\alpha_3} + C_4 \sigma^{\alpha_4}) t^5$$

Kolejne człony tego równania opisują I, II i III okres pałzania. Przyjęto także, że nieliniowe równanie dziedziczności stosuje się osobno do każdego z elementów, co można wyrazić:

$$(34) \quad \varepsilon_i^c = \beta_i \int_0^t C_i (t-\tau)^{\beta_i-1} [\sigma(\tau)]^{\alpha_i} d\tau$$

Wykorzystywanie tej propozycji wymaga jednak dużej ostrożności, gdyż w niektórych przypadkach daje ona zaskakujące rezultaty. Np. stosując równanie dziedziczności do III okresu pałzania, gdzie $\varepsilon^c = K \cdot \sigma^n \cdot t^3$, uzyskuje się, że przy odciążeniu materiału do $\sigma = 0.0$ (po pewnym czasie obciążenia $\sigma = \sigma_3 > 0.0$), następuje dalszy wzrost odkształceń, których prędkość rośnie w czasie. Jest to oczywiście sprzeczne z rzeczywistym zach-

waniem materiału.

2.2.7. Uwagi ogólne

W rozdziale 2.2. przedstawiono i przedyskutowano częściej spotykane hipotezy stosowane do opisu pełzania w jednoosiowych, zmiennych stanach naprężenia. Porównanie ich przewidywań z modelowym zachowaniem się ośrodka pokazanym schematycznie na rys.3 wskazuje, że zarówno teoria parametrów strukturalnych (p.2.2.5), gdzie przyjęto parametr (parametry), którego równanie ewolucji określone jest dwoma mechanizmami, jak i teoria dziedziczności (p.2.2.6) opisują jakościowo dobrze podstawowe efekty obserwowane na krzywej pełzania. Zgodność z eksperymentem przy użyciu drugiej z nich uzyskuje się, w większości przypadków, dla jej wersji nieliniowej. Wiąże się to z koniecznością bardzo pracochłonnego wyznaczania kolejnych jąder równania całkowego. Zwłaszcza w przypadku nowych materiałów do stosowania jej potrzebna jest bardzo duża ilość danych eksperymentalnych. Teoria parametrów strukturalnych nie wymaga tak wielu wyników doświadczalnych. Ponieważ w równaniach ewolucji parametrów próbuje się opisać fenomenologicznie obserwowane mechanizmy pełzania, wydaje się, że może ona lepiej przewidywać zachowanie, zwłaszcza przy bardziej skomplikowanych drogach obciążenia. Do opisu pełzania metali częściej używana jest hipoteza parametrów strukturalnych i do tego typu koncepcji ograniczymy się w dalszej części pracy.

Zasadniczą zaletą teorii takich jak starzenia (p.2.2.1), wzmocnienia (p.2.2.2) czy płynięcia p.2.2.4 jest ich prostota. Dlatego też stosowane są one często przy rozwiązywaniu zagadnień praktycznych, zwłaszcza przy prostszych drogach obciążenia, kiedy można uznać, że niektóre efekty związane ze zmianą obciążenia są pomijalnie małe.

2.3. Złożony stan naprężenia

Jak już wspomniano we wstępie, pełnej oceny zjawiska pełzania oraz efektów związanych ze zmiennymi historiami obciążenia można dokonać dopiero w złożonym, trójosiowym stanie naprężenia (rys. 1b). Badania tego typu, a więc w warunkach odpowiadających rzeczywistym obciążeniom elementów konstrukcji, zaczęto prowadzić, na szerszą skalę, stosunkowo niedawno i ilość wyników doświadczalnych tego typu jest stosunkowo uboga. Ze względu na trudności techniczne, dotyczą one przede wszystkim tzw. płaskich stanów naprężenia ($\sigma_1 \neq 0, \sigma_2 \neq 0, \sigma_3 = 0$) realizowanych na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu, skręcaniu i ciśnieniu wewnętrznemu (patrz rozdz. 6). Mimo to [5] istnieje dostateczna ilość danych do sformułowania następujących wniosków dotyczących odkształceń pełzania:

- główne osie naprężenia i prędkości pełzania pokrywają się dla niezbyt dużych odkształceń,
- objętość materiału można uważać za stałą
- naprężenie hydrostatyczne nie ma wpływu na proces pełzania.

Zagadnienie pokrywania się kierunków głównych tensora naprężenia i tensora prędkości odkształcenia, było między innymi badane przez A. Johnson'a i współpracowników [5]. Doświadczenia przeprowadzono dla stali o zawartości 0.2% C, stali z domieszką molibdenu, stopu magnezu, stopu aluminium, Nimonic 75 oraz miedzi na próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu, w różnym zakresie naprężeń i temperatur. Zauważono, że materiały te zachowują początkową współosiowość tych kierunków w I i II okresie pełzania przy niskich i średnich naprężeniach. Natomiast dla stosunkowo wysokich obciążeń, którym towarzyszą duże odkształcenia plastyczne, obserwuje się wyraźną niewspółosiowość. Nie dotyczy to zachowania się Nimonic 75, dla którego zachowana jest współosiowość kierunków głównych tensora naprężenia i prędkości odkształcenia niezależnie od poziomu obciążenia.

Obserwacje te potwierdzone ostatnio np. w pracy [35], w której badano pełzanie stopu aluminium w temperaturze pokojowej oraz w pracy [36], gdzie przedstawiono wyniki wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie stali nierdzewnej 316 w temp. 650° C.

Dla niektórych materiałów (np. stal FeMnAl [37]) wspomnianą niewspółosiowość obserwuje się w całym zakresie krzywej pełzania, także dla stosunkowo niskich obciążeń.

Zjawisko to zależy więc zarówno od materiału, jak i poziomu naprężenia, a także temperatury (np. stal 0,17% C) i jest ono stosunkowo trudne do badań doświadczalnych. Główny efekt występuje w początkowej fazie I okresu, na który może mieć jeszcze wpływ sam sposób obciążenia, a ponadto dokładny pomiar szybko przyrastających w czasie odkształceń jest skomplikowany przy pomocy zazwyczaj używanych w pełzaniu osujników przystosowanych do długotrwałych obciążeń i wolnych przyrostów odkształceń. Zagadnieniem samym w sobie jest też zastosowanie takiej obróbki termicznej, która zapewniłaby uzyskanie próbek początkowo izotropowych. Szeroką wątpliwością może także wzbudzać ich kształt. Posiadają one zazwyczaj kołnierze do mocowania ekstensometrów powodujące (cienkościenne próbki rurkowe poddane jednoczesnemu rozciąganiu - skręcaniu) niejednorodność pola naprężeń w ich sąsiedztwie (rozdz.6). Bardzo ciekawym jest także sam sposób mocowania układu pomiarowego. Przemieszczenie próbek, w procesie odkształceń, przenoszone jest na zewnątrz pieca za pomocą stosunkowo długich "nóg". Nawet niewielkie błędy samococowania, niedostatecznego docisku czy też zginanie próbki ulegają "wzmocnieniu" powodując duże zaburzenia w odczycie [38].

Wspomnianymi powyżej trudnościami technicznymi należy tłumaczyć różnice w wynikach pomiarów współosiowości tensorów naprężenia i prędkości odkształceń w procesie pełzania, podawane przez różnych autorów.

Przedstawione w dalszej części pracy, badania autora wykonane dla miedzi, stopu aluminium oraz Nimonic 80A odpowiednio w temperaturach: 300° C, 150° C i 750° C. Zgodnie z wynikami A. Johnson'a [5], pierwsze dwa materiały można traktować jako

materiały, w których kierunki główne tensora naprężenia i odkształcenia pokrywają się w I i III okresie pełzania, natomiast trzeci wykazuje tę właściwość w całym zakresie krzywej. Analiza wyników doświadczeń obejmujących III okres dla miedzi i aluminium dokonana przez F. Leekie i D. Hayhurst'a [39] wykazała, iż można przyjąć, z pewną dokładnością, że początkowa współosiowość zostaje zachowana także i w tej części krzywej. Stąd też, wspomniane wyżej materiały, opisywano, w niniejszej pracy, związkami zakładającymi pokrywanie się kierunków głównych tensora naprężenia i odkształcenia w procesie obciążenia (sprawa ta będzie dokładniej przedyskutowana dalej).

Wyniki przedstawione w pracy [5] wykazują ponadto wyraźnie, że prędkość pełzania w złożonym stanie naprężenia, zależna jest od drugiego niezmiennika dewiatora naprężenia.

Niewielka ilość rezultatów doświadczalnych sprawia, że większość teorii opisujących pełzanie w złożonych stanach naprężenia powstała jako prosta generalizacja hipotez zaproponowanych dla obciążeń jednoosiowych. Uwzględniając przedstawione powyżej obserwacje można więc np. postulować następujące zależności:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^c = A \cdot F(J_2) S_{ij} \phi(t) \quad - \text{teoria starzenia}$$

$$(35) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \frac{F_1 [AF(J_2)S_{ij}]}{F_2 (\dot{\epsilon}_{ij}^c)} \quad - \text{teoria wzmocnienia odkształceniowego}$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^c = \frac{F_1 [AF(J_2)S_{ij}] \phi(t)}{F_2 (\epsilon_{ij}^c)} \quad - \text{teoria mieszana}$$

Zawierają one jednak wszystkie wady opisu pełzania przedyskutowane szczegółowo dla stanów jednoosiowych w rozdz. 2.2.1., 2.2.2, 2.2.3. Najlepszych wyników należy się więc spodziewać po teoriach parametrów strukturalnych rozdz. 2.2.5, których ewolucja opisana jest jako suma efektu wzmocnienia i zdrowie-

nia (recovery). Teorie tego typu przedstawiono w rozdz. 2.3.2 i 2.3.3 i przedyskutowano na przykładzie zmiennego programu obciążeń w złożonym stanie naprężenia. Prezentację ich poprzedzone omówieniem potencjalnego prawa pełzania zaproponowanego przez F. Odqvist'a.

2.3.1. Potencjalne prawo pełzania

W roku 1934 F. Odqvist [6] zaproponował prawo pełzania dla stanów ustalonych w złożonym stanie naprężenia postulując istnienie potencjału podobnie jak w teorii plastyczności. Przy jego wyprowadzaniu przyjęto:

-nieściśliwość ośrodka ($\dot{\epsilon}_{kk} = \dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22} + \dot{\epsilon}_{33}$)

- niezależność prędkości pełzania od ciśnienia hydrostatycznego.

Równanie prędkości dysypacji energii ma więc postać:

$$(36) \quad \dot{W} = \sigma_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^c = S_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij}^c$$

gdzie S_{ij} jest dwiatorem naprężenia ($S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3$)

a przy stałej wartości tensora prędkości odkształceń i zmiennej dysypacji:

$$(37) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \frac{\partial \dot{W}}{\partial S_{ij}}$$

Zakładając analogicznie jak V. Mises, że \dot{W} jest potencjałem płynięcia zależnym od pewnej skalarnej funkcji σ_e dwiatora tensora naprężenia, to równanie (37) jest szukanym równaniem konstytutywnym. Ograniczając się do materiałów izotropowych oraz żądając by w stanie jednoosiowym $\sigma_e = \sigma_{11}$ przyjmujemy

$$(38) \quad \sigma_e^2 = \frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}$$

W przypadku gdy w jednoczesnym stanie naprężenia obowiązują prawo Norton'a (3) wzór na prędkość dysypacji przyjmuje postać:

$$(39) \quad \dot{W} = \frac{\sigma_0}{n+1} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^{n+1}$$

a prawo konstytutywne:

$$(40) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \frac{3}{2} \left(\frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^{n-1} \frac{S_{ij}}{\sigma_0}$$

gdzie σ_0 i n są stałymi materiałowymi.

Bardziej generalna teoria, uwzględniająca wpływ na \dot{W} także trzeciego niezmiennika dwiatora naprężenia, została zaproponowana przez W. Prager'a [40]. Prawo konstytutywne można zapisać w postaci:

$$(41) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = f(J_2, J_3) \left\{ p(J_2, J_3) J_3 (S_{ij}^2 - \frac{2}{3} \delta_{ij} J_3) + q(J_2, J_3) S_{ij} \right\}$$

2.3.2. Hipoteza N. Malinin, G. Khadjinsky

W pracy [20] przedstawiono model pełzania bazujący na koncepcji wzmocnienia kinematycznego. Przyjmując dwiator naprężeń efektywnych w postaci:

$$(42) \quad S'_{ij} = S_{ij} - \alpha_{ij}$$

gdzie $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3$

oraz potencjał pełzania:

$$(43) \quad f = \frac{3}{2} S'_{ij} S'_{ij} = S_e$$

gdzie α_{ij} jest dwiatorem określającym położenie jego środka

prędkość pełzania określono prawem potencjalnym:

$$(44) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = h \frac{\partial f}{\partial S_{ij}}$$

gdzie h jest funkcją niezmienników dwiatora naprężenia.

Równanie ewolucji parametru strukturalnego α_{ij} opisano przy pomocy dwóch równoległe działających mechanizmów: wzmocnienia odkształceniowego i zdrowienia (recovery) w ogólnej postaci:

$$(45) \quad \dot{\alpha}_{ij} = \frac{2}{3} F(\bar{\sigma}_e, S_e) \dot{\epsilon}_{ij}^c$$

W szczególowej swej formie, po różnych przekształceniach, równania konstytutywne (44 i 45) przyjmują przykładowo postać:

$$(46a) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = H \cdot (\bar{S}_e)^{n-1} (\bar{S}_{ij} - \bar{\alpha}_{ij})$$

$$(46b) \quad \dot{\alpha}_{ij} = \frac{2}{3} c A_1 (\bar{\sigma}_e) \left[1 - \frac{1}{d} \left| \frac{\bar{\sigma}_e}{S_e} - 1 \right|^{n-1} \left(\frac{\bar{\sigma}_e}{S_e} - 1 \right) \right] \dot{\epsilon}_{ij}^c$$

gdzie $\bar{\sigma}_e = \left(\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij} \right)^{1/2} / \bar{\sigma}_{pl}$, $\bar{S}_e = S_e / \bar{\sigma}_{pl}$, $\bar{\epsilon}_{ij}^c = \epsilon_{ij}^c / \bar{\epsilon}_{pl}$, $\bar{\epsilon}_{pl} = \bar{\sigma}_{pl} / E$
 $d = (B_1 \cdot c / D_1) \Delta (\bar{\sigma}_e)$

c, n, B_1, D_1, H - stałe materiałowe.

Do opisu zachowania się Niemonic w temp. 700°C przy zmiennych obciążeniach jednoosiowych przyjęto szczególowe zależności:

$$\dot{\epsilon}^c = B \cdot \exp\left(\frac{|\bar{\sigma} - \alpha|}{N}\right) \operatorname{sgn}(\bar{\sigma} - \alpha)$$

$$\dot{\alpha} = A \cdot (|\bar{\sigma}|) \dot{\epsilon}^c - D \exp\left(\frac{|\alpha|}{N}\right) \operatorname{sgn} \alpha$$

gdzie B, A, D, N - stałe materiałowe.

Tak sformułowaną teorię, z pewnymi modyfikacjami w zależności od materiału, stosowano do opisu stali o zawartości 0,24 % C i 0,17 % C, aluminium oraz Nimofio, uzyskując dobrą zgodność w przypadku skokowo zmiennych obciążeń.

2.3.3. Hipoteza C.Oytana, P.Delobelle, A.Mermet.

Podobną koncepcję przedstawiono w pracy [21]. Przy jej formułowaniu zrealizowano specjalny program badań w płaskim stanie naprężenia (cienkościemne próbki rurkowe poddane jednoczesnemu rozciąganiu - skręcaniu), w którym, posługując się techniką kolejnych odciążań, określono składowe tensora naprężenia oraz prędkości pęknięcia dla różnych materiałów i obciążeń. Uzyskane rezultaty pozwoliły na przedstawienie następujących wniosków:

- w procesie pęknięcia istnieje powierzchnia equipotencjalna Ω będąca dla danej temperatury funkcją tylko $\epsilon_{eq} = \left[\frac{1}{2} (S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij}) \right]^{1/2}$
- wektory prędkości pęknięcia są prostopadłe do tej powierzchni
- pęknięcie powoduje anizotropię spowodowaną przed wszystkim wzmocnieniem kinematycznym.

W oparciu o przedstawione wyniki zaproponowano przedstawiony schematycznie poniżej model.

Podobnie jak poprzednio (rozdz.2.3.2) do opisu prędkości odkształceń wykorzystano prawo potencjalne w postaci:

$$(47) \quad \dot{\epsilon}_{kl} = \frac{\partial \Omega(\alpha_{ij}, S_{ij})}{\partial \epsilon_{kl}}$$

gdzie α_{ij} jest parametrem stanu, którego ewolucje określono dwoma równoległymi mechanizmami: wzmocnienia i osłabienia:

$$(48) \quad \dot{\alpha}_{ij} = h_{ij} \dot{\epsilon}_e - r_{ij}$$

gdzie h_{ij} i r_{ij} opisują kinematyczne wzmocnienie i zdrowienie (recovery), natomiast $\epsilon_e = (\frac{2}{3} \epsilon_{ij} \epsilon_{ij})^{1/2}$

Na podstawie wyników doświadczeń zaproponowano następujące równania szczegółowe:

$$(49a) \quad \dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} q (\sigma_{eq}) \frac{(S_{ij} - \alpha_{ij})}{\sigma_{eq}}$$

$$(49b) \quad \dot{\alpha}_{ij} = p_1 (q S_{ij} - \alpha_{ij}) q (\sigma_{eq}) - r (\alpha_e) \alpha_{ij}$$

gdzie $\alpha_e = \sqrt{\frac{3}{2} (\alpha_{ij} \alpha_{ij})}$

p_1, q - stałe materiałowe

Tak sformułowaną teorię stosowano do opisu zachowania się stopu aluminium, brązu oraz stali w warunkach pełzania przy obciążeniach zmiennych.

2.3.4. Teoria pełzania ze wzmocnieniem odkształceniowym

Równanie konstytutywne tej teorii można przedstawić [41] w postaci:

$$(50a) \quad \dot{\epsilon}_{ij} = m k^{1/m} q^{(m-1)/m} \sigma_e^{(n-m)/m} \epsilon_{ij}$$

$$(50b) \quad \dot{q} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}}$$

gdzie K , m i n są stałymi materiałowymi.

W tej formie teoria ta nie opisuje stanów przejściowych obserwowanych przy zmianie poziomu obciążenia (rys.9). Uzyskano to w jej wersji zmodyfikowanej (zmodyfikowana teoria wzmocnienia odkształceniowego) wprowadzając dwa różne punkty odniesienia pomiaru odkształceń: ϵ^+ i ϵ^- , dla rozciągających i ściskających prędkości odkształceń. ϵ^+ i ϵ^- są maksymalnymi i minimalnymi wartościami odkształceń poluzania poprzedzającymi ostatnią zmianą naprężenia. Układ równań konstytutywnych (50) przyjmuje teraz postać:

$$(51a) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = m k^{1/m} q^{(m-1)/m} \sigma_e^{(n-m)/m} \sigma_{ij}$$

$$(51b) \quad \dot{q} = \sqrt{\frac{2}{3} (\epsilon_{ij}^c - \epsilon_{ij}^+) (\epsilon_{ij}^c - \epsilon_{ij}^-)} \quad \text{lub} \quad q = \sqrt{\frac{2}{3} (\epsilon_{ij}^c - \epsilon_{ij}^-) (\epsilon_{ij}^c - \epsilon_{ij}^+)}$$

gdzie ϵ_{ij}^+ i ϵ_{ij}^- są wektorami określającymi punkty odniesienia pomiaru odkształceń i jeden z nich jest wybrany zgodnie z zależnościami pomocniczymi [42].

2.3.5. Uwagi ogólne

W kolejnych punktach 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3 i 2.3.4 przedstawiono skrótowo częściej spotykane koncepcje opisu poluzania w złożonym stanie naprężenia. Na przykładzie propozycji C.Oytana, P.Delobelle, A.Mermet [21] przedyskutujemy przewidywania dwóch z nich (2.3.2 i 2.3.3) w przypadku programu obciążeń zmiennych w płaskim stanie naprężenia pokazanego na rys.9. Pierwsze cztery stopy są analogiczne jak w programie obciążeń jednoosiowych dyskutowanych w poprzednich rozdziałach (rys.3), z tą różnicą, że realizowane są jako obciążenia proporcjonalne. W kroku piątym (po odciążeniu do $\sigma_x = 0.0$, $\tau_{xy} = 0.0$) przyłożono ponownie naprężenia takie same jak w etapie 2, a następnie przy zachowaniu obciążenia osiowego

zmianiono naprężenie styczne na przeciwne (etap 6) . Odpowiada to zmianie kierunku głównego tensora naprężenia, przy zachowaniu tej samej wartości naprężeń efektywnych $\bar{\sigma}_e$. Przewidywania modelu przy takiej historii obciążenia pokazano schematycznie na rys. 9, dla naprężeń tak dobranych, iż w przypadku obciążeń proporcjonalnych moduły prędkości odkształceń osiowych i postaciowych są sobie równe.

a. obciążenie początkowe, $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^3$; $\tau_{xy} = \tau_{xy}^3$.

Dla materiału dziewiczego $\alpha_{ij} = 0.0$ i w chwili obciążenia początkowego $\dot{\epsilon}_{ij}$ przyjmuje stosunkowo dużą wartość (równ. 49a) określającą kąt nachylenia krzywej pełzania w momencie przyłożenia naprężenia. Zmiana prędkości deformacji w I okresie opisania jest wzrostem parametru α_{ij} ; który przyjmuje stałą wartość α_{ij}^3 ($\alpha_{ij}^0 = 0.0$) gdy zrównoważą się dwa procesy: wzmocnienie i zdrowienie (recovery) (równ. 49b) - rozpoczyna się stan ustalony.

b. ponowne obciążenie, $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^4$; $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$;

Wzrostowi naprężenia do $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^4$; $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$ towarzyszy wzrost prędkości odkształceń większy aniżeli prędkość pełzania ustalonego dla nowego poziomu w chwili początkowej (wartość parametru α_{ij} odpowiada jego wartości ustalonej dla poprzedniego, niższego obciążenia (α_{ij}^3)) . Wzrost α_{ij} do nowej wartości stanu ustalonego α_{ij}^4 (równ. 49b) widoczne jest na krzywej pełzania jako spadek prędkości odkształceń zakończony osiągnięciem nowego II okresu pełzania.

c. odciążenie, $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^2$; $\tau_{xy} = \tau_{xy}^2$.

W momencie odciążenia parametr α_{ij} ma wartość odpowiadającą poprzedniemu, wyższemu, poziomowi obciążenia. Proces zdrowienia (recovery) jest szybszy aniżeli wzmocnienia. Parametr α_{ij} maleje do chwili zrównoważenia się ich na

nowym poziomie obciążenia ($\dot{\alpha}_{ij} = 0,0$, $\alpha_{ij} = \alpha_{ij}^2$). Na krzywej pełzania widoczny jest spadek prędkości odkształceń, a następnie ich wzrost do stanu ustalonego

d. odciążenie, $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^0$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^0$

Przy dużym spadku poziomu naprężenia, w chwili początkowej $\alpha_{ij} > S_{ij}$ (równ. 49a) i występuje "pełzanie do tyłu". Następuje szybkie malenie parametru α_{ij} (równ. 49b) do chwili ustalenia się jego wartości na nowym poziomie α_{ij}^0 (przy odciążeniu do $\bar{\sigma}_x = 0,0$, $\tau_{xy} = 0,0$, do wyzerowania się). Na krzywej pełzania odpowiada to pojawieniu się pełzania "do tyłu", a następnie maleniu jego prędkości do ponownego uzyskania stanu ustalonego.

e. obciążenie $\bar{\sigma}_x = \bar{\sigma}_x^4$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$

Po ponownym obciążeniu następuje wzrost parametru α_{ij} (równ. 49) od $\alpha_{ij} = 0,0$ do wartości stanu ustalonego osiągniętej w chwili zrównoważenia się procesu wzmocnienia i zdrowienia (recovery). Na krzywej pełzania obserwowany jest nowy I okres kończący się uzyskaniem stałej prędkości odkształceń ($\dot{\epsilon}_{ij} = \text{const}$).

f. zmiana kierunku głównego tensora naprężenia

W momencie zmiany naprężenia stycznego (z $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$) do $\tau_{xy} = \tau_{xy}^5 = -\tau_{xy}^4$) następuje wyraźny wzrost prędkości odkształceń (równ. 49a, wzrost wartości $\bar{\sigma}_{eq}$) oraz rozpoczyna się ewolucja parametru α_{ij} (równ. 49b) do nowej wartości stanu ustalonego α_{ij}^5 ($\alpha_x^5 = \alpha_x^4$, $\alpha_{xy}^5 = -\alpha_{xy}^4$). Na krzywej pełzania widoczny jest I okres ("chwilowe osłabienie" - obserwowane zarówno dla odkształceń osiowych jak i postaciowych) kończący się osiągnięciem nowego stanu ustalonego. W przedstawionym przykładzie odkształcenia postaciowe okresu przejściowego są znacznie większe niż osiowe.

Model ten, poza efektami opisywanymi i dyskutowanymi dla stanów jednoosiowych, opisuje także, obserwowane doświadczalnie, zjawisko "ohwilowego osłabienia" materiału występujące przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia.

Przedstawione hipotezy kinematyczne dla złożonych stanów naprężenia (2.3.2 i 2.3.3) jakościowo dobrze ujmują wszystkie prezentowane dotychczas zjawiska obserwowane w procesie palenia przy zmiennych historiach obciążenia.

W pracy [41] porównano wyniki badań doświadczalnych przeprowadzonych dla stali nierdzewnej w temp. 650°C przy zmiennym, powtarzającym się, obciążeniu w płaskim stanie naprężenia z opisem czterech teorii: teoria wzmocnienia odkształceniowego, wzmocnienia kinematycznego, mieszana /kinematycznie izotropowa/ oraz zmodyfikowana teoria wzmocnienia odkształceniowego (rys. 10) .

Przy dużych zmianach kierunków głównych tensora naprężenia ich przewidywania pokazują zasadnicze różnice i nie są zgodne z wynikami doświadczeń. Teoria wzmocnienia odkształceniowego nie opisuje przemijającego osłabienia materiału zaraz po zmianie kierunku głównego tensora naprężenia. Zmodyfikowana teoria wzmocnienia odkształceniowego opisuje wprawdzie dość dobrze wyniki przy naprzemiennym skręcaniu, jednakże gorszej dla innych dróg. Teoria wzmocnienia kinematycznego przewiduje znacznie większe, aniżeli obserwowane, odkształcenia palenia po zmianie kierunku głównego tensora naprężenia (przestrzeliwuje wyniki). Natomiast teoria mieszana przewiduje ciągły wzrost amplitudy odkształceń przy dużych, cyklicznych zmianach kierunku głównego tensora naprężenia również nieobserwowane doświadczalnie.

Wspomniane hipotezy nie uwzględniają także, zaobserwowanego stosunkowo niedawno, efektu pamięci maksymalnych przeciążeń badanego np. w [36, 43, 60] . Ponieważ dyskutowano go bardziej szczegółowo w dalszej części pracy, tutaj ograniczymy się do jego ogólnej charakterystyki:

historia maksymalnych przeciążeń materiału ma wpływ na jego dalsze zachowanie w procesie palenia.

Np. w przypadku przedstawionym na rys. 11 porównano prędkości pełzania ustalonego materiału dziewiczego i materiału, w którym badania dla tego samego poziomu naprężenia poprzedzono pełzaniem przy naprężeniach wyższych. Dla ośrodka bez historii wstępnej jest ona wyraźnie większa aniżeli dla tego z historią. W zależności od programu badawczego różnica w zachowaniu ośrodków obserwowane są zarówno w I jak i II okresie pełzania.

Prezentowane teorie nie opisują także prawidłowo wpływu predeformacji plastycznej na późniejszy proces pełzania. Jak pokazano w pracy [36] dla stali nierdzewnej w temp. 650°C (rys. 12, 13, 14) powoduje on wyraźne wzmocnienie ośrodka, obserwowane przy większych odkształceniach wstępnych (rys. 12 - $\varepsilon^f = 3\%$) jako zmniejszenie prędkości pełzania ustalonego oraz wielkości odkształceń w tzw. I okresie, natomiast przy odkształceniach wstępnych mniejszych (rys. 12 - $\varepsilon^f = 1\%$) jedynie jako zmniejszenie odkształceń w I okresie (prędkość pełzania ustalonego jest taka sama jak dla materiału dziewiczego). Wpływ kierunku deformacji plastycznej widoczny jest tylko jako różnica odkształceń w I okresie pełzania (rys. 13 i 14). Ponadto wstępna deformacja plastyczna powoduje niewspółosiowość kierunków głównych tensora naprężenia i prędkości odkształceń.

W teoriach, w których ewolucja parametru wewnętrzznego opisana jest jako suma dwóch procesów: wzmocnienia i zdrowienia (recovery) deformacja plastyczna powoduje np. przy obciążeniach jednoosiowych gwałtowny wzrost jego wartości, która stopniowo maleje (efekt zdrowienia). Stąd też na krzywych pełzania, dla procesu, który poprzedzono odkształczeniami plastycznymi, widoczne będzie wyraźne zmniejszenie prędkości pełzania i stopniowy jej wzrost do prędkości stanu ustalonego, a więc efekt niejako odwrotny do obserwowanego doświadczalnie (rys. 12).

Reasumując przedstawione powyżej uwagi można stwierdzić, że wprawdzie dotychczasowe teorie dość dobrze opisują pełzanie przy prostszych historiach obciążenia, jednakże nie ujmują prawidłowo takich zjawisk jak:

- efekt maksymalnych przeciążeń,
- wpływ przedformacji plastycznej na pełzanie,
- efekt "chwilowego osłabienia" związanego ze zmianą kierunku głównego tensora naprężenia.

Wyniki badań tych efektów uzyskane przez autora [43] dla miedzi poddanej obciążeniom cyklicznie zmiennym w temp. 300°C przedstawiono w rozdz. 3.1.

3. Pełzanie przy obciążeniach cyklicznie zmiennych w złożonym stanie naprężenia.

3.1. Badania obciążeń cyklicznie zmiennych dla miedzi w temp. 300°C.

Badania pełzania przeprowadzono dla handlowo czystej miedzi (99,9% czystości zgodnie z British Standard Specification B.S. 2873 CIDI) w stałej temperaturze 300°C. Cienkościennne próbki rurkowe (średnica zewnętrzna 25,4 mm, grubość $h=1.7$ mm i długość pomiarowa $L=38$ mm) poddano rozciąganiu-skręcaniu w specjalnie skonstruowanej do tych celów pełzarce. Szczegóły urządzenie, w którym układ obciążenia osiowego i skręcania zostały rozdzielone przy użyciu łożyska powietrznego oraz systemu pomiarowego przedstawiono w [38].

Wykonano cztery serie doświadczeń, dla obciążeń cyklicznie zmiennych, których schemat oraz wyniki przedstawiono kolejno na rys. 15, 16, 17 i 18.

1. Program 1-Monotoniczne i cykliczne wzmocnienie.

Program ten składa się z ośmiu etapów pokazanych na rys. 15. W pierwszym, materiał został obciążony, przez okres 72 godz. złożonym stanem naprężenia $\sigma_x = 22.723$ [MPa], $\tau_{xy} = 7.712$ [MPa] do uzyskania stanu ustalonego (II okres). Następnie, w czasie następujących po sobie czterech kolejnych etapach, naprężenia skręcania zmieniały się pomiędzy wartościami ± 7.712 [MPa] przy stałym obciążeniu osiowym. W etapie szóstym przyłożono

wyższe naprężenia $\sigma_x = 26.3$ [MPa], $\tau_{xy} = 8.76$ [MPa], a następnie w etapie siódmym i ósmym naprężenia skręcania kolejno przyjmowały wartości $\tau_{xy} = -8.76$ [MPa] i $\tau_{xy} = 8.76$ [MPa]. Na końcu każdego z wymienionych etapów uzyskiwane stan ustalony. Przedstawiony program można podzielić na cztery okresy:

- okres 1: obciążenie początkowe, etap 1, $\sigma_e = 26.355$ [MPa]
- okres 2: cykliczna zmiana skręcania, etap 2-3, $\sigma_e = 26.355$ [MPa]
- okres 3: powtórne obciążenie, etap 6, $\sigma_e = 30.366$ [MPa]
- okres 4: cykliczna zmiana skręcania, etap 7-8, $\sigma_e = 30.366$ [MPa]

Prędkości pełzania ustalonego, uzyskiwane w poszczególnych etapach, pokazano w Tabelicy 1.

2. Program 2 - Efekt przeciążenia (rys. 16)

W programie tym materiał został najpierw poddany, przez okres 19 godz., wysokim obciążeniem ($\sigma_x = 30.711$ [MPa], $\tau_{xy} = 10.393$ [MPa], $\sigma_e = 35.597$ [MPa]), którym towarzyszyły stosunkowo duże odkształcenia pełzania. Następnie zrealizowano cykl obciążeń analogicznie jak w Programie 1. Można wyróżnić w nim następujące okresy:

- okres 1: obciążenie początkowe, etap 1, $\sigma_e = 35.597$ [MPa]
- okres 2: obciążenie do $\sigma_x = 22.723$ [MPa], $\tau_{xy} = 7.712$ [MPa]
 $\sigma_e = 26.355$ [MPa]
- okres 3: cykliczna zmiana skręcania, etap 3-4,
 $\sigma_x = 22.723$ [MPa] $\tau_{xy} = \pm 7.712$ [MPa]
- okres 4: powtórne obciążenie, etap 5, $\sigma_x = 26.3$ [MPa]
 $\tau_{xy} = 8.76$ [MPa], $\sigma_e = 30.366$ [MPa]
- okres 5: cykliczna zmiana skręcania, etap 6-7,
 $\sigma_x = 26.3$ [MPa] $\tau_{xy} = \pm 8.76$ [MPa]

Prędkości pełzania ustalonego, dla poszczególnych etapów, przedstawiono w Tabelicy 2.

3. Program 3 - Efekt przecięcia (drugi program).

Program ten (rys. 17) jest podobny do Programu 2. Materiał najpierw poddano przez okres 68 godz. dwuosiomu naprężeniu

$\sigma_x = 26.3$ [MPa], $\tau_{xy} = 8.76$ [MPa], a następnie odciążono do

$\sigma_x = 22.723$ [MPa], $\tau_{xy} = 7.712$ [MPa] i cyklicznie zmieniano

naprężenia skręcania przy stałych obciążeniach osiowych.

Można wyróżnić w nim następujące okresy:

- okres 1: obciążenie początkowe, etap 1, $\sigma_e = 30.366$ [MPa]
- okres 2: odciążenie, etap 2, $\sigma_e = 26.355$ [MPa]
- okres 3: cykliczna zmiana skręcania, etap 3-6,
 $\sigma_x = 22.723$ [MPa] $\tau_{xy} = \pm 7.712$ [MPa]
- okres 4: obciążenie do początkowego stanu naprężenia,
etap 7, $\sigma_e = 30.366$ [MPa].

Prędkości pełzania ustalonego, uzyskiwane w poszczególnych etapach, pokazano w Tabelicy 3.

4. Program 4 - Efekt predeforacji plastycznej (rys. 18)

W programie tym próbkę wstępnie odkształcono plastycznie

do $\epsilon_x^p = 0.0064$, $\gamma_{xy}^p = 0.0066$ (co odpowiadało naprężeniu

$\sigma_x = 37.21$ [MPa], $\tau_{xy} = 12.4$ [MPa]) w temp. 300°C i odciążono.

Następnie zrealizowano program obciążeń pełzania, podobny do Programu 1, w którym można wyróżnić następujące okresy:

- okres 1: predeforacja plastyczna, etap 1.
- okres 2: obciążenie pełzania początkowe, etap 2,
 $\sigma_x = 22.723$ [MPa], $\tau_{xy} = 7.712$ [MPa]
- okres 3: cykliczna zmiana skręcania, etap 3-5,
 $\sigma_x = 22.723$ [MPa], $\tau_{xy} = \pm 7.712$ [MPa]
- okres 4: powtórne obciążenia, etap 6,
 $\sigma_x = 26.3$ [MPa], $\tau_{xy} = -8.76$ [MPa]
- okres 5: wzrost obciążenia osiowego do $\sigma_x = 30.366$ [MPa]
przy jednoczesnej redukcji naprężenia skręcania
do $\tau_{xy} = 0.0$ [MPa], etap 7 (naprężenie efektywne
w etapie 6 i 7 jest takie samo).

Uzyskane krzywe pełzania oraz prędkości pełzania ustalonego, w poszczególnych etapach pokazano na rys. 18 oraz w Tablicy 4.

3.1.1. Dyskusja uzyskanych wyników doświadczalnych.

Analiza uzyskanych rezultatów (rys. 15-18, Tablica 1-4) pozwala zauważyć następujące cechy:

- a. Przy cyklicznych zmianach skręcania dla tego samego naprężenia efektywnego materiał ulega wzmocnieniu ujawniającemu się jako obniżenie prędkości pełzania ustalonego (Program 1 - etap 2, 3, 4, 5).
- b. Po okresie pełzania przy wyższych obciążeniach przy cyklicznych zmianach skręcania dla obciążeń niższych, obserwowane poprzednio wzmocnienie nie występuje, a prędkość pełzania ustalonego jest niższa aniżeli dla materiału dziewiczego przy tych samych naprężeniach (Program 2 - etap 2,3,4 i Program 3 - etap 2,3, 4,5,6). Efekt ten może być wynikiem pamięci maksymalnych obciążeń.
- c. Przy zmianie kierunku głównego tensora naprężenia (np. pełzanie przy stałym obciążeniu osiowym i cyklicznie zmiennym skręcaniu) występuje przejściowe osłabienie materiału (nowy I okres pełzania), którego nie opisuje dobrze ani teoria uwzględniająca wzmocnienie izotropowe ani teoria wzmocnienia kinematycznego (punkt 2.3.5).
- d. Wstępna deformacja plastyczna powoduje wzmocnienie materiału obserwowane jako zmniejszenie prędkości pełzania ustalonego w porównaniu z prędkością dla materiału dziewiczego i tego samego poziomu naprężenia (Tablica 4).
- e. Odkształcenia tzw. I okresu pełzania po predeformacji plastycznej są zdecydowanie mniejsze aniżeli dla materiału dziewiczego.

Ponieważ przedstawionych powyżej efektów nie opisuje dobrze żadna ze znanych autorowi teorii (rozdz.2), zaproponowano, pokazany w rozdz.3.3, model, w którym wykorzystano ogólną koncepcję teorii Z.Mroza [44]. Uwzględnia ona efekt pamięci materiału i była stosowana do opisu własności plastycznych. Podstawowe założenia tej teorii przedyskutowano poniżej.

3.2. Model Z.Mroza do opisu własności plastycznych [44]

Analizowany model jest modelem mieszanym zawierającym zarówno wzmocnienie kinematyczne jak i izotropowe. Warunek plastyczności zaproponowano w postaci:

$$(52) \quad F = f(\sigma_{ij} - \alpha_{ij}) - \sigma_p(\alpha_a; \alpha_m) = 0$$

natomiast prawo płynięcia ma zwykłą formę:

$$(53) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^p = \frac{1}{h} n_{ij} (\dot{\sigma}_{ij} n_{ij})$$

gdzie h jest modulem wzmocnienia, a n_{ij} wektorem jednostkowym normalnym do powierzchni płynięcia. Parametry wzmocnienia α_{ij} , α_a i $\alpha_e = \alpha_m$ są zależne od odkształceń plastycznych i zarówno moduł h jak i granica plastyczności σ_p są ich funkcjami. Aby zdefiniować α_e i α_a , które następnie nazywano efektywną i akumulowaną skalarną miarą wprowadzono skalarną funkcję:

$$(54) \quad \alpha_e = \phi(\alpha_{ij}) > 0$$

gdzie $\alpha_e = 0$ dla $\alpha_{ij} = 0$. Wyobraźmy sobie proces obciążenia reprezentowany na rys.19 odcinkiem OA w którym osiągnięto maksymalną wartość $\alpha_e = \alpha_m$. W przestrzeni α_{ij} stan ten reprezentuje powierzchnia:

$$(55) \quad \phi(\alpha_{ij}) - \alpha_m = 0$$

na której leży punkt A. Następnie procesy można podzielić na dwie grupy:

-te, w których znajdujemy się "w środku" powierzchni (równ.55) $\phi(\alpha_{ij}) < \alpha_m$ (proces odciążania)

-te, w których wychodzimy "poza" powierzchnię (równ.55) $\phi(\alpha_{ij}) > \alpha_m$ (proces obciążania), w którym rośnie $\alpha_e = \alpha_m$ tworząc coraz to nowe powierzchnie maksymalne.

Rozpatrzmy teraz proces odciążania określony krzywą AB na rys.19. Wprowadzamy teraz nową powierzchnię leżącą wewnątrz $\phi(\alpha_{ij}) - \alpha_m = 0$ podobną do niej i styczną w punkcie A, na której leży także punkt B:

$$(56) \quad \psi_1(\alpha_{ij}, \alpha_{ij_0}^{(1)}) = \phi(\alpha_{ij} - \alpha_{ij_0}^{(1)}) - \alpha_u^{(1)} = 0$$

i

$$(57) \quad \phi(\alpha_{ij_A} - \alpha_{ij_0}^{(1)}) - \alpha_u^{(1)} = 0; \quad \phi(\alpha_{ij_B} - \alpha_{ij_0}^{(1)}) - \alpha_u^{(1)} = 0$$

gdzie α_{ij_A} i α_{ij_B} oznaczają wartości α_{ij} w punkcie A i B. Wielkość $\alpha_u^{(1)}$ może być zidentyfikowana ze średnicą powierzchni ψ_1 . Jeżeli znamy α_{ij_B} , to wtedy wielkości α_{ij_0} i $\alpha_u^{(1)}$ mogą być określone ze związków (56). W ten sposób zdefiniowano pierwszy α_e - proces odciążania (lub pierwszy α_u - proces obciążania) co odpowiada nierównościom:

$$(58) \quad \dot{\alpha}_u^{(1)} > 0, \quad \alpha_u^{(1)} < \alpha_m$$

Gdy $\dot{\alpha}_u^{(1)} = 0$, punkt B porusza się po powierzchni $\psi_1 = 0$ mamy do czynienia z procesem α_u - neutralnym. Natomiast gdy $\dot{\alpha}_u^{(1)} < 0$, zaczyna się nowy proces $\alpha_u^{(2)}$ - obciążania i droga BC skierowana jest do środka powierzchni $\psi_1 = 0$. Można zbudować więc nową powierzchnię

$$(59) \quad \psi_2(\alpha_{ij}, \alpha_{ij_0}^{(2)}) = \phi(\alpha_{ij} - \alpha_{ij_0}^{(2)}) - \alpha_u^{(2)} = 0$$

styczna do powierzchni Ψ_1 w punkcie B i przechodząca przez punkt C. Podobnie jak poprzednie, drugi proces $\alpha_u^{(2)}$ - proces obciążenia trwa gdy:

$$(60) \quad \dot{\alpha}_u^{(2)} > 0, \quad \alpha_u^{(2)} < \alpha_u^{(1)}$$

W momencie $\alpha_u^{(2)} = \alpha_u^{(1)}$, powierzchnia $\Psi_2 = 0$ pokrywa się z powierzchnią $\Psi_1 = 0$ i cała "historia", która miała miejsce "wewnątrz" Ψ_1 zostaje wymazana z pamięci materiału. Oznacza to, iż niezależnie w jaki sposób przejdziemy z punktu np. B do D (tak by znajdować się wewnątrz lub na powierzchni Ψ_1) od punktu D materiał zachowuje się tak samo.

Akumulowaną skalarną miarę α_{ij} zdefiniowano:

$$(61) \quad \alpha_a = \sum_{i=1}^k \Delta \alpha_u^{(i)} \quad \text{dla} \quad \alpha_e < \alpha_m$$

gdzie $\Delta \alpha_u^{(i)}$ jest maksymalną wartością $\alpha_u^{(i)}$ uzyskaną w i-tym procesie α_u - obciążenia. Gdy α_e wzrasta powyżej dotychczasowego α_m , α_a należy zacząć liczyć od nowa zapamiętując jej poprzednio uzyskaną wielkość.

Równania ewolucji dla α_{ij} i $\bar{\sigma}_p$ sformułowano jako:

$$(62) \quad \dot{\alpha}_{ij} = c \cdot \beta_{ij} \cdot \dot{\lambda} = \dot{\lambda} [C_1 n_{ij} - C_2 m_{ij}]$$

$$\dot{\bar{\sigma}}_p = \frac{\partial \bar{\sigma}_p}{\partial \alpha_m} \dot{\alpha}_m + \frac{\partial \bar{\sigma}_p}{\partial \alpha_a} \dot{\alpha}_a$$

gdzie

$$m_{ij} = \frac{\alpha_{ij}}{(\alpha_{ij} \alpha_{ij})^{1/2}}; \quad \beta_{ij} = n_{ij} - \frac{c_2}{c_1} m_{ij}; \quad \dot{\lambda} = (\dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p)^{1/2}$$

zachowania przy prostych historiach obciążenia (np. [52, 53, 54], przegląd ich można znaleźć w [55]), a także przy obciążeniach cyklicznie zmiennych (np. [56, 57, 58]). W tych ostatnich określono jej położenie i kształt w wybranych momentach zadanego programu badawczego. Brak jest natomiast wyników, w których prześledzono by konsekwentnie ruch powierzchni plastyczności w całej historii obciążeń cyklicznie zmiennych, łącznie z zachowaniem w poszczególnych cyklach.

Podstawowym problemem teoretycznym jest nie tylko opis samego kształtu powierzchni plastyczności lecz również opis ruchu tej powierzchni poprzez odpowiedni wybór parametrów wzmocnienia i dedukacje równań ewolucji dla tych parametrów. Zasadnicza trudność polega na tym, że parametry wzmocnienia, a w szczególności parametr α_{ij} , nie mają uniwersalnej definicji operacyjnej. Każda próba podania doświadczalnej definicji parametru α_{ij} musi być związana z przyjęciem określonej aproksymacji opisu kształtu i orientacji w przestrzeni S_{ij} wszystkich powierzchni plastyczności generowanych zadanymi programami obciążeń cyklicznych. Złożoność zjawisk obserwowanych przy takich obciążeniach stanowi dodatkową trudność w odkryciu właściwych praw ewolucji. Dlatego nie przypadkowo w pracach teoretycznych przyjmuje się często drastyczną aproksymację polegającą na zastępowaniu rzeczywistych powierzchni w 5-wymiarowej przestrzeni S_{ij} powierzchniami posiadającymi środek symetrii, których szczególnym przypadkiem są kule Hubera-Misesa. Tensor α_{ij} można wtedy utoczniać z wektorem-promieniem środka symetrii. Przez to staje się on w zasadzie wielkością mierzalną. Przy tego rodzaju postępowaniu, podstawowym celem modeli teoretycznych jest możliwie dokładny opis ruchu powierzchni w przestrzeni S_{ij} .

Odkrycie praw ewolucji dla parametrów wzmocnienia można ułatwić prowadząc konsekwentne badania doświadczalne, w których przy zadanym przebiegu w czasie dewiatora odkształceń plastycznych e_{ij}^p ($\dot{e}_{ij}^p = 0$) mierzone byłyby nie tylko naprężenia S_{ij} lecz i inne wielkości fizyczne. Przykład takich wielkości podany jest poniżej.

intuicją, by opisać krzywą zewnętrzną. Podobnie postępowano także w innych pracach, w których zakłada się, że obok tradycyjnej powierzchni płynięcia istnieje jedna lub więcej powierzchni w przestrzeni tensora opisującego ruch jej środka, który utożsamia się z makroskopową miarą mikronaprężeń. Przyjmując odpowiednie założenia tensor ten może być określony eksperymentalnie. Dodatkowym sprawdzeniem opisanej powyżej koncepcji będzie więc doświadczalne określenie zarówno zmian promienia powierzchni plastyczności jak i położenia jej środka przy obciążeniach cyklicznie zmiennych. Badania eksperymentalne tego typu, przeprowadzone przez autora [48] dla stali 21CrMoV57 na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych cyklicznemu rozciąganiu - ścisaniu i naprzemiennemu skręcaniu przedstawiono w p.3.2.1.

3.2.1. Badania doświadczalne ruchu środka powierzchni plastyczności i zmian jej promienia przy obciążeniach cyklicznych.

3.2.1.1. Teoretyczna podstawa doświadczeń.

1) Oznaczmy symbolem S_{ij} dwiator tensora naprężenia σ_{ij} :
 $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3$. Wiele modeli teoretycznych stosowanych do opisu zachowania się materiałów przy cyklicznych obciążeniach sprężysto-plastycznych (np. [44, 49, 50, 51]) wykorzystuje pojęcie funkcji płynięcia f , której ogólna postać można przedstawić w symbolicznej formie

$$(84) \quad f(S_{ij} - \alpha_{ij}, H) = 0; \quad f(0, H) \leq 0$$

gdzie α_{ij} ($\alpha_{kk} = 0$) jest często utożsamiane z pewną makroskopową miarą mikronaprężeń. Literą H oznaczono symbolicznie zbiór ewentualnych innych parametrów opisujących historie odkształceń plastycznych. Dotychczas prowadzono szereg badań doświadczalnych dotyczących kształtu powierzchni plastyczności i jej

zachowania przy prostych historiach obciążenia (np. [52, 53, 54], przegląd ich można znaleźć w [55]), a także przy obciążeniach cyklicznie zmiennych (np. [56, 57, 58]). W tych ostatnich określono jej położenie i kształt w wybranych momentach zadanego programu badawczego. Brak jest natomiast wyników, w których prześledzono by konsekwentnie ruch powierzchni plastyczności w całej historii obciążeń cyklicznie zmiennych, łącznie z zachowaniem w poszczególnych cyklach.

Podstawowym problemem teoretycznym jest nie tylko opis samego kształtu powierzchni plastyczności lecz również opis ruchu tej powierzchni poprzez odpowiedni wybór parametrów wzmocnienia i dedukacje równań ewolucji dla tych parametrów. Zasadnicza trudność polega na tym, że parametry wzmocnienia, a w szczególności parametr α_{ij} , nie mają uniwersalnej definicji operacyjnej. Każda próba podania doświadczalnej definicji parametru α_{ij} musi być związana z przyjęciem określonej aproksymacji opisu kształtu i orientacji w przestrzeni S_{ij} wszystkich powierzchni plastyczności generowanych zadanymi programami obciążeń cyklicznych. Złożoność zjawisk obserwowanych przy takich obciążeniach stanowi dodatkową trudność w odkryciu właściwych praw ewolucji. Dlatego nie przypadkowo w pracach teoretycznych przyjmuje się często drastyczną aproksymację polegającą na zastępowaniu rzeczywistych powierzchni w 5-wymiarowej przestrzeni S_{ij} powierzchniami posiadającymi środek symetrii, których szczególnym przypadkiem są kule Hubera-Misesa. Tensor α_{ij} można wtedy utozsamiać z wektorem-promieniem środka symetrii. Przez to staje się on w zasadzie wielkością mierzalną. Przy tego rodzaju postępowaniu, podstawowym celem modeli teoretycznych jest możliwie dokładny opis ruchu powierzchni w przestrzeni S_{ij} .

Odkrycie praw ewolucji dla parametrów wzmocnienia można ułatwić prowadząc konsekwentne badania doświadczalne, w których przy zadanym przebiegu w czasie dewiatora odkształceń plastycznych e_{ij}^p ($\dot{e}_{ij}^p = 0$) mierzone byłyby nie tylko naprężenia S_{ij} lecz i inne wielkości fizyczne. Przykład takich wielkości podany jest poniżej.

ii) Równania rodziny powierzchni plastyczności (84) można przedstawić w równoważnej parametrycznej formie

$$(85) \quad S_{ij} - \alpha_{ij} = n_{ij} R(n_{ij}, H)$$

gdzie n_{ij} jest jednostkowym "wektorem" kierunków w przestrzeni S_{ij} ,

$$(86) \quad n_{ij} n_{ij} = 1, \quad n_{ii} = 0$$

Cztery niezależne składowe n_{ij} stanowią parametry formy parametrycznej (85) równania 5-cio wymiarowej powierzchni plastyczności. W przypadku tzw. "ciągłych" warunków plastyczności R jest różniczkowalną funkcją argumentów n_{ij} i H . Bez utraty ogólności można przyjąć, że funkcja f występująca w (84) jest tak dobrana, iż

$$\frac{\partial f}{\partial S_{ij}} \frac{\partial f}{\partial S_{ij}} = 1, \quad (f=0)$$

Wtedy stworzyszone prawo płynięcia plastycznego można napisać w formie

$$(87) \quad \frac{\dot{e}_{ij}^p}{(\dot{e}_{mn}^p \dot{e}_{mn}^p)^{1/2}} = \frac{\partial f}{\partial S_{ij}}$$

Rozpatrzmy proces proporcjonalnych odkształceń plastycznych

$$(88) \quad \dot{e}_{ij}^p = m_{ij} e^p(t); \quad m_{ij} m_{ij} = 1; \quad m_{kk} = 0; \quad m_{ij} = \text{const}$$

taki, że $e^p(0) = 0$, $\dot{e}^p(0) > 0$ i przyjmijmy, że w chwili początkowej $t = 0$ próbki są w stanie wyrażonym

$$H = 0, \quad \alpha_{ij} = 0 \quad \text{dla} \quad t = 0$$

Podstawiając (88) i (85) do (87) otrzymujemy formalny związek pomiędzy m_{ij} i n_{ij} .

$$(89) \quad m_{ij}(\text{sgn } \dot{e}^p) = F_{ij}(n_{ij}, \mathcal{H}) \quad ; \quad F_{ij} = \frac{\partial f}{\partial s_{ij}} \Big|_{s_{ij}} - \alpha_{ij} = n_{ij} R$$

z którego wynika, iż dla każdej historii E dopóty dopóki prędkość odkształceń plastycznych nie zmienia znaku, m_{ij} jest jednoznaczna funkcja n_{ij} . Można przyjąć, iż w przypadku analitycznych funkcji płynięcia również n_{ij} będzie jednoznaczna funkcja m_{ij} .

Jeżeli pominąć przedziały czasu, w których reakcja materiału jest czysto sprężysta, to w miejsce czasu t można posługiwać się niemalejącą zmienną niezależną λ reprezentującą długość drogi trajektorii w przestrzeni e_{ij}^p :

$$(90) \quad \lambda = \int_0^t |\dot{e}^p| dt$$

Z równania (89) wynika, iż w tych punktach drogi λ , w których \dot{e}^p zmienia znak nie tylko s_{ij} lecz również n_{ij} ulegnie skokowej zmianie. Natomiast α_{ij} i H muszą być funkcjami ciągłymi zmiennej λ gdyż parametry reprezentujące historię odkształceń plastycznych nie ulegają zmianie w obszarze sprężystym. To spostrzeżenie stanowi motywację zastosowania techniki kolejnych odciażeń do pomiaru zmian skoku dewiatora naprężenia przy zadany program odkształceń plastycznych. Znajomość ewolucji skoku dewiatora naprężenia zawiera dodatkową informację umożliwiającą bezpośrednią weryfikację praw ewolucji dla parametrów wzmocnienia.

Na rys. 20a zilustrowano sytuację, w której podstawowy program 0-C odkształceń plastycznych został przerwany w punkcie A, w którym nastąpiło odciażenie i przeciążenie

w odwrotnym kierunku o pewną umowną małą wartość η np.
 $\eta = 0.5 \cdot 10^{-3}$. Dzięki takiemu postępowaniu można w progra-
 mie doświadczalnym zidentyfikować wektor naprężenia S_{ij}^R
 (rys. 20b). Jego koniec leży na powierzchni przynięcia w ta-
 kim punkcie B, w którym wektor prędkości odkształceń pla-
 stycznych miałby zwrot przeciwny do zwrotu wektora prędkości
 odkształceń plastycznych zadanego w programie podstawowym.
 Z równania (85) oraz faktu, iż w punkcie A α_{ij} jest cią-
 gła wynika następująca interpretacja $S_{ij} - S_{ij}^R$ i $S_{ij} + S_{ij}^R$

$$2 Y_{ij} = S_{ij} - S_{ij}^R = n_{ij} R(n_{ij}, H) - n_{ij}^R R(n_{ij}^R, H)$$

(91)

$$2 \Pi_{ij} = S_{ij} + S_{ij}^R = 2 \alpha_{ij} + n_{ij} R(n_{ij}, H) + n_{ij}^R R(n_{ij}^R, H)$$

Występuje tutaj 5 wielkości tensorowych, z których Y_{ij} i Π_{ij}
 można pomierzyć. Dwa równania (91) nie wystarczają do jedno-
 znacznego wyznaczenia 3 pozostałych wielkości. Tym niemniej
 doświadczalne wyznaczenie przebiegu Y_{ij} i Π_{ij} w procesie od-
 kształceń plastycznych umożliwia pełniejszą i bezpośrednią
 weryfikację każdego pomysłu teoretycznego.

iii/ Rozpatrzmy prosty przykład. Jeżeli rzeczywiste powierzch-
 nie plastyczności są aproksymowane powierzchniami 2-go stopnia
 posiadającymi środek symetrii to F_{ij} występujące w równa-
 niu (89) i R_{ij} występujące w równaniu (85) są odpowiednio
 funkcja nieparzysta i parzysta zmiennej n_{ij}

$$(92) \quad F_{ij}(-n_{ij}, H) = -F_{ij}(n_{ij}, H) ; \quad R(-n_{ij}, H) = R(n_{ij}, H)$$

Z własności (92), wynika, że $n_{ij}^R = -n_{ij}$. Stąd oraz na
 podstawie (91) i (92) otrzymujemy

$$(93) \quad \begin{aligned} Y_{ij} &= (S_{ij} - S_{ij}^R) / 2 = n_{ij} R(n_{ij}, H) \\ \pi_{ij} &= (S_{ij} + S_{ij}^R) / 2 = \alpha_{ij} \end{aligned}$$

Zatem bez względu na konkretną postać funkcji 2-go stopnia pomiar Y_{ij} i π_{ij} przynosi w tym przypadku pełną informację dotyczącą zmian α_{ij} , n_{ij} i R przy zadanym programie zmian $e^P(t)$.

W szczególności, jeżeli kolejne powierzchnie plastyczności są aproksymowane kulami Hubera-Misesa to długość promienia R jest niezależna od n_{ij} , $R=R(H)$, oraz $n_{ij} = a_{ij}(\text{sign } \dot{e}^P)$.

iv/ Określmy rzuty Y_{ij} i π_{ij} na kierunek m_{ij} następująco:

$$(94) \quad \begin{aligned} Y &= |Y_{ij} m_{ij}| = |(S_{ij} - S_{ij}^R) m_{ij}| / 2 \geq 0 \\ \pi &= \pi_{ij} m_{ij} = (S_{ij} + S_{ij}^R) m_{ij} / 2 \end{aligned}$$

tak, że

$$(95) \quad S_{ij} m_{ij} = \begin{cases} \pi + Y & \text{jeżeli } (S_{ij} - S_{ij}^R) m_{ij} > 0 \\ \pi - Y & \text{jeżeli } (S_{ij} - S_{ij}^R) m_{ij} < 0 \end{cases}$$

W przypadku elipsoid interpretacja Y i π wynika z (93)

$$Y = |m_{ij} n_{ij}| R ; \quad \pi = \alpha_{ij} m_{ij}$$

Zatem π jest rzutem wektora translacji powierzchni na kierunek m_{ij} , natomiast Y jest równe promieniom głównym elipsoidy w tych punktach, w których $|m_{ij} n_{ij}| = 1$.

Celem przedstawionych dalej badań jest doświadczalne wyznaczenie przebiegu zmian Y i π przy zadanym programie cyklicznym i monotonicznych odkształceń plastycznych $e(t)$. Doświadczenia dotyczą dwóch najprostrzych przypadków:

- a/ prostego plastycznego ścinania,
 b/ prostego plastycznego rozciągania.

W przypadku (a) jedyne niezerowe składowe m_{ij} i e_{ij}^P wynoszą

$$(96) \quad \begin{aligned} m_{12} &= m_{21} = \sqrt{2}/2 \\ e_{12}^P &= e_{21}^P = \sqrt{2}/2 e^P(t); \quad \delta^P = 2 e_{12}^P \end{aligned}$$

Tutaj symbolem δ^P oznaczono inżynierską miarę kąta plastycznego odkształcenia postaciowego. Ponieważ jedynymi niezerowymi składowymi dwielatora naprężenia są $S_{11}, S_{12} = S_{21}$ oraz

$$S_{12} = S_{21} = \tau$$

gdzie τ jest naprężeniem ścinającym, więc

$$(97) \quad \begin{aligned} \sqrt{3}/2 \gamma &= \sqrt{3}/2 (\tau - \tau^R)/2 \\ \sqrt{3}/2 \pi &= \sqrt{3}/2 (\tau + \tau^R)/2 \end{aligned}$$

W przypadku (b) niezerowe składowe m_{ij} i e_{ij}^P wynoszą

$$(98) \quad \begin{aligned} m_{11} &= \sqrt{2}/3; \quad m_{22} = m_{33} = -\frac{1}{2} \sqrt{2}/3 \\ e_{11}^P &= \sqrt{2}/3 e^P(t); \quad e_{22}^P = e_{33}^P = -\frac{1}{2} \sqrt{2}/3 e^P(t); \quad e_{11}^P = \varepsilon^P \end{aligned}$$

gdzie symbolem ε^P oznaczono osiowe odkształcenia plastyczne przy prostym rozciąganiu. Jeżeli oznaczyć symbolem σ naprężenie rozciągające, to niezerowe składowe dwielatora naprężenia wyniosą

$$S_{11} = 2\sigma/3; \quad S_{22} = S_{33} = \sigma/3$$

zaś z (94) otrzymamy

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \gamma = |(\sigma - \sigma^R)|/2$$

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \pi = (\sigma + \sigma^R)/2$$

Zauważmy w końcu, że eliminując $e^P(t)$ z (98) i (96) otrzymujemy znany związek pomiędzy δ^P i ε^P

$$\delta^P = \sqrt{3} \varepsilon^P$$

zaś często stosowana definicja efektywnych odkształceń plastycznych $\varepsilon_e^P = (2e_{ij}^P e_{ij}^P/3)^{1/2}$ w przypadku programu (88) wyraża się poprzez $e^P(t)$ następująco

$$\varepsilon_e^P = |e^P| \sqrt{\frac{2}{3}}$$

tak, że w przypadku prostego rozciągania $\varepsilon_e^P = |\varepsilon^P|$, zaś w przypadku czystego ścinania $\varepsilon_e^P = |\gamma^P|/\sqrt{3}$.

3.2.1.2. Badania doświadczalne zmian γ i π przy obciążeniach cyklicznych

Doświadczenia tego typu przeprowadzono dla stali 21 CrMoV57, w temperaturze pokojowej. Badania wykonano na cienkościennych próbkach rurkowych (średnica zewnętrzna 24 mm, grubość ścianki 2 mm, długość pomiarowa 100 mm) poddanych obciążeniom cyklicznym w warunkach rozciągania - ściskania i przemiennego skręcania. Program zrealizowane przy pomocy maszyny wytrzymałościowej SCHENCK model POZ 05055, rozciąganie - ściskanie - skręcanie połączonej "on line" z komputerem HP 1000. Na rys. 21 przedstawiono schematycznie stanowisko badawcze. Wielkości z maszyny wytrzymałościowej takie jak: siła, moment, wydłużenie, kąt skręcania, pomiar z ekstensometru oraz wybrane inne 35 wielkości, są odczytywane przez komputer, opracowywane, a uzyskane wyniki służą

do ciągłego sterowania kątem skręcenia i przesunięciem osiowym w czasie trwania eksperymentu. Prowadzone badania są więc sterowane, a ich wyniki mogą być opracowywane, przez maszynę cyfrową, która programowana jest w języku FORTRAN. Najkrótszy czas odczytania danych i wykonania odpowiedniego rozkazu jest ok. 0.01 sec. W ten sposób możliwe jest realizowanie programów doświadczalnych sterowanych obliczeniami robionymi "on line". W tym przypadku były to obciążenia cykliczne, przy stałej amplitudzie odkształceń plastycznych z odciążeniami (obciążenia w przeciwnym kierunku w celu wyznaczenia drugiego punktu powierzchni plastyczności) oraz dla stałej prędkości efektywnych odkształceń plastycznych $|\dot{\epsilon}_0^p| = 3.4 \cdot 10^{-4}/s$. Odkształcenia próbki przy prostym rozciąganiu obliczano z zależności logarytmicznej $\epsilon = \ln(l/l_0)$ natomiast naprężenia były naprężeniami rzeczywistymi $\sigma = P/F_0$ (l_0 - długość początkowa, F_0 - przekrój aktualny). Jako definicję powierzchni plastyczności przyjęto "offset definition" 0.0005 co szczegółowo omówiono dalej, przy opisie Doświadczenia 1.

Badania obejmowały obciążenia monotoniczne oraz cykliczne dla dwóch stanów naprężenia. Zrealizowano dwa analogiczne programy: rozciąganie - ściekanie i przemienne skręcanie. Szczegóły ostatniego z nich przedstawiono poniżej.

Przemienne proste skręcanie.

- a. monotoniczne skręcanie, monotoniczne skręcanie z odciążeniami
- b. obciążenia cykliczne przemiennego skręcania dla cykli symetrycznych przy różnych amplitudach odkształceń plastycznych:

I Kolejne:

- obciążenia cykliczne $\sigma^p / \sqrt{3} = \pm 0.5\%$
- obciążenia cykliczne $\sigma^p / \sqrt{3} = \pm 1.5\%$
- monotoniczne skręcanie z odciążeniami

II Kolejno:

- obciążenia cykliczne $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 1.5\%$
- obciążenia cykliczne $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0.5\%$
- monotoniczne skręcanie z odciążeniami

III Kolejno:

- wstępna deformacja plastyczna $\delta^p / \sqrt{3} = 9.2\%$
- obciążenia cykliczne $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 1.5\%$
- obciążenia cykliczne $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0.5\%$
- rozciąganie monotoniczne z odciążeniami

IV Kolejno:

- wstępna deformacja plastyczna $\delta^p / \sqrt{3} = 2.2\%$
- obciążenia cykliczne $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0.5\%$
- rozciąganie monotoniczne z odciążeniami

V -obciążenia cykliczne przy następujących po sobie amplitudach realizowanych kolejno po uzyskaniu stanu ustalonego dla wielkości poprzedzającej:

$$\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0.5\%, \pm 0.8\%, \pm 2.0\%, \pm 2.5\%, \pm 3.0\%$$

VI -obciążenia cykliczne przy następujących po sobie amplitudach realizowanych kolejno po uzyskaniu stanu ustalonego dla wielkości poprzedzającej:

$$\delta^p / \sqrt{3} = \pm 3.0\%, \pm 2.0\%, \pm 1.0\%, \pm 0.5\%$$

Przedstawiony program miał na celu zbadanie zachowania się próbek zarówno w okresie przejściowym jak i w stanach ustalonych przy różnych historiach obciążenia.

W pracy ograniczymy się do przedstawienia głównych wyników naprzemiennego skręcania. Wyniki ilościowe otrzymane w próbie na rozciąganie są bardzo zbliżone do wyników otrzymanych w próbie skręcania w tym sensie, że krzywe z prób rozciągania

$$\sqrt{3/2} \gamma \quad \text{versus} \quad \epsilon^p$$

$$\sqrt{3/2} \tau \quad \text{versus} \quad \epsilon^p$$

są zbliżone do krzywych

$$\sqrt{\frac{2}{3}} \gamma \quad \text{versus} \quad \gamma^p / \sqrt{3}$$
$$\sqrt{\frac{2}{3}} \pi \quad \text{versus} \quad \pi^p / \sqrt{3}$$

otrzymanych w próbie skręcania.

Doświadczenie 1 - Monotoniczne skręcanie z odciażeniami
(rys. 22)

Próbkę poddano monotonicznemu, prostemu skręcaniu ze stałą prędkością $|\dot{\epsilon}_e^p| = 3.4 \cdot 10^{-4} / s$. Przy każdej zmianie efektywnych odkształceń plastycznych o $\Delta \epsilon_e^p = 0.008$ zmieniano kierunek skręcania poszukując punktu płynięcia dla przeciwnych naprężeń ścinających, przyjmując jako definicję płynięcia "offset definition" $of=0.0005$. Osiągnięcie tego momentu było sygnałem do powrotu do pierwotnego kierunku skręcania. Przyjmując że obciążenia osiowe są dostatecznie małe, znane były dwa punkty płynięcia, a więc dwa punkty powierzchni plastycznej. W ten sposób określano zarówno wartość γ jak i π , patrz p.3.2.1.1. Procedura ta, nazywana techniką kolejnych odciażeń, była stosowana w całym programie do wyznaczenia położenia powierzchni plastyczności przy różnych drogach obciążenia i jest schematycznie przedstawiona na rys. 23 z pominięciem odkształceń sprężystych. Po osiągnięciu w punkcie A przyrostu odkształceń $\Delta \epsilon_e^p = 0.008$ następuje skręcanie w przeciwnym kierunku. Krzywa odciażenia dopiero w punkcie B osiąga kąt nachylenia odpowiadający początkowemu modułowi sprężystości. Począwszy więc od punktu A komputer oblicza kąt nachylenia krzywej odciażenia. W momencie, gdy staje się on równy modułowi sprężystości w stanie początkowym obliczana jest prosta "a" mająca ten sam kąt nachylenia. W dalszej części odciażania, czy też obciążania w przeciwnym kierunku (po przejściu osi ϵ_e^p), obliczana jest odległość między punktami doświadczalnymi a tą prostą wzdłuż osi odkształceń. Punkt, w którym jest ona równa "offset definition" jest

punktem płynięcia i następuje powrót do początkowego kierunku skręcania. Na rys. 22 pokazano, z pominięciem odkształceń sprężystych, monotoniczna krzywa naprężenie-odkształcenie, a także krzywe obciążenia

$$\pi_1 = \sqrt{3/2} \pi \quad 1 \quad Y_1 = Y \sqrt{3/2}$$

(por. punkt 3.2.1.1). Widać, że już przy odkształceniach $\delta^p/\sqrt{3} \approx 0.1$, Y_1 osiąga swą maksymalną wartość i dalsze wzmocnienie (obserwowane dalej na krzywej naprężenie - odkształcenie) jest spowodowane ciągle wzrastającą wartością π_1 . Fakt ten weryfikowany był w wielu testach. Na rysunku tym zaznaczono także π_1 i Y_1 dla definicji płynięcia $of=0.0001$ (x) i $of = 0.0002$ (o). T.zn. w czasie trwania programu sterowanego na podstawie $of = 0.0005$ wyznaczone także punkty płynięcia dla definicji mniejszych. Widać, że niezależnie od przyjętego "of" obserwowane krzywe obciążenia mają ten sam charakter, z tym że różne są wartości liczbowe π_1 i Y_1 . Stosunkowo duże rozrzuty głównie dla $of = 0.0001$ wskazują, że przedstawiona technika jest nieodpowiednia dla "bardzo małych" definicji punktu płynięcia.

Doświadczenie 2 - Cykliczne skręcanie dla stałej amplitudy odkształceń plastycznych $\delta^p/\sqrt{3} = 0.03$

Na rys. 24 pokazano, z pominięciem odkształceń sprężystych, typową krzywą cykliczną naprężenie - odkształcenie dla symetrycznych obciążeń cyklicznych przy stałej amplitudzie odkształceń plastycznych $\delta^p/\sqrt{3} = 0.03$. Linią ciągłą zaznaczono pierwsze 3 półcykle natomiast przerywaną półcykle ustalone 17 i 18. Materiał wykazuje wyraźne wzmocnienie cykliczne, którego zasadniczą część można zaobserwować w pierwszych trzech półcyklach. Wykorzystując opisaną poprzednio technikę obciążenia przy definicji płynięcia $of=0.0005$, wyznaczono przebieg zmian π_1 do momentu uzyskania cykli ustalonych. Ponieważ zauważono, że cykl z obciążeniami powoduje nieznacznie osłabienie materiału, po każdym takim

cyklu następowały 3 cykle bez obciążeń, a następnie znowu cykl z obciążeniami i tak aż do stanu ustalonego. Na rysunku tym pokazano przebieg π_1 dla pierwszych trzech półcykli (linia cienka ciągła) oraz dla stanu ustalonego (półcykle 17, 18) - linia cienka przerywana. Podobnie jak dla krzywej naprężenie - odkształcenie, kształt jej najbardziej ulega zmianie w czasie pierwszych trzech półcykli, a następnie zmienia się już niewiele aż do cyklu ustalonego. Można wyróżnić tu dwa etapy:

- zaraz po zmianie kierunku obciążenia kiedy niewielkiej zmianie odkształceń towarzyszy duża zmiana naprężeń
- gdy stosunkowo dużej zmianie odkształceń towarzyszą niewielkie zmiany naprężeń

oraz okres przejściowy między nimi. Można je przyrównać do sprężystego i plastycznego zakresu odkształceń na krzywej wytrzymałościowej. Tem sam charakter mają krzywe przebiegu π_1 dla "offset definition" of = 0,0001 (x) i of = 0,0002 (o) z tym, że π_1 ma inne wartości liczbowe. Na rys. 24 drogę π_1 dla tych definicji pokazano jedynie dla stanu ustalonego. Jak widać nie obserwuje się tendencji zanikania pętli histerezy dla π_1 , a krzywa określająca ruch powierzchni plastyczności jest podobna do krzywej naprężenie - odkształcenie (w cyklach ustalonych $Y_1 = \text{const.}$).

Doświadczenie 3 - Cykliczne skręcanie przy zmiennych amplitudach odkształceń plastycznych

$$\frac{\tau^p}{\sqrt{3}} = \pm 0,005, \pm 0,008, \pm 0,020, \pm 0,025, \pm 0,030.$$

Próbkę poddano obciążeniom cyklicznym zmiennym przy stopniowo wzrastających amplitudach odkształceń plastycznych od $\frac{\tau^p}{\sqrt{3}} = \pm 0,005$ do $\frac{\tau^p}{\sqrt{3}} = \pm 0,030$. Do kolejnej wartości przechodzone dopiero po uzyskaniu cyklu ustalonego dla amplitudy poprzedniej. Na rys. 25 przedstawiono krzywe cykliczne naprężenie - odkształcenie oraz π_1 dla amplitudy odkształceń

plastycznych $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,008$, a następnie kolejnej amplitudy $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,020$. Linią ciągłą zaznaczono wielkości dla cyklu 1, natomiast przerywaną dla cyklu ustalonego. Widać, że po ustaleniu cyklu dla amplitudy mniejszej następuje ponowne wzmocnienie cykliczne materiału dla amplitudy większej. Dotyczy to zarówno krzywej naprężenie - odkształcenie jak i przebiegu π_1 .

Biorąc wartości maksymalne naprężeń π_1 , oraz Y_1 w cyklach ustalonych dla kolejnych amplitud odkształceń plastycznych, na rys.26 pokazano kolejne punkty krzywej szkieletowej. Porównując je z krzywymi dla obciążeń monotonicznych widać, że są one podobne, tyle że krzywe cykliczne przesunięte są w kierunku większych naprężeń. Należy przypuszczać, że krzywa cykliczna dla Y_1 także uzyskuje swoją stałą wartość przy pewnej granicznej amplitudzie odkształceń. Ze względów technicznych nie zostało to jednak doświadczalnie potwierdzone.

Doświadczenie 4 - Cykliczne skręcanie przy zmiennych amplitudach odkształceń plastycznych $\delta^p / \sqrt{3} =$
 $= \pm 0,030, \pm 0,020, \pm 0,010, \pm 0,005$

Próbkę poddano obciążeniom cyklicznie zmiennym przy stopniowo malejących amplitudach odkształceń plastycznych od $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,030$ do $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,005$. Podobnie jak poprzednio, do kolejnej amplitudy przechodzono dopiero po uzyskaniu cyklu ustalonego dla amplitudy poprzedniej. Na rys.27 przedstawiono krzywe cykliczne naprężenie - odkształcenie oraz π_1 dla dwóch kolejnych amplitud odkształceń plastycznych $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,020$ i $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0,010$. Linią ciągłą zaznaczono wielkości dla cyklu 1, natomiast przerywaną dla cyklu ustalonego. Widać, że po ustaleniu cyklu dla amplitudy większej następuje dalsze osłabienie cykliczne materiału przy amplitudzie mniejszej. Dotyczy to zarówno krzywej naprężenie - odkształcenie jak i przebiegu π_1 . Realizuje się ono zasadniczo w pierwszym cyklu.

Na rys. 28 porównano krzywe szkieletowe dla naprężeń, π_1 oraz γ_1 dla amplitud odkształceń plastycznych rosnących (Doświadczenie 3) z krzywymi uzyskanymi w analogiczny sposób dla amplitud kolejno malejących (Doświadczenie 4). Wartości dla cyklu ustalonego dla amplitudy $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.030$ będącej wartością końcową w szeregu amplitud rosnących (od $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.005$ do $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.030$) i dla próbki bez historii (pierwsza amplituda w szeregu amplitud malejących) są takie same. Oznacza to, że cała historia obciążenia cyklicznego dla rosnących amplitud odkształceń plastycznych nie miała wpływu na zachowanie się materiału przy maksymalnej amplitudzie odkształceń zarówno dla naprężeń jak π_1 i γ_1 . Rozchodzenie się obydwu krzywych przy zmniejszeniu amplitudy odkształceń plastycznych od $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.030$ do $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.005$ obrazuje wpływ historii odkształceń cyklicznych przy większych amplitudach na zachowanie się materiału przy amplitudach niższych. Efekt ten można nazwać pamięcią maksymalnych przeciążeń. Historia ma wpływ na wartości naprężeń maksymalnych w cyklach ustalonych oraz π_1 , natomiast wartości γ_1 są od niej niezależne.

Doświadczenie 5 - Wpływ odkształceń cyklicznych na zachowanie się materiału w warunkach monotonicznego obciążenia.

Próbkę poddano obciążeniom cyklicznie zmiennych uzyskując cykle ustalone dla kolejnych odkształceń plastycznych $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.015$ i $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.005$, a następnie skręcano ze stałą prędkością $|\dot{\epsilon}_e^p| = 3,4 \cdot 10^{-4}$ /s. Posługując się techniką kolejnych odciażeń wyznaczono krzywe obciążenia dla π_1 oraz γ_1 . Na rys. 29 porównano je z analogicznymi krzywymi dla materiału bez historii. Wstępne obciążenia cykliczne spowodowały wzmocnienie materiału obserwowane zarówno w wartościach naprężeń jak π_1 i γ_1 . Przy cyklach ustalonych dla końcowej amplitudy odkształceń $\delta^p/\sqrt{3} = \pm 0.005$ maksymalne wartości dla π_1 , τ i γ_1 oznaczono kolejno symbola-

mi $\pi_1^{0.5}$, $\tau^{0.5}$, $\gamma_1^{0.5}$. Przesuwając następnie uzyskane krzywe monotoniczne do punktów odpowiadających wartościom $\pi_1^{0.5}$ i $\gamma_1^{0.5}$ na krzywej monotonicznej dla materiału bez historii można zauważyć że obie krzywe pokrywają się.

Doświadczenie 6 - Wpływ wstępnej deformacji plastycznej na zachowanie się materiału przy obciążeniach cyklicznie zmiennych.

Próbkę poddano wstępnym odkształceniom plastycznym $\delta^P / \sqrt{3} = 0.092$, a następnie odkształcano cyklicznie przy amplitudzie odkształceń plastycznych $\delta^P / \sqrt{3} = \pm 0.015$. Krzywe cykliczne naprężenie - odkształcenie oraz π_1 przedstawiono na rys.30. Po wzmocnieniu spowodowanym odkształceniem plastycznym naprężenie ulega stopniowej relaksacji na kierunku pokrywającym się z kierunkiem predeformacji. Na kierunku przeciwnym zarówno krzywa cykliczna naprężenie - odkształcenie jak i π_1 od razu przyjmują ostateczny kształt.

3.2.1.3. Wnioski

Na podstawie przedstawionych wyników można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Ogólny charakter zmian π_1 w czasie obciążeń cyklicznych jest zasadniczo ustalony po pierwszym pełnym cyklu i potem zmienia się nieznacznie. Kształt pętli histerezy dla π_1 jest podobny do kształtu cyklu ustalonego dla naprężeń ($\gamma_1 = \text{const.}$). Nie zaobserwowano zanikania pętli histerezy dla π_1 .
2. Kształty krzywych monotonicznych i szkieletowych dla naprężeń, π_1 i γ_1 są podobne z tym, że krzywa szkieletowa przesunięta są w kierunku większych naprężeń.
3. Nie obserwuje się wpływu historii obciążeń cyklicznych na γ_1 w stanach ustalonych. W takich stanach γ_1 jest funkcją jedynie amplitudy odkształceń plastycznych.

4. Obserwuje się niewielki wpływ historii odkształceń cyklicznych na maksymalne wartości naprężeń i π_1 w cyklach ustalonych. Efekt ten można określić jako pamięć maksymalnych przeciążeń.
5. Obciążenia cykliczne po wstępnej deformacji plastycznej powodują jednostronną relaksację obserwowaną na krzywej naprężenie - odkształcenie oraz krzywej π_1 - odkształcenie.

Jak już wspomniano poprzednio, model zaproponowany przez Z. Mroza dobrze opisuje krzywą naprężenie - odkształcenie przy obciążeniach cyklicznych. Przedstawione wyniki dodatkowych badań wykazały, że także dobrze przewidziany został ruch środka powierzchni plastyczności π_1 będącej makroskopową miarą mikronaprężeń. W modelu założono, że kształt π_1 w stanach ustalonych podobny jest do krzywej zewnętrznej ($\gamma_1 = \text{const.}$), co zostało zaobserwowane doświadczalnie. Potwierdziły także najistotniejszą cechę modelu tzn. efekt pamięci maksymalnych przeciążeń. Można więc powiedzieć, że proponowana teoria ujmuje podstawowe cechy zachowania się materiału. Do elementów wymagających usprawnienia opisu należy zaliczyć:

1. opis stanów przejściowych - Po ustaleniu się cyklu dla jednej amplitudy model przewiduje natychmiastowe ustalenie się cyklu przy nowej amplitudzie odkształceń cyklicznych. Przedstawione wyniki pokazują, że zarówno przy wzroście amplitudy jak i przy jej zmniejszeniu występuje okres przejściowy (wzmocnienie lub osłabienie cykliczne) obserwowany zarówno dla przebiegu środka powierzchni plastyczności π_1 jak i jej promienia γ_1 . Natomiast predeformacja plastyczna powoduje, że krzywe cykliczne naprężenie - odkształcenie oraz π_1 w stanie przejściowym są niesymetryczne i relaksacja naprężeń następuje tylko z jednej strony, pokrywającej się z kierunkiem wstępnej deformacji.
2. uwzględnienie historii obciążeń (wpływ historii obciążenia) obserwowany jest przede wszystkim w przebiegu środka powierzchni plastyczności natomiast wielkość jej promienia

Y_1 zależna jest jedynie od amplitudy.

3.3. Prawo pełzania dla materiałów z pamięcią maksymalnych przeciążeń

3.3.1. Wstęp

Wykorzystując główne koncepcje modelu przedstawionego w p.3.2., którego dodatkowe sprawdzenie pokazano w p.3.2.1. oraz korzystając z wyników pokazanych w pracy [21, 43] (p.2.3.3) zaproponowano, przedstawiony poniżej, model pełzania z pamięcią maksymalnych przeciążeń.

W większości fenomenologicznych teorii pełzania dla metali zakłada się, że prędkość pełzania zależy od tensora naprężenia oraz parametrów wzmocnienia [np. 20, 27, 59]. Wykorzystując koncepcje teorii plastyczności izotropowego i kinematycznego wzmocnienia przyjmuje się, że izotropowe wzmocnienie reprezentowane jest przez monotonicznie rosnący skalarny parametr λ proporcjonalny do akumulowanego plastycznego lub lepkiego odkształcenia. Natomiast wzmocnienie kinematyczne reprezentowane jest przez tensorowy parametr α_{ij} określany jako naprężenia wewnętrzne. Prawo ewolucji α_{ij} może opisywać zarówno proces wzmocnienia jak i zdrowienia (recovery) w materiale. W pracy [43] przedstawiono prawo pełzania bazujące na tych samych założeniach lecz różniące się od poprzednich uwzględnieniem pamięci maksymalnych przeciążeń z poprzedzającej historii obciążenia. Została ona uwzględniona przez wprowadzenie skalarnej miary naprężeń wewnętrznych α_{ij} dla których założone różne prawa ewolucji rozróżniają proces obciążenia i odciążenia. Złożone zjawiska pełzania występujące przy stałych i zmiennych obciążeniach, a w szczególności efekt wstępnego wzmocnienia wywołany pełzaniem przy wyższych naprężeniach, mogą być opisane przy pomocy tego modelu.

Przedstawiona poniżej propozycja jest uzupełnieniem i rozwinięciem tej koncepcji. Uwzględniono w niej odkształcenia sprężyste i plastyczne przyjmując, że całkowita deformacja

jest sumą odkształceń sprężystych, plastycznych i pełzania:

$$(99) \quad \epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^e + \epsilon_{ij}^p + \epsilon_{ij}^c$$

Wprowadzono w niej także efekt izotropowego wzmocnienia oraz uproszczono prawo ewolucji naprężeń wewnętrznych α_{ij} . Założono, że wyrażone jest ono jako suma dwóch niezależnych procesów pełzania: obciążenia i reorientacji oraz zawiera człon opisujący naprężenia wewnętrzne powstałe w wyniku deformacji plastycznej:

$$(100) \quad \dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(l)} + \dot{\alpha}_{ij}^{(r)} + \dot{\alpha}_{ij}^{(p)}$$

gdzie $\alpha_{ij}^{(l)}$ - opisuje proces obciążenia

$\alpha_{ij}^{(r)}$ - opisuje proces reorientacji

$\alpha_{ij}^{(p)}$ - wpływ deformacji plastycznej

uwzględniając w ten sposób wpływ odkształceń plastycznych na proces pełzania.

Natomiast izotropowa funkcja wzmocnienia $h(\alpha^{(r)})$ wpływa na prędkość deformacji opisując dodatkowe wzmocnienie wywołane procesem reorientacji.

Model ten zastosowano do opisu doświadczeń w złożonym stanie naprężenia przy obciążeniach cyklicznie zmiennych dla miedzi w temp. 300°C [43] oraz stali nierdzewnej 304 w temp. 600°C [59], a także do opisu wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie stali nierdzewnej 316 w temp. 650°C [36] oraz miedzi.

W pracy ograniczono się do przedstawienia i szczegółowej dyskusji jedynie opisu procesu pełzania, przyjmując, że odkształcenia sprężyste i plastyczne ujęte są znanymi zależnościami teorii sprężystości i plastyczności. Tak też przedstawione są wyniki doświadczeń, w których pokazano jedynie odkształcenia pełzania.

3.3.2. Prawo pełzania

Opis konstytutywny modelu składa się z trzech głównych elementów: prawo pełzania, ewolucja parametrów stanu i prawo pamięci, które zostaną kolejno omówione.

Rozpatrzmy potencjał pełzania w formie

$$(101) \quad W = \frac{\mu}{n+1} (f - \sigma_p)^{n+1}$$

i prawo pełzania:

$$(102) \quad \begin{aligned} \dot{\epsilon}_{ij}^c &= \frac{\partial W}{\partial \sigma_{ij}} = \mu (f - \sigma_p)^n \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} & \text{dla } f - \sigma_p > 0 \\ \dot{\epsilon}_{ij}^c &= 0 & \text{dla } f - \sigma_p \leq 0 \end{aligned}$$

gdzie μ i n są stałymi materiałowymi, natomiast f jest jednorodną funkcją rzędu pierwszego naprężeń efektywnych $\bar{s}_{ij} = s_{ij} - \alpha_{ij}$, gdzie s_{ij} jest dwiwartorem naprężenia, α_{ij} jest tensorem naprężeń wewnętrznych, natomiast σ_p oznacza granicę pełzania.

Równanie (101) wskazuje, że można rozróżnić obszar, w którym pełzanie nie występuje $f - \sigma_p \leq 0$ wewnątrz którego mamy tylko sprężyste przyrosty odkształceń i obszar $f - \sigma_p > 0$ leżący na zewnątrz, w którym możemy mieć do czynienia z odkształceniami lepkimi, plastycznymi i sprężystymi. Założymy, że f jest funkcją płynięcia Hubera-Mises'a w formie:

$$(103) \quad f = \bar{\sigma}_e = \left[\frac{3}{2} (s_{ij} - \alpha_{ij})(s_{ij} - \alpha_{ij}) \right]^{1/2}$$

gdzie kropka pomiędzy dwoma symbolami oznacza ich wynik składowy (ślad dwóch tensorów). Prawo (102) przyjmuje teraz postać:

$$(104) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \mu (f - \sigma_p)^{n-1} \frac{3(s_{ij} - \alpha_{ij})}{2f} \quad \text{dla } f - \sigma_p > 0$$

$$\dot{\epsilon}_{ij}^c = 0 \quad \text{dla } f - \bar{\sigma}_p \leq 0$$

a dla $\bar{\sigma}_p = 0$:

$$(105) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \mu f^{(n-1)} \frac{3}{2} (S_{ij} - \alpha_{ij})$$

Chcąc ująć jedynie podstawowe własności materiału zarówno w [43] jak i tutaj przyjęto $\bar{\sigma}_p = 0$ tzn. założono, że obszar w którym $\dot{\epsilon}_{ij}^c = 0$ skurczył się do punktu. Naprężenia wewnętrzne α_{ij} stają się jedyną zmienną stanu i w zasadzie kinematyczne jest jedynym mechanizmem rządzącym procesem palzenia.

W celu uwzględnienia efektu wzmocnienia izotropowego wprowadzono skalarną funkcję wzmocnienia h w postaci:

$$(106) \quad W = \frac{\mu}{(n+1)h} f^{(n+1)}$$

w związku z czym równanie (105) przyjmuje formę:

$$(107) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = \frac{\partial W}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{\mu}{h} f^{(n-1)} \frac{3}{2} (S_{ij} - \alpha_{ij})$$

Funkcja h jest więc dodatkowym parametrem powodującym zmniejszenie prędkości palzenia spowodowane izotropowym wzmocnieniem. Wprowadzenie h lub $\bar{\sigma}_p$ w (107) powoduje podobny efekt. Wydaje się jednak, że prawo (107) jest prostsze aniżeli (104).

Przed zaproponowaniem prawa ewolucji dla α_{ij} i h wprowadźmy miarę maksymalnych przeciążeń w postaci skalarnej normy α_e :

$$(108) \quad \alpha_e = \left(\frac{3}{2} \alpha_{ij} \alpha_{ij} \right)^{1/2}$$

i maksymalną wartość α_e uzyskaną podczas procesu palzenia oznaczymy:

$$(109) \quad \alpha_m = \sup_{0 < s < t} \alpha_e(t-s)$$

W momencie przyłożenia naprężenia w czasie $t = 0$ do materiału bez historii α_e rośnie od swojej początkowej wielkości i wtedy $\dot{\alpha}_e = \dot{\alpha}_m$, $\alpha_e = \alpha_m$. Gdy następnie realizowane jest częściowe lub całkowite odciążenie to, po uzyskaniu maksymalnej wartości $\alpha_e = \alpha_m$, norma (109) ulega zmniejszeniu ($\alpha_e < \alpha_m$) i maksymalna wartość α_m pozostaje w pamięci materiału. Zaczyna się proces pełzania dla którego prawa ewolucji są inne aniżeli te dla obciążenia początkowego. Można więc rozróżnić dwa typy procesów:

$$\text{proces aktywny:} \quad \dot{\alpha}_e = \dot{\alpha}_m > 0, \quad \alpha_e = \alpha_m$$

(110)

$$\text{proces bierny} \quad \alpha_e < \alpha_m \quad \text{lub} \quad \alpha_e = \alpha_m, \quad \dot{\alpha}_e < 0$$

Założono, że prawo ewolucji α_{ij} jest sumą dwóch niezależnych procesów wewnętrznych: obciążenia i reorientacji oraz parametru opisującego naprężenia wewnętrzne powstałe w wyniku deformacji plastycznej (równ.100):

$$(111) \quad \dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(1)} + \alpha_{ij}^{(r)} + \alpha_{ij}^{(p)}$$

gdzie $\alpha_{ij}^{(r)}$ może występować zarówno w procesie aktywnym jak i biernym. Niech prawo ewolucji dla $\alpha_{ij}^{(1)}$ będzie opisane zależnością:

$$(112) \quad \alpha_{ij}^{(1)} = C^{(1)} (\dot{\lambda})^{kl} \beta_{ij}^{(1)}$$

gdzie

$$(113) \quad \dot{\lambda} = (2/3 \dot{\epsilon}_{ij}^c \dot{\epsilon}_{ij}^c)^{1/2}$$

$\beta_{ij}^{(t)}$ jest wektorem określającym kierunek ewolucji natomiast $C^{(t)}$ jest funkcją materiału. Efekt zdrowienia (recovery) będzie zawarty w funkcji $C^{(t)} = C^{(t)}(\alpha_{ij}, \bar{\sigma}_{ij})$ tak, że stan ustalony może być uzyskany dla każdego poziomu naprężenia.

Na rys. 31 przedstawiono, w przestrzeni naprężeń, ewolucje parametru α_{ij} dla pełzania przy zmiennym stanie naprężenia bez uwzględnienia wpływu deformacji plastycznej. Rozpatrzmy najpierw przypadek przyłożenia, do materiału bez historii, stanu naprężenia reprezentowanego przez punkt P_1 .

Rozpoczyna się proces pełzania opisany równaniem (107).

Dla procesu aktywnego, przy proporcjonalnej drodze obciążenia

$\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(t)}$, $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$. $\alpha_{ij}^{(t)}$ określone jest równaniem (112) gdzie:

$$(114) \quad \beta_{ij}^{(t)} = \frac{S_{ij} - \alpha_{ij}}{[\frac{1}{2}(S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij})]^{1/2}}$$

Gdy następnie stan naprężenia zostanie zmieniony z P_1 do P_2 wektor $\beta_{ij}^{(t)}$ zmienia swój kierunek i ewolucja $\alpha_{ij}^{(t)}$ trwa nadal zgodnie z (112). W tym samym momencie rozpoczyna się także wewnętrzny proces reorientacji opisany parametrem $\alpha_{ij}^{(r)}$. Pojawia się on zawsze w momencie gdy droga α_{ij} zmienia swój poprzedni kierunek. Prawo ewolucji dla $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$ opisuje równanie podobne do (112) :

$$(115) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = C^{(r)}(\tilde{\lambda})^{KE} \beta_{ij}^{(r)}$$

gdzie $\tilde{\lambda}$ opisane jest równaniem (113), $C^{(r)}$ jest funkcją materiału, natomiast $\beta_{ij}^{(r)}$ określa kierunek ewolucji $\alpha_{ij}^{(r)}$.

Na rys. 31 pokazano, że dla punktu P_2 leżącego na zewnątrz obszaru $\phi(\alpha_{max}) = 0$ wektor $\beta_{ij}^{(r)}$ ma ten sam kierunek jak wektor $A_1 A_2$ gdzie A_2 leży na linii OP_2 i na powierzchni maksymalnego przeciążenia $\phi(\alpha_{max}) = 0$. Natomiast wektor $\beta_{ij}^{(t)}$ jest skierowany wzdłuż $A_1 P_2$ i ewolucja α_{ij} następuje wzdłuż $A_1 B_2$. Gdy stan naprężenia zostanie następnie zmieniony do P_3 , nowe kierunki $\beta_{ij}^{(t)}$ i $\beta_{ij}^{(r)}$ wzdłuż $B_2 P_3$ i

$B_2 A_3$ określają ewolucje α_{ij} . Bierny proces palzenia ma miejsce do momentu kiedy punkt naprężeń wewnętrznych osiągnie powierzchnie maksymalnego przeciążenia $\phi(\alpha_{max}) = 0$. Następnie kontynuowany jest proces aktywny. W przypadku zmiany naprężeń tak, że punkt P leży wewnątrz obszaru $\phi(\alpha_{max}) = 0$, zakłada się, że ewoluują $\alpha_{ij}^{(r)}$ następuje wzdłuż linii łączącej punkt reprezentujący naprężenie z punktem aktualnych naprężeń wewnętrznych, natomiast ewolucja $\alpha_{ij}^{(l)}$ nie następuje. Można więc zapisać:

$$(116) \quad \beta_{ij}^{(r)} = \frac{S_{ij} - \alpha_{ij}}{[\frac{3}{2}(S_{ij} - \alpha_{ij})(S_{ij} - \alpha_{ij})]^{1/2}} \quad \text{dla } \sigma_e = (\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij})^{1/2} < \alpha_m$$

$$(117) \quad \beta_{ij}^{(r)} = \frac{S_{ij}^* - \alpha_{ij}}{[\frac{3}{2}(S_{ij}^* - \alpha_{ij})(S_{ij}^* - \alpha_{ij})]^{1/2}} \quad \text{dla } \sigma_e \geq \alpha_m$$

gdzie

$$S_{ij}^* = S_{ij} \frac{\alpha_m}{\sigma_e}$$

Do ostatecznego opisu prawa wzmocnienia w procesie obciążenia i reorientacji brakuje wyspecyfikowania funkcji $C^{(l)}$ i $C^{(r)}$. Załóżmy, że dla procesu aktywnego α_m dąży do asymptotycznej wartości α_f będącej funkcją niezmiennika stanu naprężenia $\sigma_e = [\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}]^{1/2}$. Oznacza to, że dla każdego poziomu naprężenia uzyskuje się ustalony proces palzenia w momencie $\alpha_f = \alpha_e$. α_f odpowiada tu koncepcji naprężenia tarcia dyskutowanej w pracy [60]. Kiedy α_m uzyska pewną wartość, a potem nastąpi zmiana naprężenia tak, że nowa wartość α_f jest mniejsza niżeli α_m , wtedy α_m zostanie zapamiętane i $\alpha_{ij}^{(l)} = 0$. Można więc zapisać:

$$(118) \quad C^{(l)} = A (\alpha_f - \alpha_m)^{kl} \quad \text{dla} \quad \alpha_f \geq \alpha_m$$

$$C^{(l)} = 0 \quad \text{dla} \quad \alpha_f < \alpha_m$$

gdzie A i kl są stałymi materiałowymi. Dla procesu reorientacji funkcje $C^{(r)}$ opisują zależności:

$$(119) \quad C^{(r)} = B \cdot \sigma_R^*$$

gdzie

$$(120) \quad \sigma_R = \left[\frac{3}{2} (S_{ij}^* - \alpha_{ij}) (S_{ij}^* - \alpha_{ij}) \right]^{1/2}$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} \frac{\alpha_m}{\sigma_e} \quad \alpha_m < \sigma_e$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} \quad \alpha_m \geq \sigma_e$$

a B i K są stałymi materiałowymi.

Prawa ewolucji dla $\dot{\alpha}_{ij}^{(l)}$ i $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$ mają więc postać:

$$(121) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = A (\alpha_f - \alpha_m) (\dot{\lambda})^{kl} \beta_{ij}^{(l)} \quad \alpha_f > \alpha_m$$

$$\dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = 0$$

i

$$(122) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = B (\sigma_R)^K (\dot{\lambda})^{KE} \beta_{ij}^{(r)} = B \left[\frac{3}{2} (S_{ij}^* - \alpha_{ij}) (S_{ij}^* - \alpha_{ij}) \right]^{K/2} (\dot{\lambda})^{KE} \beta_{ij}^{(r)}$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} \frac{\alpha_m}{\sigma_e} \quad \text{dla} \quad \alpha_m < \sigma_e$$

$$S_{ij}^* = S_{ij} \quad \text{dla} \quad \alpha_m \geq \sigma_e$$

gdzie A, B, K, K, K są stałymi materiałowymi.

Parametr $\alpha_{ij}^{(p)}$ opisuje wpływ deformacji plastycznej i jest miarą naprężeń wewnętrznych powstałych w jej wyniku. Jego równanie ewolucji określano w teorii plastyczności postulując różne zależności [np. 44, 61, 62]. Ponieważ przedstawione w niniejszej pracy wyniki doświadczeń dotyczą wpływu na proces pełzania proporcjonalnych predeformacji plastycznych, do ich opisu posługiwano się uproszczonym równaniem:

$$(123) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(p)} = \frac{C^{(p)} \cdot \dot{\epsilon}_e^p}{1 + \lambda^{(p)}} \beta_{ij}^{(i)}$$

gdzie

$$\lambda^p = m \int \epsilon_e^p (m-1) d\epsilon_e^p$$

$$\epsilon_e^p = \left(\frac{2}{3} \epsilon_{ij}^p \epsilon_{ij}^p \right)^{1/2}$$

$\beta_{ij}^{(i)}$ jest wektorem określającym kierunek ewolucji opisany równaniem (113), natomiast $C^{(p)}$ i m są stałymi materiałowymi.

Przy takim opisie ewolucji parametru α_{ij} widać, że po każdej zmianie naprężenia uzyskiwany jest, po pewnym czasie, stan ustalony, w którym kierunki główne tensora naprężenia i prędkości odkształcenia pokrywają się.

Pozostało już teraz tylko określenie funkcji wzmocnienia izotropowego h . Założono, że wartość jej ulega wzrostowi tylko gdy $\alpha_f \geq \alpha_m$, gdzie α_m zostało określone w poprzedzającej historii materiału. Tak więc:

$$(124) \quad \begin{aligned} h &= h^{(r)} = \frac{1 + \beta \alpha_a}{1 + \gamma \alpha_a} & \text{dla} & \quad \alpha_f \geq \alpha_m \\ h &= 0 & \text{dla} & \quad \alpha_f < \alpha_m \end{aligned}$$

gdzie

$$\alpha_a = \int_0^{\beta} \left(\frac{3}{2} \dot{\alpha}_{ij}^{(n)} \dot{\alpha}_{ij}^{(n)} \right) dt$$

natomiast β i δ są parametrami materiałowymi gdzie $\beta > \delta$. $h = 1$ dla $\alpha_a = 0$ i $h = \beta/\delta > 1$ dla $\alpha_a = \infty$. Tak więc materiał wykazuje dodatkowe wzmocnienie spowodowane reorientacją naprężeń wewnętrznych dla dostatecznie wysokiego poziomu naprężenia ($\alpha_f \geq \alpha_m$). Ponieważ $\alpha_f = \alpha_f(\bar{\epsilon}_e)$ zmniejszenie naprężenia przyłożonego może być takie, że nowe $\alpha_f < \alpha_m$ i wtedy ewolucja h zostaje zatrzymana.

3.3.3. Opis pełzania miedzi poddanej obciążeniom cyklicznym (rozciąganie - skręcanie)

Zastosujemy wyprowadzone równania konstytutywne dla przypadku płaskiego stanu naprężenia z dwoma niezerowymi składowymi $\bar{\sigma}_x \neq 0$ i $\bar{\tau}_{xy} \neq 0$. Taki stan realizowany jest w cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu. Przewidywania modelu zostaną następnie porównane z wynikami badań doświadczalnych przedstawionych w punkcie 3.1.

Potencjał pełzania wyrażony jest:

$$(125) \quad W = \frac{\mu}{(n+1)h} \bar{\epsilon}_e^{(n+1)}$$

gdzie

$$(126) \quad \bar{\epsilon}_e = \left[\frac{3}{2} (s_{ij} - \alpha_{ij})(s_{ij} - \alpha_{ij}) \right]^{1/2}$$

i prawo pełzania przyjmuje teraz postać:

$$(127) \quad \frac{\dot{\epsilon}_{ij}^c}{\dot{\epsilon}_0} = \frac{1}{h} \cdot \frac{3}{2} \left(\frac{\bar{\epsilon}_e}{\bar{\epsilon}_0} \right)^{n-1} \frac{s_{ij} - \alpha_{ij}}{\bar{\sigma}_0}$$

gdzie $\dot{\epsilon}_0$ i $\bar{\sigma}_0$ są stałymi materiałowymi. Efekt maksymalnego przeciążenia opisany jest skalarną wielkością:

$$(128) \quad \alpha_e = (\frac{3}{2} \alpha_{ij} \alpha_{ij})^{1/2}$$

a prawa ewolucji parametru kinematycznego dla procesu obciążenia oraz reorientacji wyrażają zależności:

$$(129) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = A (\alpha_f - \alpha_e) (\dot{\epsilon}_e)^{Kl} \beta_{ij}^{(l)}$$

$$(130) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = B (\sigma_R)^K (\dot{\epsilon}_e)^{KE} \beta_{ij}^{(r)}$$

a dla deformacji plastycznej:

$$(131) \quad \dot{\alpha}_{ij}^{(p)} = \frac{C^{(p)} \cdot \dot{\epsilon}_e^P}{1 + \lambda^{(p)}} \beta_{ij}^{(l)}$$

Przedyskutujemy teraz przewidywania przedstawionego modelu dla obciążeń zmiennych, w płaskim stanie naprężenia, których historię pokazano na rys. 9. Podobnie jak poprzednio, stan naprężenia dobrano tak, że dla obciążeń proporcjonalnych moduły prędkości odkształceń osiowych ($\dot{\epsilon}_x$) i postaciowych ($\dot{\epsilon}_{xy}$) są sobie równe.

1. obciążenie początkowe ($\sigma_x = \sigma_x^3$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^3$) - materiał wytarzony

W chwili $t = 0$ materiał poddano obciążeniom reprezentowanym przez punkt P_3 (rys. 32). Rozpoczyna się pełzanie opisane równaniem (127). Dla procesu aktywnego, przy proporcjonalnej drodze obciążenia $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(l)}$, $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$ i ewolucja parametru wewnętrzznego przebiega zgodnie z równaniem (121) (początkowo $\alpha_{ij} = 0$). Kierunek jej wyznacza wektor $\beta_{ij}^{(l)}$. Proces ten ulega zahamowaniu w momencie osiągnięcia punktu A_3 , w którym $\alpha_e = \alpha_m = \alpha_f$ i $\dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = 0$ (równ. 121). Na krzywej pełzania widoczny jest tzw. I okres przechodzący w stan ustalony dla $\alpha_{ij} = \text{const.}$

2. ponowne obciążenie ($\sigma_x = \sigma_x^4$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$) ,

Wzrost naprężenia do P_4 (rys.33) powoduje ustalenie nowej wielkości $\alpha_f = \alpha_f(P_4) > \alpha_m$ i rozpoczyna się nowy proces ewolucji $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(1)} + \dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$, gdzie $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$ (równ.122) , który ustaje z chwilą osiągnięcia punktu A_4 ($\alpha_e = \alpha_m = \alpha_f(P_4)$, $\dot{\alpha}_{ij}^{(1)} = 0$). Na krzywych pełzania odpowiada to pojawieniu się nowego okresu przejściowego kończącego się uzyskaniem stanu ustalonego.

3. odciążenie ($\sigma_x = \sigma_x^2$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^2$)

Po odciążeniu do stanu reprezentowanego przez punkt P_2 (rys.34) $\alpha_f(P_2) < \alpha_m$, $\alpha_m < \sigma_e$ i $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(1)} + \dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$ ($\dot{\alpha}_{ij}^{(1)} = 0$, równ.121; $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$, równ.122). Parametr wewnętrzny nie ulega ewolucji ($\alpha_{ij} = \text{const}$) i materiał pełza ze stałą prędkością określoną równ. (127) (na krzywej pełzania nie występuje stan przejściowy) . Ponieważ parametr wewnętrzny α_{ij} jest taki sam jak dla poprzedniego, większego obciążenia, prędkość deformacji jest mniejsza aniżeli dla materiału "dziewiczego" w stanie ustalonym przy tym samym naprężeniu ($\alpha_e = \alpha_m > \alpha_f(P_2)$).

4. ponowne odciążenie ($\sigma_x = \sigma_x^0$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^0$)

Po ponownym odciążeniu (rys. 35) punkt reprezentujący nowy poziom naprężenia (P_0) znajduje się "wewnątrz" powierzchni α_m . $\dot{\alpha}_{ij}^{(1)} = 0$ (równ. 121) , natomiast ewolucje parametru $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$ opisuje równanie (122) . Ponieważ $\alpha_{ij} > S_{ij}$ (równ.127) na krzywej pełzania widoczne jest "pełzanie do tyłu" ustające w momencie gdy $\alpha_{ij} = S_{ij}$.

5. ponowne obciążenie ($\sigma_x = \sigma_x^4$, $\tau_{xy} = \tau_{xy}^4$)

Po obciążeniu materiału naprężeniem reprezentowanym przez punkt P_4 (rys. 36) rozpoczyna się pełzanie opisane równaniem (127). Dla procesu aktywnego, przy proporcjonalnej drodze

obciążenia, $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(R)}$, $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$ i ewolucja parametru wewnętrznego przebiega zgodnie z równaniem (121). Ponieważ $\alpha_f(P_4) = \alpha_m$; jeżeli α_{ij} pod koniec poprzedniego procesu było $\alpha_{ij} = 0$, proces ten jest taki sam jak dla materiału "dziewiczego" poddanego obciążeniom P_4 (równ. 121). Na krzywej pełzania widoczny jest I okres przechodzący w stan ustalony z chwilą osiągnięcia punktu A_4 , leżącego na powierzchni $\alpha_f(P_4) = \alpha_m$. Prędkość odkształceń ($\dot{\epsilon}_{ij}^c$) w II okresie pełzania dla tego obciążenia i obciążenia P_4 osiągniętego na drodze opisanej w p.2 są takie same.

6. zmiana kierunku głównego tensora naprężenia (rys.37)

W momencie zmiany naprężenia do punktu P_5 ($\sigma_x = \sigma_x^A$, $\tau_{xy} = -\tau_{xy}^A$). $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0$ ($\alpha_e = \alpha_m$ - równ. 121) i ewolucja parametru wewnętrznego określona jest równaniem: $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$ (równ. 122). Proces ten kończy się z chwilą osiągnięcia punktu A_5 . Na krzywej pełzania, opisanej równ. (127), widoczny jest "okres chwilowego osłabienia", obserwowany zarówno dla odkształceń osiowych jak i postaciowych, kończący się osiągnięciem nowego stanu ustalonego. W przedstawionym przykładzie odkształcenia postaciowe okresu przejściowego są znacznie większe aniżeli osiowe. Zgodnie z równ. (124) proces reorientacji naprężeń wewnętrznych (dla $\alpha_f \geq \alpha_m$) powoduje wzmocnienie materiału opisanego wielkością skalarną h (równ. 127). Moduły składowych tensora prędkości pełzania ustalonego dla naprężeń P_4 i P_5 nie będą więc sobie równe.

Przedyskutujemy jeszcze dodatkowo dwa efekty uwzględniane przez proponowaną teorię: efekt pamięci maksymalnych przeciążeń pełzania oraz wpływ predeformacji plastycznej, na podstawie programów obciążeń pokazanych na rys. 38 i 39.

1) . efekt pamięci

Materiał wytarzony obciążony stanem naprężenia reprezentowanym przez punkt P_1 (rys. 38) . Dla procesu aktywnego, przy proporcjonalnej drodze obciążenia, $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(1)}$, $\dot{\alpha}_{ij}^{(2)} = 0$ i ewolucja parametru wewnętrznego przebiega zgodnie z równaniem (121) . Proces ten ulega zahamowaniu w momencie osiągnięcia punktu A_1 , w którym $\alpha_e = \alpha_m = \alpha_f$. Na krzywej pełzania opisanej równ. (127) widoczny jest tzw. I okres przechodzący w stan ustalony dla $\dot{\alpha}_{ij} = \text{const}$. Zmiana naprężenia do P_2 ($\sigma_e(P_2) > \sigma_e(P_1)$) powoduje ponowne rozpoczęcie ewolucji $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(1)} + \dot{\alpha}_{ij}^{(2)}$. Oba procesy, obciążenia i reorientacji, opisane są kolejno równaniami (121) i (122) . Ponieważ $\alpha_f(P_2) > \alpha_m$, temu ostatniemu towarzyszy wzmocnienie opisane skalarnym parametrem h (równ. 124) . Ewolucja kończy się w momencie osiągnięcia punktu A_2 , w którym $\alpha_e = \alpha_m = \alpha_f(P_2)$. Na krzywej pełzania widoczny jest I okres pełzania przechodzący w stan ustalony z chwilą gdy $\dot{\alpha}_{ij} = 0$. Ewolucje parametru wewnętrznego po zmianie obciążenia ponownie do P_1 opisuje zależność $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(2)} < \dot{\alpha}_{ij}^{(1)} = 0$, gdyż $\alpha_f(P_1) < \alpha_m = \alpha_f(P_2)$ (równ. 121) . Proces ten ustaje w momencie osiągnięcia punktu A_1 , leżącego na powierzchni α_m . Na krzywej pełzania (równ. 127) widoczny jest okres "chwilowego osłabienia" przechodzącego w stan ustalony. Efekt pamięci manifestuje się w tym programie dwójako:

a) procesowi reorientacji przy ponownej zmianie naprężenia do P_1 nie towarzyszy wzmocnienia opisane parametrem h (równ. 124, $\alpha_f < \alpha_m$)

b) prędkość pełzania ustalonego jest mniejszą aniżeli dla tego samego poziomu naprężenia przy obciążeniu początkowym ($A_1 \neq A_1'$) .

Wzrost obciążenia do P_3 , dla którego $\alpha_f(P_3) > \alpha_m$ powoduje "wymazanie" poprzedniej historii w momencie gdy $\alpha_e = \alpha_m$.

ii/ wpływ predeformacji plastycznej

Na rys. 39 pokazano historie obciążenia, w której program pełzania poprzedzono predeformacją plastyczną P_0 . Towarzyszy jej ewolucja parametru wewnętrznego $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(p)}$ opisana równaniem (123). Po odciążeniu i ponownym obciążeniu (w krótkim przedziale czasu) naprężeniami P_1 , $\dot{\alpha}_{ij} = 0$ ($\dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = 0 - \alpha_m > \alpha_f(P_1)$ równ. 121; $\dot{\alpha}_{ij}^{(r)} = 0 -$ równ.122) i prędkość pełzania przyjmuje stałą wartość (nie widać I okresu). Zmiana naprężenia do P_2 powoduje ewolucje parametru wewnętrznego $\dot{\alpha}_{ij} = \dot{\alpha}_{ij}^{(r)}$ ($\dot{\alpha}_{ij}^{(l)} = 0$ gdyż $\alpha_m > \alpha_f(P_2)$, równ. 121), która ustaje w momencie osiągnięcia punktu A_2 . Ponieważ $\alpha_m > \alpha_f(P_2)$, procesowi reorientacji nie towarzyszy wzmocnienie opisane parametrem h (równ.127). Na krzywej pełzania widoczny jest okres "chwilowego osłabienia" zarówno dla odkształceń osiowych jak i postaciowych. Efekt pamięci w przedstawionym programie obciążeń i manifestuje się w następujących elementach:

- a) procesowi reorientacji nie towarzyszy wzmocnienie,
- b) prędkość pełzania ustalonego zarówno w punkcie P_1 jak i P_2 jest mniejsza niżeli dla materiału "dziewiczego" przy tych samych poziomach obciążenia
($\alpha_e = \alpha_m > \alpha_f(P_1)$ i $\alpha_e = \alpha_m > \alpha_f(P_2)$)
- c) przy obciążeniu początkowym nie obserwuje się I okresu pełzania.

Jak widać, przedstawiony model jakościowo dobrze opisuje zachowanie materiału, przy obciążeniach zmiennych w złożonym stanie naprężenia.

Porównując jego przewidywania z przewidywaniami koncepcji dyskutowanych w p.2.3.5 (rys. 9) można zauważyć, że gorzej opisuje efekty występujące przy niewielkim odciążeniu z jednoczesnym zachowaniem kierunków głównych tensora naprężenia (rys.34). Model przewiduje natychmiastowe uzyskanie prędkości pełzania odpowiadającej nowemu poziomowi naprężenia. Wyniki eksperymentalne wykazują natomiast, że zaraz po odciążeniu

następuje pewien okres przejściowy (różny w zależności od badanego materiału) przechodzący stopniowo w stan ustalony dla nowego obciążenia. Na rys. 40 ([60]) pokazano krzywe pełzania dla miedzi w temp. 686°K przy kolejnych odciążeniach w jednoosiowym stanie naprężenia. Przy spadku naprężenia o ok. 17% okres przejściowy trwa ok. 50 sec i wpływ tego efektu na krzywą pełzania jest niewielki.

Prezentowany model opisuje natomiast efekt pamięci maksymalnych przeciążeń i predeformacji plastycznej. W tym ostatnim przypadku ujmuje jakościowo efekty związane z wpływem odkształceń plastycznych na późniejsze pełzanie pokazane w pracy [36]. Ze względu na niewielką ilość wyników doświadczalnych, nie uwzględniono w nim jednak zjawiska anizotropii (niepokrywanie się kierunków głównych tensora naprężenia i prędkości odkształcenia) występującego przy dużych predeformacjach.

Ponadto, przyjęcie prawa ewolucji parametru wewnętrznego α_{ij} jako sumy dwóch procesów pełzania: obciążenia i reorientacji ($\alpha_{ij} = \alpha_{ij}^{(1)} + \alpha_{ij}^{(2)}$) sprawia, iż należy spodziewać się lepszego opisu, aniżeli w innych teoriach, okresu przejściowego związanego z "chwilowym osłabieniem materiału" obserwowanym na krzywej pełzania przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia.

Jak już wspomniano w 3.1. badania doświadczalne przeprowadzono na cienkościennych próbkach rurkowych wykonanych z czystej miedzi i poddanych rozciąganiu i skręcaniu w temp. 300°C. Stałe materiałowe występujące w równaniu (127) określono przy użyciu standartowej procedury, korzystając z danych pokazanych na rys. 41, jako:

$$n = 7,2, \quad \sigma_{ON} = 28,43 \text{ [MPa]}, \quad \dot{\epsilon}_0 = 4,2 \times 10^{-3} \text{ [%/h]}$$

Uwzględniając zależność (127), prawo Norton'a dla stanu ustalonego:

$$(133) \quad \frac{\dot{\epsilon}^c}{\dot{\epsilon}_0} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{ON}} \right)^n$$

ma postać:

$$(134) \quad \frac{\dot{\epsilon}^c}{\dot{\epsilon}_0} = \left(\frac{\sigma - \alpha_f}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie przyjęto, że $\alpha_f = \eta \cdot \sigma_e$, η i $\dot{\epsilon}_0$ są stałymi materiałowymi. Z warunku, że zarówno z równania (133) jak i (134) musi wynikać ta sama prędkość pełzania dla tych samych naprężeń otrzymujemy:

$$(135) \quad \sigma_0 = \sigma_{0N} (1 - \eta)$$

Tak więc wartość σ_0 uzyskujemy z odpowiedniej wartości σ_{0N} dla prawa Norton'a (133).

Jak już wspomniano poprzednio, α_f może być interpretowane jako naprężenia tarcia ($\alpha_f = \eta \cdot \sigma_e$), które intensywnie badano doświadczenie w [60]. Określono tam, że dla polikrystalicznej miedzi, w temp. 413°C przy obciążeniu jednoosiowym $\sigma = 30-70$ [MPa], η zmienia się odpowiednio

$\eta = 0,37 - 0,26$. Dla poziomu naprężenia odpowiadającego doświadczeniom opisanym w punkcie 3.1 $\eta = 0,35$. Mimo różnicy w temperaturze badań także i tutaj przyjęto $\alpha_f = 0,35\sigma_e$.

Na rys.42 przedstawiono krzywą wytrzymałościową dla badanej miedzi w temp. 300°C uzyskaną przy stałej prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon}_x = 10^{-4}/s$.

Na kolejnych rysunkach 43, 44, 45 i 46 oraz w Tablicy 1,2 i 3 porównano wyniki doświadczalne programu badań opisanego w punkcie 3.1 (na rysunkach pokazano odkształcenia pełzania, z tym, że w przypadku programu 2 i 3 uwzględniono także odkształcenia plastyczne towarzyszące początkowym obciążeniom) z przewidywaniami opisywanego modelu przyjmując do obliczeń następujące dane:

$$A=1,3, \quad K_L=0,4, \quad B=100, \quad K=1,0, \quad K_E=1,0, \quad \beta=0,0266, \quad \delta=0,00119$$

$$C^{(p)} = 14.2$$

dla naprężeń podanych w [MPa], prędkości odkształceń w [%/h] i deformacji plastycznej w [%].

Dane dla Programu 2 wykazują, że w etapie 1 (obciążenie początkowe - rys. 44) prędkość pełzania mierzona w ostatnich czterech godzinach etapu wynosiła $\dot{\epsilon}_x^c = 0,14$ [%/h]. Odpowiada to naprężeniu $\sigma_x = 28.484$ [MPa], $\tau_{xy} = 9.973$ [MPa] będącemu o ok. 4% mniejsze aniżeli przyłożone. Efekt ten może być wywołany rozrzutem wyników badań, który w tym przypadku jest mniejszy aniżeli normalnie spotykany. Obliczenia teoretyczne wykonano przyjmując 4% korekcie poziomu naprężenia. Uwzględniono w nich także, zgodnie z równ. 123, wpływ predeformacji plastycznej $\epsilon_p^F = 0.0023$, która (rys. 42), towarzyszy temu poziomowi naprężenia. O tę wielkość przesunięto także teoretyczne krzywe pełzania na rys. 42

Prędkość pełzania ustalonego w Programie 3 (etap 1-obciążenie początkowe) wynosi $\dot{\epsilon}_x^c = 4 \times 10^{-3}$ [%/h], co odpowiada poziomowi naprężenia $\sigma_x = 24.985$ [MPa], $\tau_{xy} = 8.32$ [MPa] będącemu o ok. 5% mniejszym aniżeli przyłożone. Obliczenia teoretyczne wykonano przyjmując taką korekcie naprężeń oraz uwzględniając wpływ odkształceń plastycznych $\epsilon_p^F = 0.00084$ które towarzyszą temu poziomowi naprężenia (rys. 42).

3.3.4. Opis pełzania stali nierdzewnej 304 dla cyklicznie zmiennego skręcania

Przewidywania modelu porównano także z wynikami doświadczeń przeprowadzonymi przez N. Ohno, S. Murakami, T. Ueno [59] dla stali nierdzewnej 304 (0.34Si, 0.07C, 1.84Mn, 0.032P, 0.0186, 8.3Ni, 18.23Cr i Fe). Badania przeprowadzone na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych cyklicznie zmiennym obciążeniom skręcania przy stałych obciążeniach osiowych w temp. 600°C. Zrealizowane dwa programy trwające po 240 godz., w których czas trwania poszczególnych cykli wynosił 24 godz.

Program 1: peizanie przy zmiennym skręcaniu

- a. cykliczne zmiany $\sqrt{3} \tau_{xy}$ z 120 [MPa] do 0.0 [MPa]
- b. cykliczne zmiany $\sqrt{3} \tau_{xy}$ z 120 [MPa] do -60.0 [MPa]
- c. cykliczne zmiany $\sqrt{3} \tau_{xy}$ z 120 [MPa] do -120.0 [MPa]

Program 2: peizanie przy zmiennym skręcaniu i jednoczesnym stałym obciążeniem rozciągającym

- a. stałe naprężenie rozciągające $\sigma_x = 60$ [MPa] i zmiany skręcania $\sqrt{3}$ z 120 [MPa] do 0.0 [MPa]
- b. stałe naprężenie rozciągające $\sigma_x = 60$ [MPa] i zmiany skręcania $\sqrt{3} \tau_{xy}$ z 120 [MPa] do -60.0 [MPa]
- c. stałe naprężenie rozciągające $\sigma_x = 60$ [MPa] i zmiany skręcania $\sqrt{3} \tau_{xy}$ z 120 [MPa] do -120.0 [MPa]

Na rys. 47, 48 i 49 przedstawiono krzywe doświadczalne i ich porównanie z obliczeniami teoretycznymi dla następujących danych:

-stan ustalony (równanie 127)

$n=3.1$, $\sigma_{ON}=90$ [MPa], $\dot{\epsilon}_c=0.0000015/h$

ponieważ założono $\alpha_f=0.6 \cdot \sigma_c$, więc $\sigma_c=36$ [MPa]

-proces obciążenia (równ. 129)

$A=0,03$, $KL=0.0$

-proces reorientacji (równ. 130)

$B=45$, $KE=0,5$, $K=0.2$

-wzmocnienie spowodowane procesem reorientacji (równ. 124)

$\beta=0.002525$, $\gamma=0.0011955$

3.3.5. Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie stali nierdzewnej 316

Na kolejnych rysunkach 50, 51 i 52 przedstawiono krzywe doświadczalne pełzania dla stali 316 w temp. 650° [36] uzyskane na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych wstępnej, osiowej deformacji plastycznej $\epsilon_c^p = 1\%$ i 3% . Odkształcenia pełzania mierzono następnie przy różnych stosunkach σ_x / τ_{xy} zachowując stały poziom $\sigma_e = 140 \text{ [MPa]} = \text{const.}$ Wyniki te porównano z przewidywaniami proponowanego modelu dla następujących danych:

$$\begin{aligned} n &= 5.4, \quad \sigma_{cn} = 140 \text{ [MPa]}, \quad \dot{\epsilon}_c = 0.000033/\text{h}, \quad (\text{ponieważ założono} \\ \alpha_f &= 0.6 \times \sigma_e, \quad \text{więc} \quad \sigma_e = 56 \text{ [MPa]}) \\ A &= 1.5, \quad K_L = 0.7, \quad B = 2.8, \quad K_E = 0.5, \quad K = 1 \\ C &= 78.0, \quad m = 1.7 \quad \beta = 0.0, \quad \gamma = 0.0 \end{aligned}$$

3.3.6. Wnioski

Porównanie przewidywań tak sformułowanej teorii z wynikami doświadczeń dla trzech różnych materiałów i różnych historii obciążenia wykazuje ich dobrą zgodność opisując podstawowe własności zachowania.

Jest ona nieco gorsza dla wyników uzyskanych po wstępnej deformacji plastycznej stali 316, a w szczególności dla pełzania przy różnych stosunkach σ_x / τ_{xy} (rys. 51 i 52). Krzywe teoretyczne oddają wprawdzie jakościowo wpływ kierunku predeformacji plastycznej na pełzanie, lecz nie opisują dostatecznie dobrze kształtu krzywych pełzania w okresie przejściowym. Potwierdza to słuszność przyjętej koncepcji opisu wpływu odkształceń plastycznych na proces pełzania z tym, że modyfikacji powinno ulec równanie ewolucji parametru $\alpha_{ij}^{(r)}$ (równ. 115). Przedstawiony model nie uwzględnia także niewspółosiowości kierunków głównych tensora naprężenia i prędkości odkształcenia w stanie ustalonym spowodowanej taką historią obciążenia.

W przedstawionej teorii wykorzystano koncepcję kinematycznego i izotropowego wzmocnienia oraz wprowadzono normę α_m będącą miarą maksymalnych przeciążeń umożliwiającą odróżnienie procesu obciążenia i reorientacji naprężeń wewnętrznych. Prawo pełzania dla obu procesów jest wprawdzie takie samo, jednakże zastosowano dla nich różne prawa ewolucji parametru α_{ij} określającego naprężenia wewnętrzne. Zostało w nich zawarte zjawisko zdrowienia (recovery) natomiast efekt wzmocnienia przy obciążeniach cyklicznie zmiennych opisany jest skalarną funkcją h (wzmocnienie izotropowe). Współzależność między monotonicznym i cyklicznym wzmocnieniem opisano używając efektywny i akumulowany parametr skalarny α_m i α_a . Proces pełzania ustalonego zależy jest więc od historii obciążenia takiej jak pełzanie przy obciążeniach cyklicznie zmiennych czy też predeforacji plastycznej, którą również opisano przy pomocy kinematycznego parametru $\alpha_{ij}^{(p)}$. Tak sformułowany model umożliwia opisanie takich własności zachowania w procesie pełzania, jak:

- efekt chwilowego osłabienia przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia (powstawanie przy każdej zmianie okresu przejściowego)
- efekt wzmocnienia wywołany obciążeniami cyklicznie zmiennymi oraz plastyczną predeforacją
- efekt pamięci maksymalnych przeciążeń.

4. Trzeci okres pełzania

Początek tzw. III okresu w procesie pełzania rozpoczyna się w momencie gdy prędkość deformacji przechodzi ze stałej wartości (II okres) do stopniowo wzrastającej, przyjmującej w momencie zniszczenia stosunkowo duże wartości. Dla większości metali i ich stopów, badanych w zakresie temperatur $0.4 - 0.6 T_m$, gdzie T_m jest temperatura topnienia w stopniach Kelvin'a, zarówno deformacja jak i sposób zniszczenia elementu zależy jest silnie od poziomu przyłożonego naprężeń. Jak pokazano na rys.53 dla stopu Al-Mg-Si badanego

w temp. 210°C ([64]) dla wysokich naprężeń czas do zniszczenia znacznie mniej jest zależny od ich wartości aniżeli dla naprężeń niskich. Zniszczenie następuje stosunkowo szybko, przy dużych odkształceniach końcowych. Dla naprężeń niskich czas do zniszczenia jest stosunkowo długi, odkształcenia je poprzedzające są niewielkie i zniszczenie ma charakter kruchy. Wyniki badań dla stali niskostopowej w temp. 500°C (rys. 54) pokazują analogicznie własności [65].

W próbkach jednoosiowych, badanych przy wysokim poziomie naprężenia, można zaobserwować przed zniszczeniem wyraźne przewężenie. N. Hoff [66] pokazał, że dla takich obciążeń czas do zniszczenia może być dobrze określony przez uwzględnienie w zależności na pełzanie zmiany przekroju elementu w procesie odkształceń:

$$(136) \quad \dot{\epsilon}^c = k \cdot \bar{\sigma}^n$$

gdzie $\bar{\sigma}$ jest naprężeniem rzeczywistym, natomiast k i n stałymi materiałowymi.

W badaniach jednoosiowych prowadzonych dla stopu aluminium przez Nemy and Rhines [67] dla niskich i średnich naprężeń zaobserwowano zmiany w mikrostrukturze materiału w postaci pojawiających się pustek, w różnych stadiach procesu pełzania. Dla średniego poziomu naprężenia przy kolejnych przetaczaniach próbek, w których usuwano pustki tworzące się na ich powierzchni, czas drugiego okresu pełzania został wyraźnie wydłużony, wykazując istotny wpływ tworzących się pustek na powstawanie III okresu pełzania.

Podobny wynik, wykazujący decydującą rolę pustek w III okresie pełzania, uzyskano także w [68], gdzie zastosowano zupełnie inną technikę doświadczalną w badaniach stopu Cu-30%, Zn w temp. 500-750°C.

Szeroki program doświadczeń przy niskich poziomach naprężenia połączony z obserwacjami metalograficznymi przeprowadził Dyson and McLean [69] dla Ni-monic 80A w temp. 750°C w jednoosiowym i złożonym (czyste skręcanie) stanie naprężenia dla

proporcjonalnych dróg obciążenia. Poddając próbki kolejnym obciążeniom pełzania doświadczenia przerywano, robiono odpowiednie szlify i obserwowano pod mikroskopem elektronowym strukturę materiału. Technika ta umożliwiła prześledzenie powstawania i rozwoju pustek w materiale na tle krzywej pełzania oraz sformułowanie równań konstytutywnych opisujących dwa mechanizmy: zarodkowanie i wzrost. Pierwszy z nich opisany jest miarą wzrostu ilości pustek n na granicach ziaren na jednostkę objętości, drugi natomiast opisany jest miarą zmiany objętości pojedynczej pustki. Ponieważ zarodkowanie i wzrost odbywają się w sposób ciągły, do opisu zniszczenia wewnętrznego zastosowano zależność całkową wyprowadzoną przez Ashby i Raj [70]:

$$(137) \quad V(t_f) = \int_{\tau=0}^{\tau=t_f} \dot{n}(\tau) d\tau \int_{t=\tau}^{\tau=t_f} \dot{v}(t, \tau) dt$$

gdzie v - objętość pojedynczej pustki
 n - ilość pustek
 V - objętość pustek w jednostce objętości

Obserwacje te umożliwiły sformułowanie pół-empirycznych równań konstytutywnych pełzania i towarzyszącego mu zniszczenia wewnętrznego:

$$(138a) \quad \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)} = 3 (\sigma_e/\sigma_0)^4 (V/V_0)^{4/9}$$

$$(138b) \quad \frac{d(n/n_0)}{d(t/t_0)} = \frac{1}{2} (\sigma_e/\sigma_0)^2 (\epsilon_0/\epsilon_e)^{1/2} \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)}$$

$$(138c) \quad \frac{d(\bar{V}/\bar{V}_0)}{d(t/t_0)} = (\bar{\sigma}_1/\bar{\sigma}_e)^{0.7} \frac{d(\bar{\epsilon}_e/\bar{\epsilon}_0)}{d(t/t_0)}$$

gdzie $\bar{V} = 3V_0/2n_s$

$V_0, n_0, \bar{\epsilon}_0, t_0, \bar{\sigma}_0$ - stałe materiałowe odpowiadające kolejno objętości pustek w jednostce objętości, ilości pustek, odkształceniu i czasowi w momencie zniszczenia dla naprężenia $\bar{\sigma}_0$.

natomiast warunek zniszczenia ma postać

$$(139) \quad (V/V_0)_R = \frac{\bar{\sigma}_0}{\bar{\sigma}_1}$$

Zauważono także, że pustki tworzone są głównie na granicach ziaren prostopadłych do kierunku maksymalnych naprężeń rozciągających (rys.55). Podobne własności wykazuje miedź [71] i stal 304 [72], gdzie największą ilość pustek obserwuje się również na granicach ziaren \perp do kierunku $\bar{\sigma}_1$. Natomiast w przypadku stopu niklu [73] widoczne są one przede wszystkim w punktach styku trzech ziaren (triple points).

Tak więc pełzanie przy stosunkowo niskich poziomach naprężenia charakteryzuje się w III okresie niezbyt dużymi odkształceniami, którym towarzyszy tworzenie się oraz wzrost pustek na granicach ziaren. Mechanizm ich powstawania nie został jeszcze w pełni wyjaśniony [74]. Wykazano jednak, że są one odpowiedzialne za wzrost prędkości odkształceń (np. [67], [68]) w tym zakresie. Należy jednak podkreślić, że powstawanie pustek może być obserwowane także już w I okresie [75] pełzania. Ponadto, ich objętość w momencie zniszczenia stanowi często niewielki procent objętości materiału. Np. w przypadku Nimonic 80A [69] wynosi ona jedynie 1-5%.

4.1. Równania fenomenologiczne uwzględniające zniszczenie materiału.

W modelu przedstawionym w p.3.2. oraz w innych teoriach (p.2.2. i p.2.3.) opisujących I i II okres pełzania, ograniczając się do małych odkształceń, nie uwzględniono zmiany naprężenia spowodowanego zmniejszeniem przekroju elementu w procesie deformacji ani też wpływu uszkodzeń wewnętrznych. Niektóre prostsze teorie (np. starzeniowa, wzmocnienia odkształceniowego -p.2) opisujące całą krzywą także nie brały pod uwagę tego efektu. W rozdziale tym zostaną omówione krótko wybrane teorie pełzania uwzględniające efekt zniszczenia wewnętrznego w ramach teorii kontynualnych. Szczegółowy ich przegląd i dyskusję przedstawiono w [76, 77, 89] .

W roku 1953, N.Hoff [66] przeanalizował równanie pełzania dla jednoosiowego rozciągania (136) w postaci:

$$(140) \quad \dot{\epsilon}^c = k \cdot \sigma^n$$

gdzie k i n są stałymi materiałowymi, natomiast σ jest naprężeniem rzeczywistym.

Uwzględnia ono jedynie zmianę przekroju wywołaną odkształceniami. Ponieważ:

$$(141) \quad \epsilon^c = \ln \frac{x}{x_0}$$

gdzie x_0 jest długością początkową, a x długością aktualną próbki,

zakładając nieściśliwość materiału oraz przyjmując $\sigma = \infty$ w momencie zniszczenia, czas do zniszczenia wyraża zależność:

$$(142) \quad t_R = \frac{1}{k \cdot n \cdot \sigma_0^n}$$

gdzie σ_0 jest naprężeniem początkowym, a odkształcenia pełzania:

$$(143) \quad \exp(\varepsilon^c) = (1 - n \cdot k \cdot \sigma_0^n \cdot t)^{-1/n}$$

Bardziej ogólną teorię, uwzględniającą także wpływ zniszczenia wewnętrznego, zaproponowano w [78] w ogólnej postaci:

$$(144a) \quad \dot{\omega} = B \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^n$$

$$(144b) \quad \dot{\varepsilon}^c = A \cdot \sigma^n$$

gdzie A , B i n są stałymi materiałowymi, σ oznacza naprężenie z uwzględnieniem zmiany przekroju wywołanej odkształceniem $\bar{\sigma} = \sigma_0 \cdot \exp(n \cdot \varepsilon^c)$, natomiast ω jest parametrem zniszczenia /w momencie zniszczenia elementu $\omega = 1/$. Prędkość rozwoju zniszczenia zależna jest od naprężenia z uwzględnieniem zmiany przekroju spowodowanego zarówno odkształceniami jak i uszkodzeniami wewnętrznymi. Natomiast prędkość odkształceń pełzania jest niezależna od parametru ω . Zakładając, dla uproszczenia, że zmiany naprężenia wywołane odkształceniami są pomijalnie małe, czas do zniszczenia oraz odkształcenia pełzania określają zależności:

$$(145) \quad t_R = \frac{1}{(n+1)B \cdot \sigma_0^n}$$

$$(146) \quad \varepsilon^c = A \cdot \sigma_0^n \cdot t$$

Zmodyfikowaną wersję równań (144) przedstawił J. Rabotnow [4] w postaci

$$(147a) \quad \dot{\omega} = \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^k$$

$$(147b) \quad \dot{\varepsilon} = \varepsilon_0 \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^n$$

gdzie ω opisuje rozwój uszkodzeń wewnętrznych, natomiast ε_0 dla nsk jest odkształceniem w momencie zniszczenia. Parametr zniszczenia ma wpływ zarówno na swoją ewolucję jak i na prędkość pełzania. Przyjmując, że dla małych deformacji, wpływ odkształcenia na zmianę naprężenia σ jest pomijalnie mały, czas do zniszczenia oraz odkształcenia określają zależności:

$$(148) \quad t_R = \frac{1}{(1+k) \sigma^k}$$

$$(149) \quad \varepsilon^c = \varepsilon_0 \cdot \sigma^n \cdot t_R \cdot \lambda \cdot (1 - (1 - t/t_R)^{1/\lambda})$$

gdzie $\lambda = \frac{k+1}{(k+1-n)}$

Równania (147a i b) zapisane w ogólnej formie:

$$(150a) \quad \dot{\omega} = f(\sigma, \omega)$$

$$(150b) \quad \dot{\varepsilon} = g(\sigma, \omega)$$

czy też bardziej szczegółowo:

$$(151a) \quad \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_c = (\sigma/\sigma_c)^n / (1 - \omega)^m$$

$$(151b) \quad \dot{\omega}/\dot{\omega}_c = (\sigma/\sigma_c)^p / (1 - \omega)^q$$

były wykorzystywane w wielu pracach, w których uwzględniano wpływ zniszczenia wewnętrznego, pod nazwą równań Robotnow Kaczanow.

Często autorzy utożsamiają parametr zniszczenia oraz jego wpływ na zachowanie się materiału ze zmianą przekroju elementu spowodowanego zniszczeniem wewnętrznym. Cytowane poprzednio wyniki doświadczeń, w których obserwowano uszkodzenie materiału już w I okresie pełzania [75] przez pokazujące, że w momencie zniszczenia elementu pole przekroju pustek może

stanowić np. 1-5% powierzchni przekroju (Nimonic 80A [66]) wskazując, że ω należy traktować jedynie jako pewien globalny parametr nie utożsamiając jego wpływu na proces pełzania jedynie ze zmianą przekroju.

W pracy [79] F. Leckie i D. Hayhurst, w oparciu o wyniki doświadczeń, zaproponowali generalizację równań (151) na złożone stany naprężenia. Rezultaty badań Johnson'a [5] wskazują, że prędkość odkształceń zależna jest od naprężeń efektywnych $\bar{\sigma}_e$, natomiast składowe tensora prędkości pełzania $\dot{\epsilon}_{ij}^c$ są proporcjonalne do składowych dwiatora naprężenia S_{ij} . Dla stanu ustalonego można więc zapisać znormalizowaną zależność:

$$(152) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c / \dot{\epsilon}_0^c = \frac{3}{2} (\bar{\sigma}_e / \bar{\sigma}_0)^{n-1} S_{ij} / \bar{\sigma}_0$$

gdzie n jest wykładnikiem potęgi w prawie Norton'a, natomiast $\dot{\epsilon}_0^c$ jest prędkością pełzania ustalonego dla naprężenia $\bar{\sigma}_0$. Badania w płaskim stanie naprężenia na aluminiowych i miedzianych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu pokazują, że stosunek składowych prędkości odkształcenia pozostaje taki sam w III okresie jak dla stanu ustalonego (rys. 56). Własność ta opisuje równanie:

$$(153) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c / \dot{\epsilon}_0^c = \frac{3}{2} (\bar{\sigma}_e / \bar{\sigma}_0)^{n-1} S_{ij} / \bar{\sigma}_0 (1 - \omega)^n$$

Ponadto, w zależności od materiału, parametr zniszczenia zależy w różny sposób od pola naprężeń w stanie złożonym. Dla miedzi jest on funkcją maksymalnych naprężeń głównych, a dla aluminium naprężeń efektywnych, co można zapisać:

$$(154) \quad \dot{\omega} / \omega_0 = \Delta^y \frac{1}{(1 - \omega)^y}$$

gdzie $\Delta = \bar{\sigma}_1 / \bar{\sigma}_0$ dla miedzi
 $\Delta = \bar{\sigma}_e / \bar{\sigma}_0$ dla aluminium

Czas do zniszczenia określa więc zależność:

$$(155) \quad t_R/t_0 = 1/\Delta^2$$

Funkcja stanu naprężenia opisująca zniszczenie materiału dyktuje jednocześnie kształt powierzchni "jednakowych czasów zniszczenia" - "isochronous surface". W pracy [64] pokazano wyniki badań tej powierzchni dla różnych materiałów (rys.57) proponując ogólne równanie:

$$(156) \quad t = A \left\{ \alpha \sigma_{MP} + \beta J_1 + \gamma J_2'^{1/2} \right\}^{-2}$$

gdzie σ_{MP} - maksymalne naprężenie rozciągające

$$J_1 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3$$

$$J_2 = 1/6 [(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + (\sigma_2 + \sigma_3)^2 + (\sigma_3 + \sigma_1)^2]^{1/2}$$

$$\alpha + \beta + \gamma = 1$$

Funkcja Δ (równ. 154) będzie więc przyjmowała różne postacie w zależności od materiału, z tym, że zachowanie dla miedzi ($\alpha = 0.848$, $\beta = 0.064$, $\gamma = 0.088$) i aluminium ($\alpha = 0.0$, $\beta = 0.09$, $\gamma = 0.91$) może być traktowane jako graniczne.

Podobne równanie, gdzie wykorzystywano jeden parametr (α) proponowano w pracy [80, 81].

Przedstawione propozycje opisują zniszczenie wewnętrzne materiału w procesie pełzania oraz jego wpływ na prędkość deformacji przy pomocy skalarnego parametru ω . Wykorzystywano je w wielu pracach dotyczących zniszczenia w procesie pełzania [np. 82 i 83] jak i dla bardziej złożonych historii obciążenia, np. wzajemnego oddziaływania zniszczenia spowodowanego pełzaniem i zmęczeniem [np. 84]. Zakres ich stosowności ograniczony jest do obciążeń proporcjonalnych, chyba że uzna się za efekt zniszczenia wewnętrznego ma charakter skalarny.

Badania doświadczalne [np. 69] wykazują "zorientowany" charakter parametru zniszczenia, zależny od badanego materiału. Stąd też proponowano szereg koncepcji, w których uszkodzenie wewnętrzne opisywano przy pomocy zmiennej wektorowej [np. 85], czy też tensorowej [np. 86, 87, 88]. Przedskutowa-

no je szczegółowo w pracy [77] .

O ile, jak widać, zaproponowano szereg teorii opisu zniszczenia i jego wpływu na prędkość pełzania, o tyle ilość wyników doświadczalnych dotyczących tego zjawiska w warunkach pełzania jest stosunkowo niewielka [np. 69, 72, 79, 90, 91, 92] . Dotyczy to zwłaszcza badań w złożonym, zmiennym stanie naprężenia, umożliwiającym eksperymentalne określenie parametru zniszczenia i jego ewolucji. Doświadczenia tego typu, przeprowadzone przez autora dla miedzi i stopu aluminium [93] oraz Nimonic 80A [94] pokazano w p.4.2.

4.2. Badania doświadczalne III okresu pełzania dla nieproporcjonalnych dróg obciążenia - miedź i stop aluminium [93]

Program badań sformułowano na podstawie dyskusji zależności (153 i 154), koncentrując się w nim na obserwacji wpływu zmiennego stanu naprężenia dla dwóch materiałów: miedzi i aluminium na czas do zniszczenia tr. Zgodnie z równaniem (155) w obu przypadkach czas ten wyrażony jest dwoma różnymi funkcjami naprężenia: $\Delta = \sigma_1/\sigma_0$ i $\Delta = \sigma_e/\sigma_0$ i zachowanie się obu materiałów może być traktowane jako skrajne (równ.153) (wszystkie inne będą wykazywały efekty pośrednie).

Przy obciążeniach zmiennych, w płaskim stanie naprężenia, w których $\sigma_e = \text{const}$, $|\sigma_1| = \text{const}$, natomiast zmieniają się kierunki główne tensora naprężenia należy spodziewać się, że w przypadku aluminium czas do zniszczenia będzie taki sam dla obciążenia stałego jak i zmiennego, jako że σ_e (równ.155) jest wielkością skalarną. W analogicznym teście dla miedzi powinno nastąpić wydłużenie czasu do zniszczenia tr. Efekt ten zależny będzie od stopnia interakcji zniszczenia na kolejnych płaszczyznach \perp do kierunków σ_1 . Jeżeli równanie (153) opisuje prawidłowo zachowanie się obu materiałów, wtedy prędkość pełzania przed i po zmianie obciążenia powinna być taka sama jako, że parametr zniszczenia w tym równaniu oraz funkcja naprężenia są wyrażone wielkość-

ciami skalarnymi, odpowiednio ω i ϵ_f .

Wnioski te sprawdzono doświadczalnie porównując wyniki następujących testów na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu (rys. 58)

- a. stałe obciążenie: rozciąganie-skręcanie
- b. stałe obciążenie osiowe i zmiana kierunku skręcania po czasie bliskim czasowi do zniszczenia dla obciążenia stałego,
- c. cykliczna zmiana kierunku skręcania przy stałym obciążeniu osiowym.

Przy zmianie kierunków skręcania wartości σ_2 i $|\sigma_1|$ pozostawały stałe natomiast zmieniał się kierunek maksymalnego naprężenia rozciągającego $\bar{\sigma}_1$. Obciążenie początkowe zrealizowano wzdłuż linii OA (rys. 58). Punkt A wybrano w ten sposób, że $\dot{\epsilon}_x = |\dot{\gamma}_{xy}|$ (równ. 153), aby zapewnić stosunkowo niewielką rotację elementów materiału w polu naprężenia, przy jednoczesnej wyraźnej zmianie kierunku $\bar{\sigma}_1$ w momencie zmiany kierunku skręcania. Przy zmianie naprężenia następowало pełne odciążenie wzdłuż AO, a następnie ponowne obciążenie wzdłuż OB. W punkcie B wartość $\bar{\sigma}_x$ była taka sama jak w punkcie A, natomiast τ_{xy} różniło się jedynie znakiem. Także w przypadku obciążeń cyklicznie zmiennych obciążenia i odciążenia między punktami A i B miały miejsce przez punkt C.

4.2.1. Badania dla aluminium

Cienkościenne próbki rurkowe o średnicy zewnętrznej 25.4 [mm], grubości ścianki 0.41 [mm] i długości pomiarowej 38 [mm] poddane rozciąganiu i skręcaniu w temp. 150°C badano przy użyciu specjalnego urządzenia opisanego w [38]. Krzywą wytrzymałościową dla tego materiału uzyskaną przy stałej prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$ /s przedstawiono na rys. 59, natomiast rezultaty kolejnych testów palania na rys. 60, 61 i 62.

Wyniki dwóch testów pełzania przy stałym obciążeniu dla tego samego poziomu naprężenia przedstawiono na rys.60. Różnice w uzyskanych rezultatach są wynikiem rozrzutu, który dla próbek o niewielkiej grubości ścianek (mały stosunek objętości do powierzchni próbki) jest stosunkowo duży. Przedstawione krzywe traktowane będą więc jako graniczne krzywe rozrzutu.

Na rys.61 pokazano typową krzywą pełzania dla trzech testów przeprowadzonych dla tego samego poziomu naprężenia jak dla obciążenia stałego z tym, że po 70 godz., a więc po czasie bliskim t_r , kiedy powinno występować wyraźne zniszczenie wewnętrzne, zmieniono kierunek skręcania. Wartości składowych prędkości pełzania przed i po tej zmianie naprężenia ścinania są bardzo zbliżone, zwłaszcza jeżeli pominie się efekt chwilowego osłabienia materiału (efekt ten oraz jego teoretyczny opis szczegółowo dyskutowano w p.3). Oznacza to, że wpływ uszkodzeń na prędkość pełzania jest niezależny od kierunków głównych tensora naprężenia i może być opisany parametrem skalarnym, jak w równaniu (153). Czas do zniszczenia dla tego programu ($t_r = 115$ h) jest bliski dolnej granicy dla obciążeń stałych pokazanej na rys.60. Jest on więc również niezależny od kierunku maksymalnych naprężeń rozciągających, co potwierdza przyjęcie kryterium zniszczenia jako funkcji naprężeń efektywnych (równ.155).

Własności te zostały potwierdzone w teście, w którym przy stałych obciążeniach osiowych cyklicznie zmieniano kierunek naprężeń stycznych (rys.61). Prędkość odkształceń w każdym półcyklu oraz odpowiadające im wartości $\alpha = \arctan(|\dot{\epsilon}_{xy}|/\dot{\epsilon}_x)$ przedstawiono w Tabelicy 5. Pomijając okresy chwilowego osłabienia, obserwowane przy każdej zmianie kierunku głównego tensora naprężenia, prędkości pełzania na początku danego półcyklu i na końcu półcyklu poprzedzającego są porównywalne. Uzyskana w ten sposób krzywa dla ϵ_x i $|\dot{\epsilon}_{xy}|$ mają ten sam kształt jak krzywa graniczna górna pokazana na rys.60. Wskazuje to na zasadność opisu wpływu zniszczenia na prędkość (równ.153) i czasu do zniszczenia (równ.155) przy pomocy wiel-

kości skalarnych, odpowiednio ω i $\bar{\sigma}_e$.

Mimo, że uzyskane wyniki obarczone są dość dużym rozrzutem, można wnioskować, że zachowanie się aluminium w tzw. III okresie pełzania przy obciążeniach zmiennych może być opisane przy pomocy teorii jednoparametrowej w postaci:

$$(157a) \quad \dot{\epsilon}_{ij} / \epsilon_0 = 3/2 (\bar{\sigma}_e / \sigma_0)^{n-1} s_{ij} / \sigma_0 (1-\omega)^2$$

$$(157b) \quad \dot{\omega} / \dot{\omega}_0 = (\bar{\sigma}_e / \sigma_0 (1-\omega))^y$$

4.2.2. Badania dla miedzi

Analogiczny program badań jak dla aluminium zrealizowano na próbkach miedzianych (grubość ścianki wynosiła 1.7[mm], średnica zewnętrzna 25.4[mm], długość pomiarowa 38[mm]) w temp. 250°C przy stałych naprężeniach efektywnych $\bar{\sigma}_e = 49.1$ [MPa]. Krzywą wytrzymałościową dla tego materiału uzyskaną przy stałej prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$ /s przedstawiono na rys. 59. Jak widać, przyjętemu poziomowi naprężenia towarzyszą wstępne odkształcenia plastyczne $\epsilon_e^p = 0.8\%$.

Na podstawie wyników badań jednoosiowych przyjęto następujące stałe materiałowe:

$$\dot{\epsilon}_0 = 3.4 \times 10^{-4} \text{ [1/h]}, \quad n=6.9, \quad y=5.52 \quad \text{ i } \quad t_0=620 \text{ [h]}$$

Typową krzywą pełzania dla trzech testów przy stałych obciążeniach rozciąganie - skręcanie, pokazano na rys. 63. Moduły składowej osiowej i postaciowej tensora prędkości odkształceń są wprawdzie zbliżone, jednakże $\alpha = \dot{\epsilon}_x / \dot{\gamma}_{xy} = 36^\circ$, co stanowi pewien rozrzut w stosunku do $\alpha = 45^\circ$ dla tego stanu naprężenia przy przyjęciu potencjału Hubera-Mises'a (równ. 153). Uzyskany czas do zniszczenia $t_r = 230$ [h] wykazuje także pewne odchylenie od obliczonego teoretycznie (równ. 155) $t_r = 315$ [h]. Niezgodności te mogą być uznane za małe w porównaniu z normalnie występującymi rozrzutami wyników pełzania. Krzywa pełzania wykazuje bardzo niewielki zakres tzw. III okresu (w badaniach jednoosiowych obejmuje on ok. połowy czasu do

zniszczenia). Podobny efekt obserwowano w [95] w badaniach prowadzonych na dysku Andrade'a, gdzie wykazano, że zarówno na kształt krzywej pełzania jak i czas do zniszczenia ma wpływ efekt skończonych odkształceń.

Na rys.64 przedstawiono krzywą pełzania dla programu, w którym po okresie 219[h] obciążenia przy stałym rozciąganiu - skręcaniu (bliskim czasowi do zniszczenia) zmieniono kierunek skręcania na przeciwny. Wartość kąta α przed i po zmianie naprężenia wynosi $\alpha = 36$, a czas do zniszczenia $t_r = 530$ [h]. Odpowiada on dobrze teoretycznemu czasowi do zniszczenia $t_r = 534$ [h] uzyskanemu z sumy czasu pierwszego obciążenia (219[h]) i czasu do zniszczenia dla obciążeń stałych - 315[h], wyliczonego na podstawie danych jednoosiowych.

Oznacza to, że po zmianie kierunku głównego tensora naprężenia materiał "zapomina" o zniszczeniu, które zostało utworzone na płaszczyznach \perp do σ_1 dla poprzedniego stanu naprężenia. Dla nowego kierunku σ_1 rozwija się ono na nowych płaszczyznach do niego \perp , tak samo jak dla materiału "dziewiczego", a pomiędzy kolejnymi płaszczyznami zniszczenia nie ma żadnego oddziaływania.

W momencie zmiany naprężenia obserwowane jest także wyraźne (około dwukrotne) obniżenie prędkości pełzania. Jest ono takie samo zarówno dla zmiany naprężenia po 219[h] jak i po 48[h] (rys.65) w związku z czym nie związane jest z procesem zniszczenia lecz raczej wynika z pewnej anizotropii próbki.

Wyniki dla cyklicznych (co 48[h]) zmian naprężeń ścinania przedstawiono na rys. 65 oraz w Tablicy 6. Pokazują one analogiczne własności jak w doświadczeniu poprzednim, a czas do zniszczenia $t_r = 490$ [h] dość dobrze odpowiada obliczonemu teoretycznie, przy założeniu, że zniszczenie rozwija się niezależnie na kolejnych płaszczyznach \perp do σ_1 między którymi nie ma oddziaływania. Przyjmując kolejno, że czas do zniszczenia dla obciążeń stałych jest 230 godz. (rys.63) i 315 godz. (obliczone teoretycznie dla tego poziomu naprężenia) dla przedstawionych obciążeń cyklicznie zmiennych uzyskuje się czas do zniszczenia 422 godz. i 603 godz.

Z przedstawionych rezultatów wynika, że prędkość pełzania dość dobrze opisuje równ.153, gdzie efekt zniszczenia uwzględniono przy pomocy skalarnego parametru ω . Nie ujmuje ono wprawdzie takich efektów jak:

- a. przeciętną wartość kąta α jest $\alpha = 36^\circ$ zamiast przewidywane $\alpha = 45^\circ$,
- b. prędkość pełzania dla półcykli parzystych jest wyraźnie niższa aniżeli dla nieparzystych

jednakże opisuje ogólne zachowanie się materiału tzn. porównywalna prędkość pełzania przed i po zmianie kierunku naprężenia głównego σ_1 .

Czas do zniszczenia dobrze opisuje równanie (154) dla $\Delta = \sigma_1/\sigma_0$ przy założeniu, że zniszczenie rozwija się na kolejnych płaszczyznach \perp do σ_1 , między którymi nie ma zadanego oddziaływania.

Potwierdzają to także wyniki badań metalograficznych przedstawione na rys.66, 67 i 68. Rys.66 pokazuje mikroografię przekroju elementu próbki wziętego z długości pomiarowej dla obciążenia stałego rozciąganie - skręcanie. Widać wyraźnie defekty głównie na granicach ziaren \perp do kierunku σ_1 . Na rys.67 przedstawiono mikroografię dla próbki poddanej zmianie kierunku skręcania, po 219[h]stałego obciążenia rozciąganie - skręcanie, a następnie poddanej tym obciążeniom aż do zniszczenia. Można zaobserwować dwie płaszczyzny zniszczenia, z których każda jest prostopadła do odpowiedniego kierunku σ_1 . Mikrografia przedstawiona na rys. 68 została zrobiona dla próbki poddanej cyklicznie zmiennym obciążeniom skręcania przy stałych obciążeniach osiowych. Podobnie jak poprzednio widoczne są dwie płaszczyzny zniszczenia prostopadłe do odpowiednich kierunków σ_1 .

Przedstawione powyżej wyniki zostały uzupełnione badaniami w trójosiowym stanie naprężenia przeprowadzonymi dla miedzi, w tej samej temp. na próbkach z karbem o kształcie zaproponowanym w [96]. Próbkę poddano przemiannym obciążeniom rozciąganie - skręcanie (rys.69) w ten sposób, że gdy przyłożone jest rozciąganie to nie występuje skręcanie i na

odwrot. Obciążenie osiowe powoduje niejednorodny, złożony stan naprężenia w stanie ustalonym wzdłuż minimalnego przekroju [97], natomiast skręcanie daje niejednorodne pole naprężeń skręcania [99]. Kierunek maksymalnych naprężeń rozciągających odpowiednio pokrywa się z kierunkiem osi pręta i jest do niej nachylony pod kątem 45° . Należy się spodziewać, że zniszczenie będzie się rozwijać na płaszczyźnie do nich prostopadłych. Naprężenia rozciągania [98] i skręcania [90] dobrano tak, że dla obciążeń stałych czas do zniszczenia dla każdego z nich jest $t_r=250[h]$. Jeżeli zniszczenie na obu płaszczyznach \perp do σ_1 nie oddziałuje na siebie, wtedy należy spodziewać się, że dla programu przedstawionego na rys.69, $t_r=500[h]$.

W doświadczeniu czas ten był $t_r=450[h]$ co potwierdza wniosek, że dla miedzi zniszczenie rozwija się na płaszczyznach \perp do kierunku σ_1 i nie ma żadnego oddziaływania między tymi płaszczyznami.

4.2.3. Wnioski

Celem przedstawionych badań było sprawdzenie możliwości opisu zachowania się miedzi i aluminium w tzw. III okresie peizania przy obciążeniach zmiennych, za pomocą teorii z jednym parametrem skalarnym. Uzyskane rezultaty wskazują, że dla stopów aluminium propozycja ta jest wystarczająco dobra. W przypadku miedzi parametr taki opisuje dość dobrze tylko prędkość peizania. Natomiast czas do zniszczenia przewiduje dobrze kryterium będące funkcją maksymalnych naprężeń rozciągających z uwzględnieniem rozwoju zniszczenia wewnętrznego tylko na płaszczyźnie \perp do kierunku maksymalnych naprężeń rozciągających σ_1 między którymi nie ma wzajemnego oddziaływania. Zniszczenie elementu następuje w momencie, gdy na którejś z płaszczyzn uszkodzenie wewnętrzne osiągnie wartość krytyczną $\omega = 1$.

4.3. Badania doświadczalne - Nimonic 80A

Podobny program doświadczeń, mający na celu określenie zarówno krzywej pełzania jak i czasu do zniszczenia dla nieproporcjonalnych dróg obciążenia z uwzględnieniem III okresu pełzania, przeprowadzono dla Nimonic 80A w temp. 750°C [94]. Cienkościennie próbki rurkowe o wymiarach: długość pomiarowa 16 [mm], średnica zewnętrzna 8 [mm] i grubość ścianki 0,8 [mm] poddano czystemu skręcaniu przy zmiennych kierunkach naprężenia ścinania. Uzyskane wyniki porównano z rezultatami otrzymanymi dla tego samego materiału, dla stałych obciążeń rozciągania i skręcania [69] i przedyskutowano je na tle propozycji opisu teoretycznego zaproponowanego w tej samej pracy.

Na rys. 70 przedstawiono krzywe pełzania dla testu rozciągania przedstawione przez Dyson and McLean [69] ($\sigma_e = 309$ [MPa]), skręcania przedstawione przez Dyson, Loveday and Rogers [91] ($\sigma_e = 234$ [MPa]) i czystego skręcania wykonanego przez autora dla $\sigma_e = 297$ [MPa]. Porównano je z wynikami teoretycznymi (linia przerywana) opisanymi zależnościami (138 i 139), przyjmując następujące stałe materiałowe:

$$\sigma_0 = 309 \text{ [MPa]}, \quad t_0 = 93 \text{ [h]} \quad \text{ i } \quad \epsilon_0 = 9.6 \text{ [\%]}.$$

Równania te przedyskutujemy poniżej:

- a. równanie na prędkość deformacji (138a) słabo opisuje krzywą pełzania dla czasów bliskich obciążeniu początkowemu /dla $t=0$, $\dot{\epsilon}_e=0$ i nie uwzględnia ono I okresu pełzania).
Przedstawione wyniki pokazują niewielkie, w porównaniu z całą krzywą, odkształcenia I okresu jak i pełzania ustalonego i równanie to może być stosowane do opisu wyników realizowanego programu.
- b. prędkość nukleacji opisana (równ. 138b) jest silnie zależna od stanu naprężenia (σ_1 / σ_e)² a jednocześnie dla $t=0$, $\dot{\epsilon}_e=0$ i $d(n/n_0) = \infty$. Należy się więc spodziewać, że pustki nukleowane zaraz po obciążeniu będą dominowały późniejsze zachowanie.

c. wzrost poszczególnych defektów jest dość słabo zależny od stanu naprężenia natomiast liniowo zależny od prędkości deformacji.

Leckie i Hayhurst [79] pokazali, że dla obciążeń proporcjonalnych mogą być one zastąpione zależnościami:

$$(158a) \quad \varepsilon_e / \varepsilon_o = (t/t_o)^3 \phi^{12} (\sigma_{ij} / \sigma_o)$$

$$(158b) \quad V/V_o = (t/t_o)^{9/2} \Delta^{18} (\sigma_{ij} / \sigma_o)$$

$$(158c) \quad (V/V_o)_R = \sigma_o / \sigma_1$$

gdzie $\phi = [6_1^{1,2} \sigma_e^{2,8} / \sigma_o^4]^{1/4}$

$$\Delta = [6_1^{1,8} \sigma_e^{2,2} / \sigma_o^4]^{1/4}$$

Równania przizania (138 i 139) wyprowadzono na podstawie obserwacji doświadczalnych przy obciążeniach proporcjonalnych i mogą być one, w przedstawionej formie, zastosowane do obciążeń nieproporcjonalnych przy założeniu, że nukleacja, wzrost i uszkodzenie wewnętrzne są wielkościami skalarnymi (niezorientowanymi). Jeżeli któryś z tych mechanizmów jest natomiast silnie zorientowany (realizuje się na ściśle określonych kierunkach), wtedy należałoby równania te kolejno całkować dla kierunków krytycznych odpowiadających kolejnym stanom naprężenia, zakładając, że nie ma oddziaływania pomiędzy tymi kierunkami. Przedtem należy jednak wyróżnić, które ze wspomnianych mechanizmów są wielkościami skalarnymi, a które zorientowanymi.

Wyniki pracy [93], a także zaprezentowane dla miedzi i aluminium w p.4.2. wskazują, że zniszczenie wewnętrzne V/V_o w równaniu (138a) może być traktowane jako parametr skalarny.

Z badań metalograficznych [69] wynika także, że w przypadku Nimonic 80A pustki rozwijają się głównie na granicach ziaren prostopadłych do kierunku σ_1 . W dalszych rozważaniach przyjęto więc, że wzrost pustek (równ. 138c) następuje na płaszczyznach \perp do kierunku większego naprężenia głównego.

W związku z tym możliwa jest następująca interpretacja procesów opisanych równaniami (138 i 139):

1. σ/σ_0 proces zorientowany i n/n_0 proces niezorientowany, natomiast V/V_0 w kryterium zniszczenia będzie opisane parametrem zorientowanym lub niezorientowanym,

2. σ/σ_0 proces zorientowany i n/n_0 proces zorientowany natomiast V/V_0 w kryterium zniszczenia będzie opisane parametrem zorientowanym lub niezorientowanym.

Całkowite zniszczenie w równaniu prędkości odkształceń (138a) traktowane będzie jako wielkość skalarna, natomiast w kryterium zniszczenia bądź jako wielkość skalarna, bądź jako zorientowana, tzn. realizująca się na płaszczyźnie \perp do σ_1 , z tym, że dla różnych kierunków σ_1 powierzchnie te nie oddziałują na siebie. Przy jednokrotnej zmianie kierunku skręcania w pierwszym przypadku kryterium zniszczenia przyjmuje postać:

$$(159) \quad |V_1/V_0| + |V_2/V_0| = \sigma_0/\sigma_1$$

natomiast w drugim zniszczenie próbki występuje gdy

$$(160) \quad (V_1/V_0)_{\max} = \sigma_0/\sigma_1 \text{ lub } (V_2/V_0)_{\max} = \sigma_0/\sigma_1$$

gdzie V_1 i V_2 określają zniszczenie na dwóch kolejnych płaszczyznach \perp do σ_1 .

Także proces nukleacji może być opisany bądź parametrem niezorientowanym bądź zorientowanym.

Na rys. 71 przedstawiono krzywe teoretyczne dla wspomnianych powyżej interpretacji, dla programu przy jednokrotnej zmianie kierunku skręcania w momencie gdy $\delta_{xy} = 22.5\%$.

- ABC n/n_0 - parametr niezorientowany, v/v_0 - parametr zorientowany
 V/V_0 - parametr niezorientowany (krzywa ta pokrywa się z krzywą dla obciążeń stałych)
- ABD n/n_0 - parametr niezorientowany, v/v_0 - parametr zorientowany
 V/V_0 - parametr zorientowany
- ABE n/n_0 - parametr zorientowany, v/v_0 - parametr zorientowany
 V/V_0 - parametr niezorientowany
- ABF n/n_0 - parametr zorientowany, v/v_0 - parametr zorientowany
 V/V_0 - parametr zorientowany

Realizując więc np. pokazany na rys. 71 program obciążeń zmiennych w warunkach czystego skręcania przy zmiennych kierunkach skręcania oraz porównując kształt krzywych teoretycznych i doświadczalnych można określić interpretacje poszczególnych parametrów równania (138) i (139) dla złożonego stanu naprężenia.

Wyniki skręcania dla dwóch testów pełzania przy poziomie naprężenia $\sigma_e = 297$ [MPa], w których po pewnym okresie zmieniono kierunek skręcania na przeciwny pokazano na rys. 72. Naprężenia skręcania zostały zmienione dla $\delta xy = 5.2$ [%] w pierwszym teście (linia OAB) oraz dla $\delta xy = 41,5$ [%] w drugim linia (OA' B'), tzn. dla stosunkowo niewielkiego i znacznego zaawansowania procesu zniszczenia (Ponieważ w pracy porównywano także kształt krzywych, przedstawiono je we współrzędnych odkształcenie efektywne (ϵ_e) - czas. Stąd też na krzywych pełzania nie widoczna jest zmiana jej kierunku w chwili zmiany kierunku skręcania. Moment ten zaznaczono przejściem z linii ciągłej do przerywanej przy nawrocie dla $\delta xy = 5.2$ % i z linii ciągłej do podwójnie kropkowanej dla nawrotu przy $\delta xy = 41.5$ %.) Uzyskane wyniki porównano z krzywą teoretyczną dla obciążenia stałego $\sigma_e = 330$ [MPa]

(linia kropkowana OC). Oba poziomy naprężenia różnią się o ok. 10%, która to różnica jest rozrzutem często spotykanym w badaniach pełzania. Pomijając chwilowy okres osłabienia występujący po zmianie kierunku skręcania kształty krzywej monotonicznej i przy obciążeniach zmiennych są analogiczne. Zmiana kierunku naprężenia dla $\delta xy = 41.5[\%]$ powoduje także wyraźny wzrost odkształcenia całkowitego w momencie zniszczenia próbki. Czas do zniszczenia ulega niewielkiemu wydłużeniu. Ten sam wniosek można wyciągnąć na podstawie wyników przedstawionych na rys.73, gdzie porównano dwie krzywe eksperymentalne dla obciążenia $\bar{\sigma}_e = 297[\text{MPa}]$: stałe obciążenie pełzania (linia podwójnie kropkowana) i zmiana kierunku skręcania dla $\delta xy = 22.5[\%]$ (linia OAB) z krzywą teoretyczną dla stałych obciążeń $\bar{\sigma}_e = 297[\text{MPa}]$ (linia OC).

Na rys.74 pokazano krzywą dla testu przy obciążeniu $\bar{\sigma}_e = 297[\text{MPa}]$, w którym kierunek skręcania zmieniano cyklicznie co 24[h] (linia ciągła - przerywana). Podobnie jak poprzednio kształt krzywej, na której pominięto chwilowe osłabienie występujące po zmianie kierunku naprężenia, jest analogiczny jak dla obciążenia stalowego (linia OC). Wzrasta wartość odkształcenia efektywnego przy zniszczeniu oraz czas do zniszczenia.

Przyjęciu interpretacji nukleacji oraz wzrostu jako parametrów zorientowanych (rys.71 - krzywa ABE i ABF) towarzyszy, w momencie zmiany kierunku skręcania, zmiana charakteru krzywej pełzania oraz znaczne zwiększenie odkształceń w momencie zniszczenia. Oba te efekty nie były obserwowane doświadczalnie (rys.72 i 73) i dalszą dyskusję ograniczono do interpretacji, które opisują linie ABC i AED. Na kolejnych rysunkach porównano je z wynikami omówionych poprzednio doświadczeń:

rys.72 - zmiana skręcania przy $\delta xy = 5.2\%$ (OAB)

- OC - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr niezorientowany
OD - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr zorientowany

zmiana skręcania przy $\delta_{xy} = 41.6\%$ (OA'B)

OD - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr niezorientowany

OE - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr zorientowany

rys. 73 - zmiana skręcania przy $\delta_{xy} = 22.5\%$ (OAB)

OC - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr niezorientowany

OD - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr niezorientowany

rys. 74 - cykliczna zmiana skręcania

OC - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr niezorientowany

OD - n/n_0 parametr niezorientowany, v/v_0 parametr zorientowany, V/V_0 parametr zorientowany

Uwzględniając konieczność niewielkiej korekty naprężeń przy obliczeniach teoretycznych dla przykładów pokazanych na rys. 72 i 73 wyraźnie widać, że uzyskane wyniki najlepiej opisuje przyjęcie:

V/V_0 w równaniu (138a) jako parametr niezorientowany

n/n_0 w równaniu (138b) jako parametr niezorientowany

v/v_0 w równaniu (138c) jako parametr zorientowany

/tzn. zniszczenie wewnętrzne rozwija się na płaszczyźnie \perp do σ_1 /

V/V_0 w kryterium zniszczenia (139) jako parametr zorientowany (zniszczenie elementu występuje w momencie osiągnięcia na dowolnej płaszczyźnie warunku

$V/V_0 = \sigma_0/\sigma_1$).

Taka interpretacja parametru zniszczenia, nukleacji, wzrostu oraz kryterium zniszczenia elementu umożliwia opis zachowania się Nimonic 80A w złożonych stanach naprężenia.

4.4. Wnioski

W kolejnych punktach 4.2 i 4.3 przedstawiono wyniki badań pełzania dla miedzi, stopu aluminium i Nimonic 80A w złożonym, zmiennym stanie naprężenia. Celem ich było nie tylko wyznaczenie krzywych pełzania i czasów do zniszczenia dla tych historii obciążenia, ale także określenie charakteru zniszczenia zarówno jeśli chodzi o jego wpływ na prędkość pełzania jak i czas do zniszczenia [100]. Dyskusją uzyskanych rezultatów przedstawiono przy wykorzystaniu równań Rabotnow-Kaczanow (153 i 154) oraz propozycji Dyson'a (138 i 139). Wyniki dla wszystkich badanych materiałów wykazują na prawidłowość opisu wpływu zniszczenia na prędkość pełzania (153 i 138a) przy pomocy parametru skalarnego.

Równanie (154), w którym ewolucja uszkodzeń opisana jest również parametrem skalarnym, może być w tej formie zastosowana jedynie do stopu aluminium. Dla miedzi musi być ono całkowane osobno na płaszczyznach \perp do kierunków kolejnych maksymalnych naprężeń rozciągających. Oznacza to, że uszkodzenia rozwijają się na płaszczyznach \perp do kolejnych kierunków maksymalnych naprężeń rozciągających $\bar{\sigma}_i$ i nie ma żadnego oddziaływania między tymi płaszczyznami. Zniszczenie elementu ma miejsce w momencie osiągnięcia krytycznej wartości na jednej z płaszczyzn.

W przypadku Nimonic 80A sprawa ta jest bardziej złożona. Do określenia zachowania się materiału konieczna jest znajomość nie tylko kryterium zniszczenia w złożonym stanie naprężenia, ale także znajomość procesu nukleacji i wzrostu z uwzględnieniem, że pierwszy określić można parametrem niezorientowanym, natomiast drugi parametrem zorientowanym (zniszczenie rozwija się tylko na płaszczyznach \perp do kierunku $\bar{\sigma}_i$ i nie ma oddziaływania między tymi płaszczyznami).

5. Wpływ wstępnych odkształceń plastycznych na zachowanie się materiału w procesie pełzania

W poprzednich rozdziałach przedyskutowano zagadnienia opisu pełzania w złożonym stanie naprężenia. Ważnym problemem tej tematyki jest także wpływ predeforamacji plastycznej na późniejsze zachowanie materiału. Jest on o tyle istotny, że w zagadnieniach praktycznych elementy urządzeń pracujących w warunkach pełzania mogą być poddane historiom obciążenia, w których deformacja plastyczna odgrywa ważną rolę np. obciążenia cyklicznie zmienne w podwyższonych temperaturach. Stąd też prawidłowy opis wzajemnego wpływu odkształceń plastycznych i pełzania (creep - plasticity interaction) jest istotnym elementem każdej z proponowanych teorii.

Wpływ predeforamacji plastycznej na późniejsze pełzanie był już dyskutowany w p.3.3. przy omawianiu modelu materiału z pamięcią maksymalnych przeciążeń. Została ona opisana przy pomocy kinematycznego parametru wewnętrznego $\alpha_{ij} = \alpha_{ij}^{(p)}$, ułożsianego z makroskopową miarą mikronaprężeń, z uwzględnieniem jego skalarnej normy α_e i pamięci maksymalnej wartości

$\alpha_m = \alpha_e^{max}$. W tak sformułowanym modelu deformacja plastyczna może powodować wzmocnienie materiału obserwowane jako zmniejszenie prędkości odkształceń w tzw. II okresie krzywej pełzania oraz wpływać na wielkość odkształceń w jej I okresie. Wzmocnienie obserwowane w stanie ustalonym jest funkcją wielkości skalarnej α_m a tym samym nie zależy od kierunku predeforamacji. Wpływ jej kierunku (kąt pomiędzy kierunkiem głównym tensora odkształceń predeforamacji i tensora naprężeń pełzania) widoczny jest jedynie w okresie przejściowym (I okres) i opisany jest równaniem ewolucji kinematycznego parametru wewnętrznego α_{ij} .

W tym rozdziale zostaną przedstawione wyniki prac w których analizowano wpływ kierunku predeforamacji plastycznej na pełzanie w II (miedź) i III (Nimonic 80A) okresie pełzania (z pominięciem okresu przejściowego) przy obciążeniach pro-

porcjonalnych oraz próby ich teoretycznego opisu w ramach uproszczonych teorii. Wspomniane materiały wykazują niejako przeciwne własności. Deformacja plastyczna powoduje wzmocnienie jednego z nich, natomiast osłabienie drugiego.

Przeprowadzono już wiele prac, w których badano wpływ wstępnych odkształceń plastycznych głównie na prędkość pełzania ustalonego i czas do zniszczenia. Uzyskane wyniki nie prowadzą jednak do jednoznacznych konkluzji. W niektórych przypadkach [63, 101, 102, 103] wstępna deformacja plastyczna powoduje wzmocnienie materiału przejawiające się jako zmniejszenie prędkości pełzania ustalonego. W innych [np. 104] wzmocnienie ograniczone jest do temperatury w której prędkość odnowy (recovery) materiału jest niewielka. Są także materiały w których predeformacja plastyczna powoduje osłabienie [69, 91, 94, 105] lub nie ma istotnego znaczenia [105]. Wynikiem, który potwierdza prawie wszystkie doświadczenia jest obniżenie ciągliwości materiału w momencie zniszczenia. Złożoność tego zagadnienia pokazano na podstawie wyników uzyskanych w pracy [101], a przedstawionych na rys. 75a,b. Przeprowadzono je w temp. 500°C na próbkach rozciąganych wykonanych ze stopu niklu, które w temp. pokojowej poddano wstępnym odkształceniom plastycznym w zakresie 0-25%. Odkształcenia rzędu 5% nie dają widocznych efektów, natomiast 20-25% powodują wyraźne wzmocnienie materiału, wyrażające się zmniejszeniem prędkości pełzania ustalonego przy tych samych obciążeniach. Natomiast przy odkształceniach wstępnych rzędu 10-15% wyraźne wzmocnienie materiału widoczne jest dla niskich poziomów naprężeń i efekt ten zmniejsza się przy ich wzroście tak, że przy naprężeniach rzędu 180 [MPa] wzmocnienie jest mało widoczne. W podobny sposób wyraża się ono we wpływie wstępnej deformacji na czas do zniszczenia t_r (rys. 75b). Ponadto wstępna deformacja plastyczna może powodować zmianę w wykładniku potęgi, jeżeli do opisu pełzania ustalonego przyjmujemy prawo Norton'a: z $n=5$ dla $\epsilon^p = 0$ do $n=10$ dla $\epsilon^p = 15\%$. Dlatego też próby opisu tego efektu ograniczają się w zasadzie do konkretnych materiałów, w danej temperaturze i zakresie naprężeń.

Zdecydowaną większość wyników uzyskano w jednoosiowych stanach naprężenia, zarówno w przypadku predeformacji jak i następującego po niej pełzania. Bardzo niewiele badań poświęcono poznaniu tych własności w złożonym stanie naprężenia [36, 63, 91, 103].

W dalszej części zostaną przedstawione wyniki doświadczeń dla dwóch różnych materiałów:

Nimonic 80A (750°C) - wstępna deformacja powoduje osłabienie

Miedź (300°C) - wstępna deformacja powoduje wzmocnienie

w złożonym stanie naprężenia (płaski stan naprężenia) oraz próba ich teoretycznego opisu.

5.1. Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie Nimonic 80A w temperaturze 750°C.

Jak wspomiano w p.4, intensywne badania tego materiału, połączone ze szczegółową obserwacją mikroskopową jego budowy, prowadził E. Dyson [69, 91]. Dotyczyły one także wpływu wstępnych odkształceń plastycznych w temp. pokojowej na następujące po nich wysokotemperaturowe pełzanie. Na rys. 76 i 77 pokazano wyniki badań w jednoosiowym stanie naprężenia. Jak widać, wstępne odkształcenia plastyczne powodują osłabienie materiału przejawiające się we wzroście prędkości pełzania ustalonego, zmniejszeniu czasu do zniszczenia t_r oraz zmniejszeniu ciągliwości. Efekty te są dość znaczne, gdyż np. dla poziomu naprężenia $\bar{\sigma} = 154$ [MPa], odkształcenia rzędu 15% powoduje 6-ciokrotny wzrost prędkości pełzania oo przy przyjęciu prawa Norton'a (dla tego materiału $n=5$) odpowiada ok. 40% wzrostowi poziomu naprężenia. Na rys. 77 porównano krzywe pełzania w jednoosiowym stanie naprężenia dla materiału dziewiczego i odkształconego wstępnie 15%. Jak widać, powoduje ono nie tylko wspomniane powyżej efekty, ale także zmianę kształtu krzywej z $\dot{\epsilon} = f[(t/t_0)^3]$ dla materiału dziewiczego na $\dot{\epsilon} = f[(t/t_0)^{1.7}]$ po wstępnej deformacji. Jednocześnie badania mikroskopowe [69] wykazały, że prede-

formacji towarzyszy tworzenie się pustek widocznych głównie na granicach ziaren równoległych do kierunku maksymalnych naprężeń rozciągających σ_1 . Uzyskano je dla rozciąganych, ściskanych oraz skręcanych próbek rurkowych przy różnych wielkościach odkształceń wstępnych, po których następowało odciążenie i wygrzewanie w temp. 750°C . Przekroje ich były następnie obserwowane pod mikroskopem elektronowym, a widoczne pustki liczone i mierzone. Jak pokazują wyniki przedstawione na rys.78 ilość pustek jest zasadniczo wprost proporcjonalna do wartości efektywnego odkształcenia wstępnego. Przedstawione powyżej wyniki uzyskane zostały dla obciążeń w których kierunek główny wstępnej deformacji oraz naprężeń pełzania pokrywały się. Nie można się więc z nich zorientować, czy wpływ jej na pełzanie ma charakter skalarny, czy też zależny jest od kąta między kierunkami głównymi tensora odkształceń wstępnej deformacji i tensora naprężenia w procesie pełzania.

Zagadnienie to dyskutowano w pracy [94] przeprowadzając badania uzupełniające wyniki przedstawione w p.4.3. Wykonano je na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych czystemu skręcaniu, a ich rezultaty pokazano na rys.79 (linia ciągła). Dwie próbki wstępnie odkształcono w temp. pokojowej do $\epsilon^p = 2.5\%$ ($\gamma_{xy}^p = 4.33\%$), a następnie poddano pełzaniu przy obciążeniu $\sigma_c = 297[\text{MPa}]$ rejestrując krzywą pełzania. Oba testy różniły się tym, że w jednym z nich kierunek wstępnej deformacji pokrywał się z kierunkiem późniejszych obciążeń pełzania (krzywa OB) w drugim natomiast był przeciwny (krzywa OA). Uzyskane rezultaty porównano z wynikami dla materiału dziewiczego poddanego pełzaniu przy tym samym poziomie naprężenia. Mimo stosunkowo niewielkiej deformacji wstępnej czas do zniszczenia uległ niemal dwukrotnemu skróceniu oraz nastąpiło widoczne zmniejszenie ciągliwości. Efekt ten jest bardziej widoczny dla próbki, w której kierunek predeformacji był przeciwny do kierunku późniejszego pełzania.

Wykorzystując wyprowadzone przez B.Dyson'a [69] równania konstytutywne, omówione szczegółowo w rozdz.4:

$$(161a) \quad \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)} = 3(\sigma_e/\sigma_0)^4 (V/V_0)^{4/3}$$

$$(161b) \quad \frac{d(n/n_0)}{d(t/t_0)} = \frac{1}{2} (\sigma_1/\sigma_e)^2 (\epsilon_0/\epsilon_e)^{1/2} \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)}$$

$$(161c) \quad \frac{d(v/v_0)}{d(t/t_0)} = (\sigma_1/\sigma_e)^{0.7} \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)}$$

wraz z kryterium zniszczenia:

$$(161d) \quad (V/V_0)_R = \frac{\sigma_0}{\sigma_1}$$

gdzie $V_0 = 3 \cdot V_0/2n_0$

V_0, t_0, n_0 - stałe materiałowe

oraz wspomniane powyżej wyniki eksperymentalne, w pracy [93] zaproponowano opis wpływu wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie Nimonic 80A.

Wyniki doświadczeń przedstawione na rys. 78 wskazują, że ilość zarodków generowanych na skutek wstępnej deformacji plastycznej można przyjąć za proporcjonalną do jej efektywnej wartości ϵ_e^P . Jak wspomniano poprzednio, powstałe po deformacji pustki obserwowano głównie na granicach ziaren równoległych do kierunku naprężenia σ_1 przykładanego w czasie predeformacji. Korzystając z wyników interpretacji wzorów (138 - rozdz. 4) przyjęto, że generacja zarodków ma charakter skalarny natomiast ich wzrost jest zorientowany. Pierwszy z procesów można więc opisać wielkością skalarną:

$$(162) \quad \frac{n^p}{n_0} = \frac{\epsilon_e^p}{\epsilon_0}$$

gdzie ϵ_0 , n_0 są wielkościami zdefiniowanymi eksperymentalnie

Wzrost wielkości tych zarodków niesch będzie opisany zmodyfikowanym równaniem (161c) :

$$(163) \quad \frac{d(v/v_0)}{d(t/t_0)} = \Theta(\sigma_{ij}^p/\sigma_0)(\sigma_1/\sigma_e)^{0,7} \frac{d(\epsilon_e/\epsilon_0)}{d(t/t_0)}$$

gdzie $\Theta(\sigma_{ij}^p/\sigma_0)$ jest funkcją opisującą stan naprężenia w procesie deformacji plastycznej, a czynnik $(\sigma_1/\sigma_e)^{0,7}$ odnosi się do naprężeń pełzania.

W procesie pełzania następującego po wstępnej deformacji, zarodkowanie kontynuowane jest zgodnie z równaniem (161b - jak dla materiału dziewiczego), a rozwój tych pustek następuje zgodnie z (161c). Efekt ogólnego uszkodzenia spowodowanego obydwojma procesami można teraz wyrazić:

$$(164) \quad \frac{V}{V_0} = \left\{ \frac{n^p}{n_0} \Theta(\sigma_{ij}^p/\sigma_0) + \int_{\tau=0}^{\tau=t} \frac{n}{n_0}(\tau) d\tau \right\} \int_{t=\tau}^{t=t_f} \frac{\dot{v}}{v_0}(t, \tau) dt$$

gdzie $\dot{v}/v_0(t, \tau)$ jest opisane równaniem (161c).

Jego wpływ na prędkość pełzania nadal opisuje równanie (161a). Postać funkcji $\Theta(\sigma_{ij}^p/\sigma_0)$ przyjęto na podstawie wyników doświadczeń jako:

$$(165) \quad \Theta(\sigma_{ij}^p/\sigma_0) = 0.133 (\sigma_1/\sigma_e)^{2,7}$$

Na kolejnych rys. 77, 79, 80 przedstawiono porównanie tak sformułowanej koncepcji opisu predeformacji z wynikami doś-

wiadomości.

Rezultaty dla obciążeń jednoosiowych $\sigma = 154$ [MPa] w przypadku materiału dziewiczego i poddanego wstępnej deformacji plastycznej $\varepsilon^p = 15\%$ pokazano na rys.77. Widać, że zarówno czas do zniszczenia jak i odkształcenia końcowe (zwłaszcza gdyby dodatkowo uwzględnić I okres pełzania) opisane są dość dobrze. Przedstawiona teoria uwzględnia także zmianę kształtu krzywej z $\varepsilon = f[(t/t_0)^3]$ dla materiału dziewiczego na $\varepsilon = f[(t/t_0)^{1.7}]$ dla materiału wstępnie odkształconego.

Na rys.79 przedstawiono doświadczalne i teoretyczne krzywe dla materiału dziewiczego oraz poddanego predeformacji plastycznej ($\delta_{xy} = 4.33\%$) w kierunku zgodnym (linia OB) i przeciwnym (linia OA) do kierunku późniejszego skręcania dla $\sigma_e = 297$ [MPa]. Wyniki teoretyczne, uwzględniające predeformację, przewidują nieco większe odkształcenia końcowe oraz czas do zniszczenia aniżeli obserwowane eksperymentalnie. Teoria nie opisuje jednak różnicy w krzywych pełzania dla wstępnych odkształceń pokrywających się i przeciwnych do kierunku następującego po nich obciążenia. Nie przekracza ona jednak 10% w poziomie naprężenia (jest to niewiele w porównaniu z normalnie obserwowanym rozrzutem wyników) i wydaje się, że opis nukleacji spowodowanej predeformacją (równ. 162) parametrem skalarnym jest dobrą pierwszą aproksymacją.

Analizując równanie (164) można zauważyć, że dla plastycznych odkształceń przekraczających $\varepsilon^p = 4\%$ udział zardków utworzonych na skutek wstępnej deformacji dominuje późniejsze zachowanie się materiału. Ta własność równania powoduje zmianę teoretycznej krzywej pełzania z zależności $\varepsilon = f[(t/t_0)^3]$ dla materiału dziewiczego do $\varepsilon = f[(t/t_0)^{1.7}]$ dla materiału silnie odkształconego plastycznie, o czym wspomiano powyżej.

Proponowany model teoretyczny daje gładkie przejście od materiału dziewiczego do silnie odkształconego plastycznie co widać na rys.80, gdzie porównano teoretyczne i eksperymentalne wydłużenie w momencie zniszczenia dla różnych poziomów predeformacji, uzyskując dobrą zgodność.

Na rys. 81, korzystając z układu równań (158), pokazano krzywe jednakowych czasów do zniszczenia (isochronous rupture surface) oraz zaznaczono doświadczalnie punkty zniszczenia dla materiału dziewiczego (\circ), odkształconego plastycznie ($\delta_{xy} = 26\%$) w kierunku zgodnym z kierunkiem pełzania (A) i do niego przeciwnym (\bullet). Punkty dla ośrodka poddanego predeformacji leżą blisko kryterium maksymalnych naprężeń rozciągających ($tr = f(\sigma_1/\sigma_0)$) natomiast dla ośrodka dziewiczego pomiędzy tym kryterium i kryterium maksymalnych naprężeń efektywnych ($tr = f(\sigma_e/\sigma_0)$). Ta zmiana kryterium zniszczenia w zależności od predeformacji plastycznej widoczna jest także na rys. 82, gdzie pokazano fotografie powierzchni zniszczenia dla materiału dziewiczego poddanego czystemu skręcaniu (a), materiału którego pełzanie poprzedzono deformacją plastyczną ($\delta_{xy} = 4.3\%$) zgodna z kierunkiem pełzania (b) i do niego przeciwną (c). Powierzchnia zniszczenia dla materiału dziewiczego jest \perp do osi próbki (pokrywa się z kierunkiem $\sigma_2 \max$), natomiast dla materiału poddanego wstępnej deformacji jest ona nachylna do osi pod kątem ok. 45 (pokrywa się z kierunkiem σ_1).

5.2. Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie miedzi w temp. 300°C.

Wyniki badań wpływu wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie technicznie czystej miedzi MIE w temp. 300°C w płaskim stanie naprężenia przedstawiono w pracach [63 i 103]. Zastosowano dwie różne techniki doświadczalne, które wraz z uzyskanymi przy ich pomocy wynikami omówiono poniżej.

W pracy [63] zastosowano technikę zaproponowaną przez W. Szczępińskiego [106] do badań wpływu wstępnej deformacji plastycznej na powierzchnie płynięcia. Umożliwia ona uzyskanie wielu danych dotyczących zachowania się materiału w dwuosiowym stanie naprężenia na podstawie wyników testów jednoosiowych. W metodzie tej (rys. 83) większy arkusz materiału poddawany jest wstępnej deformacji ξ^P na drodze jednoosiowego rozciągania (oś x pokrywa się z kierunkiem deformacji) a następnie, pod różnymi kątami β do osi x, wycinane są

próbki badane w stanie jednoosiowego rozciągania. W zależności od kąta β na kierunkach x i y realizowany jest stan naprężenia określony (rys. 84) równaniami:

$$(166) \quad \begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_0/2 (1 + \cos 2\beta) \\ \sigma_y &= \sigma_0/2 (1 - \cos 2\beta) \\ \tau_{xy} &= \sigma_0/2 \sin 2\beta \end{aligned}$$

W zależności od wyboru kątów β umożliwia to określenie wpływu deformacji ε^p na zachowanie się materiału w różnych płaskich stanach naprężenia określonych równaniami (166). Przy operowaniu pojęciem potencjału Hubera-Mises'a realizowane w ten sposób stany reprezentowane są przez elipsę BEC (rys. 96).

Z arkusza blachy miedzianej o grubości 2,5 [mm] wycięto duże próbki o wymiarach 170-350 [mm], wyżarzono przez 4 godziny w temp. 400°C, a następnie chłodzono wraz z piecem by uzyskać jednorodną wielkość ziaren. Tak przygotowane próbki były następnie odkształcone plastycznie na drodze jednoosiowego rozciągania do wielkości $\varepsilon^p = 3.5[\%]$ i $\varepsilon^p = 7.5[\%]$ przy użyciu standardowej maszyny wytrzymałościowej wyposażonej w specjalne uchwyty. Po odciążeniu, mniejsze próbki, o wymiarach 20 x 150 [mm], były wycinane pod różnym kątem β ($\beta = 0^\circ - 90^\circ$) do osi x . Z tak przygotowanego materiału frazowano następnie próbki do badań pełzania o dł. pomiarowej 50 [mm] i szerokości 10 [mm] (rys. 85). Aby uniknąć anizotropii spowodowanej kierunkiem walcowania blachy (obserwowano ją we wszystkich wstępnych testach), kierunek wstępnej deformacji ε^p nachylony był pod kątem β do kierunku walcowania co sprawiło, że kierunek walcowania blachy zawsze pokrywał się z osią próbki (niezależnie od wartości β). Próbki te badano następnie w procesie jednoosiowego pełzania w temp. 300°C przy stałym obciążeniu $\sigma = 111$ [MPa]. W Tabelicy 7 oraz na rys. 86 i 87 przedstawiamy wyniki tych doświadczeń. Widać, że na skutek wstępnej deformacji plastycznej, materiał uległ wzmocnieniu co wyraża się zmniejszeniem prędkości pełzania ustalonego oraz wydłużeniem czasu do zniszczenia tr. Prędkość pełzania zmalała z $\dot{\varepsilon}^c = 0.1$ [%/h] dla ma-

teriału dziewiczego do $\dot{\epsilon}^c = 0,05 [\%/h]$ i $\dot{\epsilon}^c = 0,021 [\%/h]$ po wstępnej deformacji plastycznej $\epsilon^p = 3,5\%$ i $\epsilon^p = 7,3\%$ ($\beta = 0$). W drugim przypadku odpowiada to redukcji naprężenia o ok. 19% (przyjmując prawo Norton'a, w którym dla tego materiału $n=9$). Efekt wzmocnienia bardziej widoczny jest dla $\beta = 0$ (kierunek wstępnej deformacji pokrywa się z kierunkiem naprężeń przyłożonych w procesie pełzania) i zmniejsza się wraz ze wzrostem kąta β . Tak więc dla $\epsilon^p = 3,5\%$ prędkość pełzania ustalonego zmienia się z $\dot{\epsilon}^c = 0,05 [\%/h]$ dla $\beta = 0$ do $\dot{\epsilon}^c = 0,075 [\%/h]$ dla $\beta = 90^\circ$ i dla $\epsilon^p = 7,3\%$ z $\dot{\epsilon}^c = 0,021 [\%/h]$ dla $\beta = 0$ do $\dot{\epsilon}^c = 0,03 [\%/h]$ dla $\beta = 90^\circ$. Odpowiada to redukcji naprężenia o ok. 5% w przypadku $\epsilon^p = 3,5\%$ i ok. 4% w przypadku $\epsilon^p = 7,3\%$.

W pracy [103] zastosowano klasyczną technikę badań w płaskim stanie naprężenia, tzn. badania na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu. Realizowane w ten sposób stany naprężenia reprezentowane są przez elipsę BA (rys.96). Próbkki miedziane wstępnie odkształcone plastycznie w temp. pokojowej przy różnych stosunkach $\epsilon_x^p / \epsilon_{xy}^p$ określonych przez kąt θ ($\theta = \arctg \frac{1}{\beta} \frac{\epsilon_{xy}^p}{\epsilon_x^p}$) do jednakowej wielkości odkształceń efektywnych $\epsilon^p = 3\%$ i $\epsilon^p = 7\%$. Następnie, po wygrzaniu w przez okres 24 godz. w temp. $300^\circ C$ poddawano je jednoosiowemu pełzaniu w tej samej temperaturze i poziomie naprężenia $\bar{\sigma}_x = 49 [MPa]$ przez okres 200 godz. Na rys.88 i 89 oraz w Tablicy 8 przedstawiono wyniki doświadczeń. Widać z nich, że na skutek wstępnej deformacji plastycznej materiał uległ wzmocnieniu co wyraża się w zmniejszeniu prędkości pełzania ustalonego. Zmalała ona z $\dot{\epsilon}^c = 4,2 \times 10^{-6} [1/h]$ dla materiału dziewiczego do $\dot{\epsilon}^c = 3,2 \times 10^{-6} [1/h]$ dla $\epsilon^p = 3\%$ i do $\dot{\epsilon}^c = 2,8 \times 10^{-6} [1/h]$ dla $\epsilon^p = 7\%$ / $\theta = 0$. Odpowiada to redukcji naprężenia (przy przyjęciu prawa Norton'a dla tego materiału $n=3$) o kolejno 8% i 19%. Efekt wzmocnienia bardziej widoczny jest dla $\theta = 0$ (kierunek obciążeń pełzania pokrywa się z kierunkiem wstępnej deformacji ϵ^p) i zmniejsza się wraz ze wzrostem θ . Prędkość pełzania ustalonego wzrasta z $\dot{\epsilon}^c = 3,2 \times 10^{-6} [1/h]$ dla $\theta = 0$ do $\dot{\epsilon}^c = 3,7 \times 10^{-6} [1/h]$

dla $\theta = 90^\circ$ przy $\dot{\epsilon}^p = 3\%$ oraz $\dot{\epsilon}^c = 2.8 \times 10^{-6}$ [1/h] dla $\theta = 0$ do $\dot{\epsilon}^c = 3.6 \times 10^{-6}$ [1/h] dla $\theta = 90^\circ$ przy $\dot{\epsilon}^p = 7\%$. Odpowiada to kolejno redukcji naprężenia o 3% i 9%.

Mimo różnych własności badanej miedzi (dla jednej w prawie Norton'a $n=9$, a dla drugiej $n=3$), różnych poziomów naprężenia pełzania ($\sigma_x = 111$ [MPa], $\sigma_x = 49$ [MPa]) oraz różnych technik eksperymentalnych uzyskane wyniki pokazują bardzo podobne własności. Na skutek wstępnej deformacji plastycznej materiał ulega wzmocnieniu, które jest największe w przypadku pokrywania się kierunków głównych tensora odkształcenia przeddeformacji plastycznej i tensora naprężenia w późniejszym procesie pełzania (w prezentowanych wynikach odpowiada to jednoosiowemu pełzaniu poprzedzonemu jednoosiową deformacją plastyczną) i odpowiada redukcji naprężenia ok. 8% dla $\dot{\epsilon}^p = 3\%$ i ok. 19% dla $\dot{\epsilon}^p = 7\%$. Ma one charakter zorientowany, zależny od kierunku wstępnej deformacji.

5.2.1. Opis wyników doświadczeń

W pracy [63 i 107] oraz [103] uzyskane wyniki opisano używając dwóch technik: klasycznej, stosując pojęcie potencjału oraz dzieląc wzmocnienie na kinematyczne i izotropowe oraz stosując reprezentacje funkcji tensorowych, które w skróconej formie przedstawiono poniżej.

Podobnie jak w rozdz. 3 przyjmujemy prawo pełzania w postaci:

$$(167) \quad \dot{\epsilon}_{ij} / \dot{\epsilon}_0 = \frac{1}{(n+1)} \frac{\partial f^{n+1}}{\partial (\sigma_{ij} / \sigma_0)}$$

gdzie f^{n+1} jest potencjałem pełzania określonym warunkiem Hubera-Mises'a:

$$(168) \quad f = \lambda \cdot \bar{\sigma}_e = \lambda \left[\frac{1}{2} (s_{ij} - \alpha_{ij})(s_{ij} - \alpha_{ij}) \right]^{1/2}$$

gdzie λ - parametr wzmocnienia izotropowego
 α_{ij} - parametr określający wzmocnienie kinematyczne
 s_{ij} - dewiator naprężenia.

Na rys. 90a oraz Tablicy 7 pokazano porównanie wyników doświadczalnych (praca [63]) z wynikami teoretycznymi przy przyjęciu prostych zależności:

$$(169) \quad \lambda = 1 - A \int d\mathcal{E}_e^p \\ \alpha_{ij} = C \int d\mathcal{E}_{ij}^p$$

gdzie $C = 0.265$, $A = 0.017$.

Wyniki tych samych badań doświadczalnych opisano w pracy [107] przy zastosowaniu metody reprezentacji funkcji tensorowych.

Zakładając nieściśliwość materiału oraz jego nieczułość na ciśnienie hydrostatyczne, równanie konstytutywne opisujące ustaloną prędkość pełzania materiału poddanego wstępnej deformacji plastycznej można zapisać w ogólnej postaci:

$$(170) \quad \dot{\mathcal{E}}_{ij}^c = f(S_{ij}, \mathcal{E}_{ij}^p)$$

gdzie $\dot{\mathcal{E}}_{ij}^c$ oznacza tensor dewiatora ustalonej prędkości pełzania, S_{ij} jest tensorem dewiatora naprężenia, natomiast \mathcal{E}_{ij}^p oznacza tensor dewiatora wstępnego odkształcenia plastycznego. Ograniczając rozważania do stanów ustalonych, które opisuje prawo Nerton'a w ogólnej postaci:

$$(171) \quad \dot{\mathcal{E}}_{ij}^c = A \left(\frac{3}{2} S_e^* \right)^{n-1} S_{ij}$$

gdzie $S_e^* = (\text{tr } S_{ij}^2)^{1/2}$

załóżmy uproszczoną (bez członów wyższych rzędów) zależność tensorową:

$$(172) \quad \dot{\mathcal{E}}_{ij}^c = \psi_1 S_{ij} + \psi_2 (S_{ik} \mathcal{E}_{jk}^p + \mathcal{E}_{il}^p S_{jl})$$

gdzie ψ_1 i ψ_2 - funkcje skalarne, zależne od drugich niezmienników tensora naprężenia i wstępnego odkształcenia, oraz jej szczegółową postać:

$$(173) \quad \dot{\mathcal{E}}_{ij}^c = A (S_e^*)^{n-1} [1 - B (E_e^*)^m] S_{ij} + C (E_e^*)^r (S_{ik} \mathcal{E}_{jk}^p + \mathcal{E}_{il}^p S_{jl})$$

gdzie $E_e^* = (\text{tr } \mathcal{E}_{ij}^p)^2)^{1/2}$

A, B, C, n, m, r , - stałe materiałowe

Pierwsza część równania (173) uwzględnia wpływ wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania, natomiast druga część uwzględnia niewspółosiowość tensorów S_{ij} i $\dot{\epsilon}_{ij}^c$ wywołaną predcformacją.

Do opisu przedstawionych powyżej wyników doświadczeń zastosowano ostatecznie zależność:

$$(174) \quad \dot{\epsilon}_{ij}^c = A (S_e^*)^{n-1} [1 - B(\epsilon_e^*)] (S_{ij} - \alpha_{ij}^r)$$

której znormalizowaną postać przedstawiono poniżej:

$$(174a) \quad \frac{\dot{\epsilon}_{ij}^c}{\dot{\epsilon}_0} = A \left(\frac{S_e^*}{\sigma_0} \right)^{n-1} [1 - B(\epsilon_e^*)] (S_{ij} - \alpha \epsilon_{ij}^r)$$

gdzie $\dot{\epsilon}_0$ jest prędkością pełzania ustalonego odpowiadającą naprężeniu σ_0 .

Przyjmując $A = 7.59$, $n = 9$, $B = 8.16$, $m = 1$ i $\alpha = 2.03$, na rys. 90a porównano wyniki doświadczeń z rezultatami teoretycznymi.

Porównanie wyników doświadczeń z analogicznie uzyskanymi rozwiązaniami teoretycznymi przedstawionymi w pracy [103] pokazano na rys. 90b oraz w Tablicy 8 /wzmocnienie kinetyczno-izotropowe/.

Rezultaty przedstawione w pracy [63] i [107] /rys.90a/ oraz w pracy [103] /rys.90b/ pokazują dość dobrą zgodność prezentowanych teorii z wynikami eksperymentalnymi.

5.3. Wnioski

W kolejnych punktach 5.1, 5.2 i 5.3 przedstawiono wyniki obrazujące wpływ wstępnej deformacji plastycznej w złożonym stanie naprężenia na krzywą pełzania, z pominięciem tzw. I okresu, wraz z próbami ich teoretycznego opisu. Uzyskane rezultaty wskazują, że wpływ ten można określić jako sumę dwóch efektów: niezorientowanego (skalarne) będącego funkcją odkształceń efektywnych i zorientowanego, zależnego

od kąta pomiędzy kierunkiem głównym tensora odkształcenia predeformacji i tensora naprężenia w procesie pełzania. Ten ostatni najwyraźniej widoczny jest w przypadku pokrywania się kierunków obu tensorów.

W badaniach prezentowanych w pracy [43] i [63], dotyczących wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie miedzi, dominującym jest efekt skalarny. Wpływ odkształceń plastycznych można więc, z pewnym przybliżeniem, opisać przy pomocy koncepcji przedstawionej w modelu dyskutowanym w p.3.3, która przewiduje współosiowość kierunków głównych tensora prędkości odkształcenia i tensora naprężenia w stanach ustalonych.

Wyniki przedstawione dla miedzi [103] oraz stali nierdzewnej 316 [36] pokazują istotny wpływ efektu zorientowanego, niewspółosiowości kierunków głównych tensora prędkości pełzania i tensora naprężenia, w stanach ustalonych, którego wspomniany model nie opisuje. W teoriach proponowanych w p.5.2 opisano go wykorzystując koncepcję wzmocnienia kinematycznego.

Uzyskane rezultaty potwierdzają dotychczasowe obserwacje pokazując dużą różnorodność zachowania materiału w procesie pełzania poprzedzonego plastyczną predeformacją, zależną od rodzaju ośrodka, a w obrębie tego samego materiału od jego gatunku. Dla pewnej klasy ośrodków wpływ predeformacji może dobrze opisać model zaproponowany w p.3.3. Nie ujmując jednak wspomnianego efektu anizotropii wywołanego wstępami odkształceniami plastycznymi.

6. Urządzenia do badań pełzania

Konstrukcja urządzeń do badań pełzania (pełzarek) jest zasadniczo podobna do konstrukcji znanych maszyn wytrzymałościowych. W rozdziale tym zostaną przedyskutowane jedynie różnice wynikające z cech charakterystycznych procesu pełzania takich jak:

1. pełzanie dla dużej grupy zagadnień badane jest przy stałym obciążeniu i temperaturze,

2. długotrwałość obciążeń,
3. podwyższona temperatura z czym wiąże się:
 - a. utrudniony dostęp do próbki
 - b. umieszczenie uchwyty urządzeń pomiarowych.
wewnątrz urządzeń grzejnych

6.1. Badania w jednoosiowym stanie naprężenia - jednoosiowe rozciąganie

Dotychczas zdecydowaną większość badań pełzania przeprowadzono dla jednoosiowego rozciągania próbek i stąd też najbardziej powszechnymi są peizarki do badań jednoosiowych, których konstrukcję przedstawiono schematycznie na rys. 91. Próbka (1) znajdująca się w piecu (2) rozciągana jest za pośrednictwem prętów (3) połączonych z ruchomym ramieniem (4). Obciążenie realizowane jest za pomocą ciężarków (5), natomiast pomiar odkształceń odbywa się na zewnątrz pieca przy pomocy ekstensometrów (6) połączonych z próbką za pomocą tzw. "nóg" (7). Osłowość obciążenia próbki zapewniają odpowiednie uchwyty oraz łożyskowe połączenia prętów.

Przedstawiona schematycznie konstrukcja musi zapewnić następujące parametry doświadczenia:

1. określone naprężenie w części pomiarowej próbki,
2. dokładne przeniesienie obciążenia z szalek obciążających na próbkę,
3. zginanie próbki nie większe aniżeli dopuszczalne,
4. dokładny pomiar odkształceń,
5. stałą temperaturę i jednorodny jej rozkład wzdłuż bazy pomiarowej próbki

które zostaną omówione w kolejnych punktach.

6.1.1. Określone naprężenie w części pomiarowej próbki

Większość, cytowanych w literaturze, wyników doświadczalnych z zakresu pełzania uzyskano w warunkach stałego obciążenia, zakładając, że wpływ wywołanej odkształceniami osiowymi zmiany przekroju jest pomijalnie mały. Jest ono prawdziwe jedynie w zakresie małych odkształceń. Mierzona prędkość pełzania może być określona przy pomocy wykładniczej funkcji naprężenia:

$$(175) \quad \frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon_0} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n$$

gdzie $\dot{\epsilon}$ - prędkość odkształceń σ - naprężenie
 n, σ_0, ϵ_0 - stałe (dla stali $n=3-8$).

Nawet niewielka zmiana naprężenia ma więc istotny wpływ na prędkość deformacji (np. dla $n=5$ zmiana przekroju rzędu 5% powoduje wzrost prędkości deformacji o ok. 28%). Stąd też konstrukcje przedstawione np. w [108] i [109] zapewniają zmianę obciążenia próbki wraz ze wzrostem odkształceń, tak by zachować stałe naprężenie w części pomiarowej. Uzyskano to przez układ krzywek powodujących zmianę przełożenia dźwigni przenoszącej stałe obciążenie.

Próbki stosowane w badaniach pełzania nie różnią się zasadniczo od próbek używanych w tradycyjnych badaniach wytrzymałościowych. Podobnie jak i tam, kształt próbki musi zapewniać jednorodność pola naprężeń i odkształceń w strefie pomiarowej. Utrudniony dostęp do próbki w czasie trwania eksperymentu oraz konieczność pewnego zamocowania ekstensometrów przez długi okres czasu sprawiają, że zazwyczaj konstrukcja ich zawiera dodatkowe uchwyty umożliwiające zamocowanie urządzeń pomiarowych. Kształt tych uchwytów oraz ich wpływ na pole odkształceń pokazano w p.6.2.1.1.

6.1.2. Przeniesienia obciążenia na próbkę

W dyskutowanych urządzeniach stałe obciążenie ciężarków przenoszone jest na próbkę przy pomocy układów mechanicznych. Stąd też, uwzględniając zależność (175) istotną cechą urządzenia jest dokładne przeniesienie przyłożonego obciążenia na badany element. Odgrywa to istotną rolę zwłaszcza w programach obciążeń zmiennych. Stąd też elementy mechaniczne (dźwignie, ciągną) połączone są przy pomocy różnego typu łożysk (np. typu "strze noża" czy szkle- rys. 92).

6.1.3. Osiowość obciążenia

Penny i Leckie [110] pokazali, że uzyskane krzywe pełzania, zwłaszcza w I okresie, w istotny sposób zależne są od osiowości obciążenia określonej jako stosunek δ^*/d , gdzie δ^* jest odległością między kierunkiem przyłożonej siły a osią próbki, natomiast d jest jej średnicą. Obliczenia wykonano dla próbek osiowo symetrycznych przy założeniu potęgowego prawa pełzania (175) dla różnych wykładników potęgi n . Na rys.93 pokazano obliczone teoretycznie krzywe dla $n = 3$ przy różnych stosunkach δ^*/d . Określając zginanie próbki jako:

$$(176) \quad \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot 100$$

gdzie ϵ_1, ϵ_2 - odkształcenie mierzone po przeciwnych stronach powierzchni próbki w kierunku osiowym

można przyjąć za dopuszczalne zginanie rzędu 8%. Wyniki te zostały zasadniczo potwierdzone w pracy [111], z tym że autorzy wykazali malejący w czasie wpływ niecentryczności zamocowania. Pokazano, że dla zmniejszenia tego efektu należy stosować dłuższe uchwyty mocujące próbkę.

D.Hayhurst [112] przedyskutował wpływ nieosiowości obciążenia na czas do zniszczenia próbki. Przyjmując model zniszczenia Robotnow-Kaczanow:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= B \left(\frac{\sigma}{1-\omega} \right)^n f(t) \\ \dot{\omega} &= G \left(\frac{\sigma}{1-\omega} \right)^\lambda \end{aligned} \quad (177)$$

oraz osiowo symetryczną próbkę, obliczono krzywe pełzania do zniszczenia dla różnych σ/d i n (rys.94). Okazuje się, że dla $\sigma/d=0,015$ i $n=5$ czas do zniszczenia zmniejsza się o 60%. Dopuszczalne zginanie próbki określono na nie większe aniżeli 6%.

Badania te wykazują więc istotny wpływ nieosiowości obciążenia na krzywą pełzania, zwłaszcza w jej I i III okresie. Można przyjąć, że dopuszczalne zginanie próbki określone zależnością (176) nie może przekraczać 6%.

Dotychczas efekt ten, mogący być przyczyną rozrzutu wyników doświadczeń, mało był brany pod uwagę. Na rys. 95 przedstawiono wyniki badań R.Penny, E.Ellison, G.Webster [113] przeprowadzonych na handlowo dostępnych pełzarkach. W zależności od poziomu obciążenia zginanie próbki przekracza nawet 70%. W tej samej pracy zaproponowano uchwyty tzw. "złącza uniwersalne" (rys.92a) zapewniające poziom zginania próbki poniżej przedstawionej granicy. Test tego typu konstrukcji przeprowadzono np. w [38] w płaskim stanie naprężenia na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu - skręcaniu wykazując, że zginanie próbki nie przekracza 3% dla czystego rozciągania, 4% dla czystego skręcania i 3% dla rozciągania-skręcania.

Wadą tego typu rozwiązania jest to, że po wstępnym "ustawieniu się" uchwyty te przestają pracować jako przeguby (tarcie w bolcach) w związku z czym wychylenie ramienia obciążającego (rys.91 - 4) powoduje dodatkowe zginanie. Pozbawione jest jej połączenia typu "szekla" (rys.92c) w którym wykorzystano łożyska typu "ostrze noża" (rys.92b).

6.1.4. Pomiar odkształceń

Podobnie jak w badaniach wytrzymałościowych najlepszą aktualnie metodą jest pomiar odkształceń przy pomocy tensometrów oporowych naklejanych na próbkę. Jednakże technika ta nie może być stosowana przy dużych odkształceniach i bardzo wysokich temperaturach oraz nie była testowana dla długich okresów czasowych występujących w badaniach pełzania. Dlatego też w większości przypadków pomiaru odkształceń dokonuje się za pomocą ekstensometrów, których część pomiarowa umieszczona jest poza oddziaływaniem elementu grzejnego (pieca) i połączona jest z próbką za pomocą różnego rodzaju układów mechanicznych. O ile w przypadku badań jednoosiowych pomiar ten nie nastrocza większych trudności, o tyle w stanie złożonym jest on związany z problemami zarówno technicznymi jak i pomiarowymi, które omówiono w p.6.2.3.

6.1.5. Jednorodny rozkład temperatury

Pełzanie jest procesem termicznie aktywowanym (dla metali występuje zasadniczo w temp. powyżej $0.3 \cdot T_m$), który można określić zależnością

$$(178) \quad \dot{\epsilon} = \alpha \exp(-Q/RT)$$

gdzie $\dot{\epsilon}$ - prędkość pełzania, α - stała, Q - energia aktywacji, R - stała gazowa, T - temp. absolutna.

Stąd też utrzymanie określonego, jednorodnego pola temperatury w zakresie pomiarowym próbki jest istotnym elementem wpływającym na dokładność uzyskiwanych rezultatów. Jak pokazano w pracy [114], wykorzystując równanie (178) wzrost temp. z 350°C do 400°C dla żelaza powoduje 65-cio krotny wzrost prędkości pełzania przy stałym naprężeniu.

Natomiast wpływ wahań temperatury na czas do zniszczenia przedyskutowano w pracy [112]. Różnica $450 \pm 3^\circ\text{C}$ (a więc

dopuszczalna w normie brytyjskiej) powoduje ok. 8% zmianę czasu do zniszczenia przy stałym obciążeniu.

Do najczęściej stosowanych rozwiązań można zaliczyć różnego typu piece, które sterowane za pomocą odpowiednich regulatorów temperatury umożliwiają utrzymanie stałego, jednorodnego pola temperatury w całym okresie trwania doświadczenia. Np. piec wykorzystywany w pracy [38] zapewniał utrzymanie temperatury $350 \pm 1^\circ\text{C}$. W wielu pracach zamiast nich stosowano spirale ogrzewcze [np. 115]. Ułatwiają one wprawdzie dostęp do próbki, jednakże nie zapewniają stałego, jednorodnego pola temperatury w dłuższym okresie czasu.

6.2. Badania w złożonym stanie naprężenia

Badania w jednoosiowym stanie naprężenia nie są w stanie dostarczyć wszystkich informacji o materiale potrzebnych w nowoczesnym projektowaniu. Jak to już wspomiano poprzednio konieczna jest znajomość zachowania się materiału w złożonym stanie naprężenia. W związku z trudnością w uzyskaniu zadanego, jednorodnego stanu trójosiowego, najczęściej badania prowadzone są w płaskim stanie naprężenia ($\sigma_1 \neq 0$, $\sigma_2 \neq 0$, $\sigma_3 = 0$). Jest on zazwyczaj realizowany na cienkościennych próbkach rurkowych, próbkach krzyżowych czy też skręcanych dyskach, które to techniki zostaną krótko omówione poniżej.

6.2.1. Badania na cienkościennych próbkach rurkowych

Technika ta, polegająca na poddaniu cienkościennych próbek rurkowych rozciąganiu (ściskaniu), skręcaniu i ciśnieniu wewnętrznemu (bądź zewnętrznemu) jest najczęściej stosowana do badań w płaskim stanie naprężenia. W praktyce, ze względu na trudności techniczne, nie stosuje się jednocześnie wszystkich wspomnianych obciążeń, lecz uproszczone wersje takie jak: rozciąganie-skręcanie, rozciąganie-ciśnienie wewnętrzne, ciśnienie wewnętrzne czy też skręcanie. W przestrzeni płaskiego stanu naprężenia (σ_x , σ_y , τ_{xy}), są one reprezentowane

wane przez płaszczyzny, które przy operowaniu pojęciem potencjału przecinają jego powierzchnię. Przyjmując za potencjał warunek Hubera-Mises'a w postaci:

$$(179) \quad \sigma_x^2 - \sigma_x \sigma_y + \sigma_y^2 + 3\tau_{xy}^2 = k^2$$

różne drogi obciążenia są reprezentowane przez elipsy leżące na powierzchni elipsoidy opisanej równ. 179. Na rys. 96 przedstawiono je analogicznie jak w pracy [106]. Elipsa AB lub AC odpowiada rozciąganiu - skręcaniu, elipsa BDC reprezentuje rozciąganie - ciśnienie wewnętrzne, a elipsa AD lub AF skręcanie - ciśnienie wewnętrzne. Widać, że stosując uproszczone wersje obciążenia nie można określić własności materiału dla całej przestrzeni płaskiego stanu naprężenia, a wyniki poszczególnych technik uzupełniają się nawzajem.

Najczęściej spotykanym rodzajem obciążenia jest rozciąganie - skręcanie próbek rurkowych, która to technika zostanie dalej szczegółowo przedyskutowana. Na rys. 97 przedstawiono schemat peizarki umożliwiającej realizację takiego obciążenia, opisanej w [38]. Obciążenie osiowe wywoływane jest, analogicznie jak w urządzeniach jednoosiowych, za pomocą ciężarków (7), których obciążenie przenoszone jest przez ramię (5) umieszczone na podporach typu "ostrze noża" (8) oraz pręt (3) na próbkę (1). Uchwyt próbki jest tak skonstruowany (rys.98), że wraz z prętami odpowiada konstrukcji "połączenia uniwersalnego" zapewniającej wystarczającą osiowość obciążenia próbki, o czym wspomniano w p.6.1.3. Skręcanie realizowane jest przy pomocy stałych ciężarków (11), które przez system linek i krążków powodują skręcanie dysku (10) przenoszone przez pręt obciążający (3) na próbkę (1). Dwa systemy linek umożliwiają skręcanie w dwóch przeciwnych kierunkach. Podobnego typu konstrukcje stosowane były także przez innych autorów (np. [115], [116]). Przywiązuje się w nich istotną wagę do dokładności przeniesienia obciążeń zarówno osiowych jak i skręcających. Na rys.99 pokazano schemat obciążenia stosowany przez Findley'a, Gjelsvik'a [115] w którym

skręcane są jednocześnie oba konce próbki, a krążki przez które przechodzą linki osadzone są na specjalnych łożyskach, których osią jest połączenie typu "ostrze noża".

Podstawą trudnością konstrukcyjną, w tych urządzeniach, jest konieczność rozdzielania systemu rozciągania i skręcania. Można to zrobić przy pomocy różnego rodzaju łożysk - mechanicznych, hydraulicznych czy powietrznych. W pracy [38] zastosowano łożysko powietrzne, którego schemat przedstawiono na rys. 100. Między dyskiem skręcającym (1) połączonym z próbką a podporą (6) przez którą realizowane jest rozciąganie znajduje się poduszka powietrzna umożliwiającą beztarcio- we rozdzielanie obu układów. Sprężone powietrze dostarczane jest kanałami (2) i (3) z których pierwszy prowadzi do płaszczyzn "kieszeni" gdzie tworzy się "poduszka" natomiast drugi dostarcza powietrze wytwarzające również "poduszkę" i zapewniające centryczne położenie pręta (4) w podporze (6). łożysko powietrzne oparte jest na łożysku mechanicznym, tak że w razie uszkodzenia kompresora eksperyment może być kontynuowany po uwzględnieniu tarcia w łożysku mechanicznym. W pracy [115] rozdzielania obu układów dokonano stosując łożysko hydrauliczne, natomiast w pracy [116] zadowolono się zastosowaniem tylko łożyska mechanicznego. W tej ostatniej konstrukcji zachodzi konieczność dokładnego pomiaru tarcia w łożysku w zależności od siły osiowej oraz istnieje obawa, że przy długotrwałych obciążeniach kulki mogą wciskać się w bieżnię powodując niezdatność łożyska do pracy.

W pracy [117] zastosowano znacznie prostszy układ, którego schemat pokazano na rys. 101. Bezpośrednie obciążenie próbki (bez przalożenia) ciężarkami umieszczonymi na szalce (6) sprawia, że nie ma konieczności rozdzielania systemów realizacji obu obciążeń, co znacznie upraszcza konstrukcję. Skręcanie realizowane jest przy pomocy obciążników umieszczonych na szalkach (8) i (9); które przez system linek i krążków wywołują moment skręcający w ramieniu (7) przymocowanym do próbki (1). Podstawą wadą tego urządzenia jest konieczność stosowania dużych obciążeń osiowych (brak przalożenia), co może być dosyć kłopotliwe.

6.2.1.1. Próbką

Jak już wspomniano poprzednio, kształt próbek do badań pełzania jest zasadniczo podobny do używanych w badaniach wytrzymałościowych i tak samo musi zapewniać jednorodność pola naprężeń i odkształceń w strefie pomiarowej. Różnią się one zazwyczaj tym, że ze względu na długi czas doświadczeń i brak dostępu /piec/, ich konstrukcja zawiera dodatkowe uchwyty umożliwiające pewne zamocowanie urządzeń pomiarowych. Na rys. 98 pokazana jest próbka stosowana w pracy [38]. Jej długość pomiarowa ograniczona jest dwoma stożkowymi pierścieniami będącymi bazą dla "nóg" ekstensometrów. Należy traktować je także jak karby wprowadzające dodatkowy, trójosiowy stan naprężenia w bliskim ich sąsiedztwie, a tym samym niejednorodność pola odkształceń. Efekt ten dla próbek poddanych jedynie ciśnieniu wewnętrznemu dyskutowano w pracy [118]. Na rys. 102 pokazano wyniki testów, w których przy obciążeniu ciśnieniem wewnętrznym mierzone średnice próbek w różnych odległościach od środka bazy pomiarowej, dla różnego typu kołnierzy. Widać z nich wyraźnie, że najbardziej jednorodne pole odkształceń uzyskano dla próbek bez kołnierzy. Taką konstrukcję stosowano w pracy [115] i [116] gdzie uchwyty ekstensometrów mocowano bezpośrednio do gładkiej próbki przy pomocy ostrych trzpieni dociskowych, natomiast ciężar układu pomiarowego równoważono układem sprężyn. Nie powoduje to takiego zaburzenia pola odkształceń jak kołnierze, ale jednocześnie nie jest połączeniem zbyt pewnym.

Jednorodne pole naprężeń w części pomiarowej próbki zapewnia się doborem stosunku średnicy próbki do grubości jej ścianki. Ponieważ niektóre efekty związane z procesem pełzania występują na granicach ziaren (np. zniszczenie wewnętrzne) minimalna jej grubość zależna jest od wielkości średniego ziarna badanego materiału. W pracy [38] przyjęto, że grubość ścianki próbki powinna być nie mniejsza od dziesięciokrotnej średnicy ziarna. Uwzględniając to, oraz dobierając doświadczalnie tak długość pomiarową próbki by nie na-

stępowało wyboczenie, zaproponowano następujące jej wymiary:
średnica zewnętrzna $D = 25.4$ [mm], średnica wewnętrzna
 $d = 23$ [mm], długość pomiarowa $l = 38$ [mm].

6.2.1.2. Pomiar odkształceń

Jak już wspomniano w 6.1.4. pomiar odkształceń pełzania realizowany jest głównie przy pomocy ekstensometrów znajdujących się na zewnątrz urządzeń ogrzewczych a połączonych z próbką przy pomocy tzw. "nóg". Układ ten musi cechować się dużą dokładnością pomiaru zarówno dla dużych jak i małych odkształceń (stosunkowo duże odkształcenia w tzw. I okresie i małe prędkości pełzania ustalonego) dla obciążeń monotonicznych i zmiennych. Dlatego też w pracy [38] w budowie ekstensometru zastosowano łożysko powietrzne rozdzielające pomiar rozciągania i skręcania, tak że rdzenie pionowych czujników indukcyjnych nie zmieniają swego połączenia względem podstawy od której odległość mierzą, przy zmiennych obciążeniach skrętnych (rys.103). Wydłużenie i obrót długości pomiarowej próbki przenoszone jest na zewnątrz pieca przy pomocy "nóg" zamocowanych do pierścieni na próbce. Ponieważ w procesie odkształceń zmienia się średnica próbki, stały kontakt z nią zapewniają sprężyny dociskowe wykonane z Nimonic 80A. Dolny pierścień na próbce połączony jest przy pomocy "nóg wewnętrznych" (2) z dyskiem do którego doprowadzone jest sprężone powietrze. Znajduje się on w komorze (3), która dzięki wydobywającemu się kanałami powietrzu może swobodnie i bez tarcia obracać się tworząc łożysko powietrzne. Wydłużenie osiowe mierzone jest przy pomocy dwóch czujników indukcyjnych (8, 9), których rdzenie oparte są na górnej powierzchni komory (3), natomiast korpusy zamocowane są do "nóg zewnętrznych" i w ten sposób połączone z górnym pierścieniem próbki. Skręcanie mierzone jest przy pomocy czujnika poziomego (10) przymocowanego do "nóg wewnętrznych" (2), natomiast rdzeń poruszany jest cienką nitką owiniętą wokół komory (3). Względny obrót pomiędzy górnym a dolnym pierścieniem na próbce przekazywany jest przy pomocy "nóg zewnętrznych" a następnie łożyska (6)

na kołek (5) będący na stałe zamocowany w komorze i odzwierciedlony jako obrót komory (3). Jest on następnie mierzony przy pomocy czujnika poziomego (10). Zaletą tego układu jest to, że rdzenie czujników pionowych (8, 9) znajdują się zawsze w tym samym położeniu na komorze obrotowej (także przy zmianie kierunków skręcania) oraz że względne skręcanie pierścieni pomiarowych odzwierciedlone jest na zewnątrz pieca przy pomocy układu, w którym nie występuje tarcie. Przeprowadzone badania, w których porównano wskazania ekstensometru z wskazaniami naklejonych na próbkę tensometrów w zakresie sprężystym dały zadawalające rezultaty [38].

Analogiczną konstrukcję, z tym że zamiast łożyska powietrznego użyto łożyska mechaniczne, przedstawiono w pracy [103] (rys. 105). Zamiast nóg użyto dwie rury, zewnętrzną i wewnętrzną, zamocowane do górnego i dolnego pierścienia na próbce. Względny ruch obrotowy obu pierścieni mierzony jest przy pomocy dwóch czujników poziomych (7), których korpusy zamocowano do kołnierza rury wewnętrznej, natomiast rdzenie połączone ciągnami z kołnierzem rury zewnętrznej. Wydłużenie osiowe mierzone jest przy pomocy dwóch czujników pionowych (8, 9), których korpusy zamocowano również do kołnierza rury wewnętrznej. Ich rdzenie oparte są na łożysku mechanicznym poziomym (4) które popychane kołkiem (5) sprawia, że nie przenoszony jest na nie względny ruch obrotowy rur. W ten sposób, podobnie jak w [38] rdzenie ekstensometrów pionowych nie zmieniają pozycji przy zmianie kierunku skręcania.

Inny układ pomiarowy zastosowano w pracy [115] (rys. 10⁶). Nogi ekstensometru (rury - zewnętrzna (B) i wewnętrzna (A)) przymocowane są tutaj nie do kołnierza na próbce lecz bezpośrednio do gładkiej powierzchni próbki za pomocą dwóch pierścieni dociskających (J) zakończonych ostrymi trzpieńnikami. Specjalna konstrukcja rur, które przechodzą w pary płaskowników (C) umożliwia przeniesienie na zewnątrz całego układu ruchu osiowego oraz skręcania bazy pomiarowej próbki przez wycięcia w dolnej tarczy skręcającej. Tutaj do dolnej części rury wewnętrznej (D) przymocowano cewkę czujnika

indukcyjnego. Natomiast jego rdzeń przytwierdzono do spodu E dolnej części rury zewnętrznej. Tak skonstruowany czujnik mierzy względne przemieszczenie osiowe obu elementów, natomiast względne skręcenie mierzone jest za pomocą układu optycznego składającego się ze wskazówki (G) oraz podziałki naciętej na pierścieniu (F). Istotną wadą tego układu jest brak możliwości automatycznego odczytu wyników (optyczny układ pomiaru skręcania).

Przedstawione powyżej konstrukcje ekstensometrów należy traktować jako przykłady pokazujące trudności występujące przy jednoczesnym pomiarze odkształceń osiowych i postaciowych. Dodatkowe trudności wynikają także z konieczności "wyjścia" z pomiarem na zewnątrz pieca, a więc stosowaniem "nog", czy rur przenoszących przemieszczenia części pomiarowej próbki. Ze względu na ich długość oraz stosunkowo małe odkształcenia pełzania wszelkie efekty dodatkowe takie jak poluzowanie się uchwytów ekstensometrów czy dodatkowe zginanie powodują duże zaburzenia w uzyskiwanych wynikach. Można, podobnie jak w [38] próbować stosować pewne korygujące zależności, ale uzyskany wynik pozostaje niepewny.

6.2.1.3. Uwagi

Istotna wada badań materiałów na próbkach cienkościennych poddanych rozciąganiu i skręcaniu jest przesuwanie się w procesie odkształceń elementów materiału w polu naprężenia. W pracy [95] dyskutowano efekt tego zjawiska z okazji badań prowadzonych na próbkach dyskowych poddanych czystemu skręcaniu dla aluminium i miedzi. Okazuje się, że w przypadku miedzi powoduje on wydłużenie czasu do zniszczenia tr (w porównaniu z badaniami jednoosiowymi) oraz zdeformowanie krzywej pełzania, w której występuje znacznie mniejszy okres tzw. III pełzania. Natomiast wpływ tego efektu jest stosunkowo niewielki na prędkość pełzania ustalonego. Na rys. 106 przedstawiono krzywe pełzania dla miedzi, które następnie porównano z wynikami obliczeń zrobionych z pomocą elementów skończo-

nych. Dlatego też badania na próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i skręcaniu należy stosować dla małych odkształceń postaciowych.

Wady tej pozbawione są badania na próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu i ciśnieniu wewnętrznemu czy też zewnętrznemu, a także na próbkach krzyżowych. Te ostatnie zostaną krótko omówione dalej.

6.2.2. Badania na próbkach krzyżowych

Podobnie jak w przypadku próbek rurkowych, konstrukcja próbek krzyżowych jak i urządzeń obciążających jest unikalna, zależna od potrzeb i możliwości wykonawczych. Na rys.107 pokazano próbkę oraz schemat urządzenia badawczego stosowanego przez D.Kelly [119]. Próbka o kształcie krzyża poddawana jest dwuosiowemu rozciąganiu, a jej kształt musi zapewniać jednorodność pola naprężenia i odkształcenia w strefie pomiarowej. Spełnienie tego warunku jest dość trudne i w różnych pracach stosowano różne kształty próbek. W pracy [120] pokazano jak wykorzystując metody elastooptyczne uzyskano oczekiwany efekt proponując kształt pokazany na rys.108. W konstrukcji tej część "chwytowa" jest słabsza od pomiarowej i może ona być stosowana do badań jedynie przy niskich poziomach naprężenia. Wady tej nie posiada próbka pokazana na rys.107. Wprowadzenie wyfrezowania w części pomiarowej utrudnia jednak określenie w niej stanu naprężenia zwłaszcza przy zmiennych naprężeniach czy większych odkształceniach. Obciążenie przenoszone jest przez 48 stalowych szpilek łączących próbkę z uchwytyami zamocowanymi w przegubach kardana (wyeliminowanie niewspółosiowości obciążenia). Rozciągane są one przy pomocy czterech prętów (tworzących pary obciążające) obciążanych pionowymi dźwigunami zawieszonymi na łożyskach nożowych (rys.107) przenoszących obciążenie realizowane za pomocą ciężarków. Ciężary poszczególnych prętów równoważone są sprężynami śrubowymi zawieszonymi na ramie urządzenia. W związku z zastosowaniem dwóch niezależnych systemów obciążających, dużą trudność sprawia prawidłowe

obciążenie początkowe - jednoczesne przyłożenie obciążenia. Ustawienie próbki, tak by nie było zginania w płaszczyźnie poziomej, zapewniono stosując system podkładek. Tak obciążona próbka znajdowała się w piecu posiadającym szklane okienko przez które dokonywano pomiaru odkształceń metodą optyczną. Polegała ona na pomiarze, przy pomocy mikroskopu, odległości między oczkami siatki składającej się z cinkich drucików przyklejonych do powierzchni pomiarowej próbki. Ponieważ pomiaru tego typu nie można automatyzować, w podobnej konstrukcji wykorzystywanej przez D.Hayhurst'a zastosowano dwa prostopadle umieszczone ekstensometry, których "nogi" na stałe mocowano do punktów na powierzchni próbki. Każdy z ekstensometrów składał się z dwóch prętów i na zewnątrz pieca jeden z nich połączony był z rdzeniem, a drugi z korpusem czujnika indukcyjnego. Układ ten umożliwiał automatyczny pomiar ϵ_1 i ϵ_2 w każdej chwili procesu.

Inne urządzenie zastosowano w pracy [121]. Siła rozciągająca wymuszona jest przez układ hydrauliczny działający na "pantograf", który zapewnia równe co do wielkości obciążenia przeciwległych ramion próbki. Zastosowanie dwóch takich konstrukcji umożliwia uzyskanie dowolnego stosunku wartości naprężeń głównych, a zarazem zapobiega przesuwaniu się środka próbki.

Jak wspomniano poprzednio, próbki krzyżowe poddawane są zazwyczaj dwuosowemu rozciąganiu, co umożliwia realizację stanów naprężenia obejmujących połowę elipsoidy pokazanej na rys.96. D.Hayhurst [122] modyfikując urządzenie analogiczne do opisanego w pracy [119] zastosował próbki schematycznie pokazane na rys.109. Układ ten umożliwiał realizację rozciągania i ściskania.

6.2.3. Dysk Andrade

Innym stanem naprężenia należącym do płaskiego stanu naprężenia jest tzw. czyste skręcanie (elipsa AG - rys. 96). Realizowany jest on w rurkowych próbkach cienkościennych [np. 94], bądź też w płaskich dyskach poddanych skręcaniu

[np. 119] , których przykładową konstrukcją przedstawiono na rys. 110a . Stan jednorodnego skręcania w całym polu pomiarowym zapewniony jest dzięki zmiennej grubości próbki będącej funkcją odległości od jej środka. Badane są one w urządzeniach schematycznie pokazanych na rys. 110b. Próbka dyskowa przykręcona śrubami do tulei będącej częścią ramy urządzenia, skręcana jest momentem przenoszonym przez centralny wał połączony ramieniami skrętnymi , których obrót wymuszony jest parą sił powstałych po powieszeniu odważników na szalce . Pomiar odkształceń polega na zamierzeniu względnego kąta obrotu między zewnętrzną a wewnętrzną średnicą pomiarową próbki.

Zaletą takiej realizacji czystego skręcania jest możliwość uzyskania jednorodnego stanu naprężenia w dużej objętości materiału i prostota konstrukcji urządzenia obciążającego. Podobnie jak w próbkach rurkowych następuje tu rotacja elementów materiału w stosunku do pola naprężeń, co ogranicza stosowalność tej techniki do małych odkształceń.

6.2.4. Uwagi

W rozdziale 6 przedstawiono i przedyskutowano najoczęściej spotykane techniki badań materiału na pełzanie w płaskim stanie naprężenia i trudności oraz ograniczenia w nich występujące. Każda z nich ma swoje zalety i wady sprawiające że wybór jednej z nich zależy jest od konkretnego programu badawczego i możliwości technicznych laboratorium. Należy traktować je jako uzupełniające się nawzajem i dopiero komplet badań może dać pełny obraz zachowania się materiału w płaskim stanie naprężenia.

7. Wnioski

W pracy przedstawiono wyniki doświadczeń autora dotyczące pełzania metali w podwyższonych temperaturach, w złożonym stanie naprężenia przy obciążeniach nieproporcjonalnych. Obejmują one badania wpływu historii obciążenia na tzw. I i II okres pełzania, zniszczenia wewnętrznego w III okresie pełzania oraz wpływu predeformacji plastycznej na pełzanie ustalone. Uzyskane rezultaty wykazują wyraźnie takie efekty jak:

- efekt pamięci maksymalnych przeciążeń
- efekt "chwilowego osłabienia" przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia
- wpływ predeformacji plastycznej na następujące po niej pełzanie,

których nie opisują poprawnie istniejące teorie. Do opisu ich zaproponowano model pełzania z pamięcią maksymalnych przeciążeń, w którym wykorzystano koncepcję kinematycznego i izotropowego wzmocnienia, oparty na ogólnej koncepcji Z.Mroza [44] stosowanej w teorii plastyczności. Została ona dodatkowo sprawdzona w serii badań przy obciążeniach cyklicznie zmiennych, realizowanych na cienkościennych próbkach rurkowych, wykonanych ze stali, dla prostego skręcania i rozciągania - ściskania. Stosując oryginalną technikę "kolejnych odciążenia" prześladowano ruch powierzchni plastyczności przy obciążeniach cyklicznych aż do stanu ustalonego, a także w obrębie pojedynczego cyklu. Uzyskane rezultaty zasadniczo potwierdziły koncepcje zawarte w propozycji Z.Mroza dla teorii plastyczności. Przewidywany został prawidłowo ruch środka powierzchni plastyczności w okresie przejściowym i w stanach ustalonych oraz potwierdzono istnienie efektu pamięci maksymalnych przeciążeń. Zaobserwowano także efekty, których nie opisują dotychczasowe teorie:

- wpływ historii obciążenia obserwowany był tylko w ruchu środka powierzchni plastyczności, natomiast wielkość jej promienia zależna była jedynie od amplitudy odkształceń,
- po ustaleniu się cyklu dla wybranej amplitudy odkształceń, a następnie jej wzroście lub zmniejszeniu występuje ponownie okres przejściowy poprzedzający ustalenie się cyklu. Przy wzroście amplitudy jest to cykliczne wzmocnienie, a przy jej zmniejszeniu cykliczne osłabienie obserwowane zarówno w ruchu środka powierzchni plastyczności jak i wielkości jej promienia.
- predeformacja plastyczna powoduje, że krzywe cykliczne naprężenie - odkształcenie oraz krzywa ruchu środka powierzchni plastyczności w stanie przejściowym są niesymetryczne. Relaksacja naprężeń następuje tylko z jednej strony, pokrywającej się z kierunkiem wstępnej deformacji. Z drugiej strony, przeciwnej do kierunku wstępnej deformacji, kształt tych krzywych od razu odpowiada kształtowi dla stanu ustalonego.

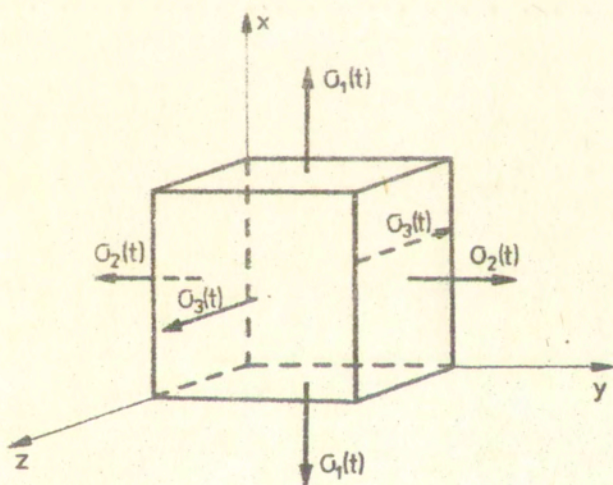
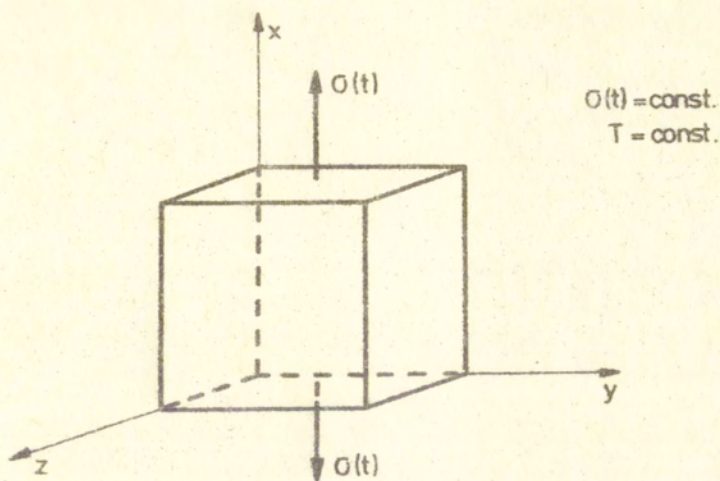
W zaproponowanym modelu pełzania wykorzystano koncepcję kinematycznego i izotopowego wzmocnienia oraz wprowadzono skalarną normę α_m będącą miarą maksymalnych przeciążeń umożliwiającą odróżnienie procesu obciążenia i reorientacji naprężeń wewnętrznych. Prawo pełzania dla obu procesów jest wprawdzie takie samo, jednakże zastosowano dla nich różne prawa ewolucji parametru α_{ij} określającego naprężenia wewnętrzne. Zostało w nich zawarte zjawisko zdrowienia, natomiast efekt wzmocnienia przy obciążeniach cyklicznie zmiennych opisany jest skalarną funkcją h (wzmocnienie izotropowe). Współzależność między monotonicznym i cyklicznym wzmocnieniem opisano używając efektywny i akumulowany parametr skalarny $\alpha_m : \alpha_a$. Proces pełzania ustalonego zależny jest więc od historii obciążenia takiej jak pełzanie przy obciążeniach cyklicznie zmiennych czy też predeformacji plastycznej, której wpływ również opisano przy pomocy kinematycznego parametru $\alpha_{ij}^{(p)}$

Model ten umożliwia opisanie takich własności obserwowanych w procesie pełzania jak:

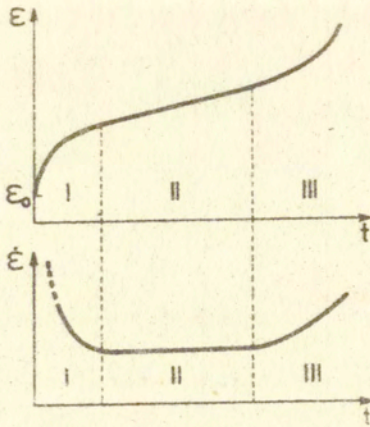
- efekt "chwilowego osłabienia" przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia
- efekt pamięci maksymalnych przeciążeń
- efekt wzmocnienia wywołany obciążeniami cyklicznie zmiennymi
- wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie.

Porównanie przewidywań tak sformułowanej teorii z wynikami doświadczeń dla trzech różnych materiałów (miedź, stal 304 i stal 316) i różnych historii obciążenia wykazuje ich dobrą zgodność, opisując podstawowe własności zachowania ośrodka. Jak wykazują wyniki doświadczeń Y. Ohashi, M. Kawai, T. Momose [36] oraz wyniki doświadczeń autora przedstawione w p.5 ostatni ze wspomnianych powyżej efektów, wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie, dyskutowany model opisuje jedynie jakościowo dobrze. Nie uwzględniono w nim anizotropii wywołanej odkształceniami plastycznymi (nie pokrywanie się kierunków głównych tensora naprężenia i tensora prędkości pełzania) obserwowanej także w zakresie pełzania ustalonego. Dla wyników przedstawionych w p.5 efekt ten opisywano wykorzystując koncepcję kinematycznego i izotropowego wzmocnienia. W omawianym modelu postulowano współosiowość obu tensorów dla stanów ustalonych.

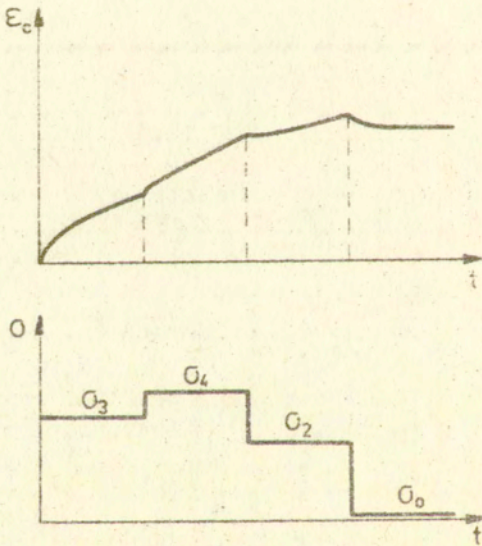
Badania charakteru zniszczenia wewnętrznego w procesie pełzania przeprowadzono dla trzech różnych materiałów: miedź, stop aluminium i Nimonic 80A. Wykazały one, że w zależności od materiału zniszczenie może być opisane parametrem skalar- nym (stop aluminium), silnie zorientowanym, tzn. zniszczenie wewnętrzne występuje jedynie na wybranych płaszczyznach (miedź), czy też wykazującym własności pośrednie (Nimonic 80A). Pokazano, że interpretując odpowiednio parametr zniszczenia w prostych teoriach dla złożonego stanu naprężenia opartych na koncepcji Robotnow-Kaczanow oraz metalurgicznej koncepcji zarodkowa- nia i wzrostu pustek, można opisać zachowanie się materiału także przy zmiennych obciążeniach nieproporcjonalnych.



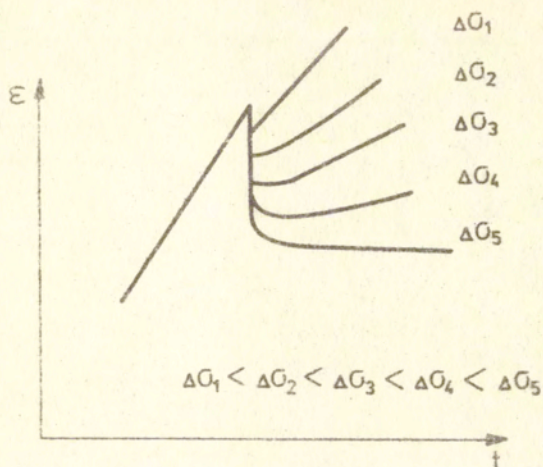
rys. 1. Stan naprężenia
a) jednoosiowy b) złożony



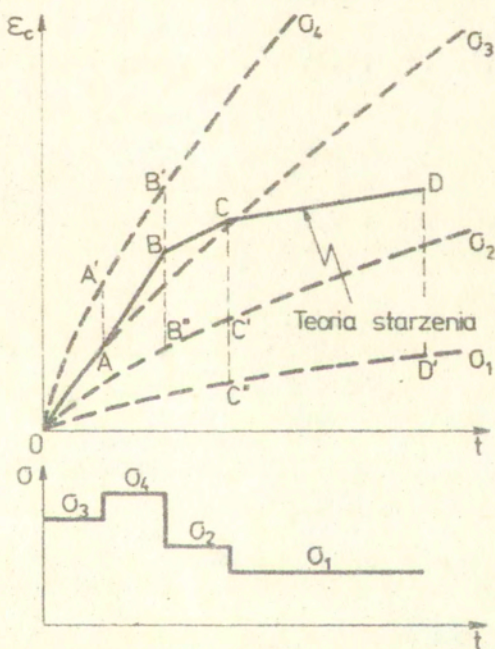
rys. 2. Typowa krzywa pełzania dla stałej temperatury i stałych naprężeń



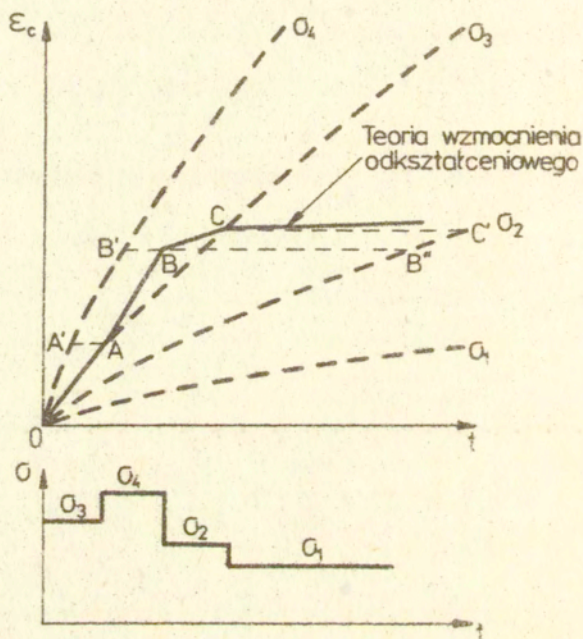
rys. 3. Program obciążeń zmiennych wraz z odpowiadającymi mu krzywymi pełzania



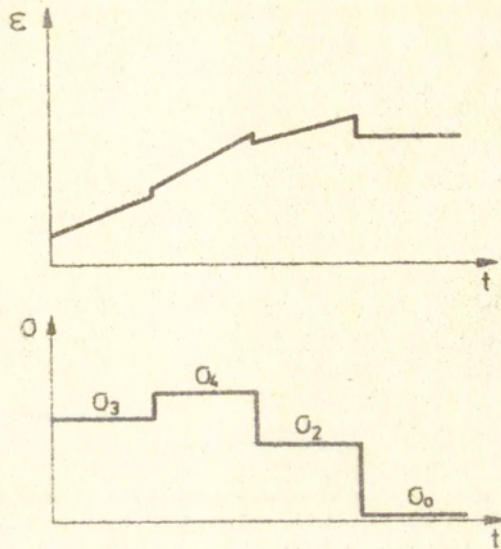
rys. 4. Krzywe pełzania dla różnych wielkości odciążeń po pewnym czasie pełzania przy stałym poziomie naprężenia



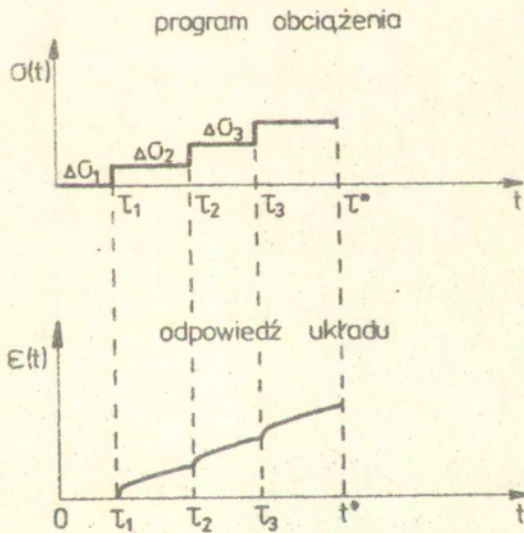
rys. 5. Przewidywania teorii starzeniowej dla zmiennej historii obciążenia



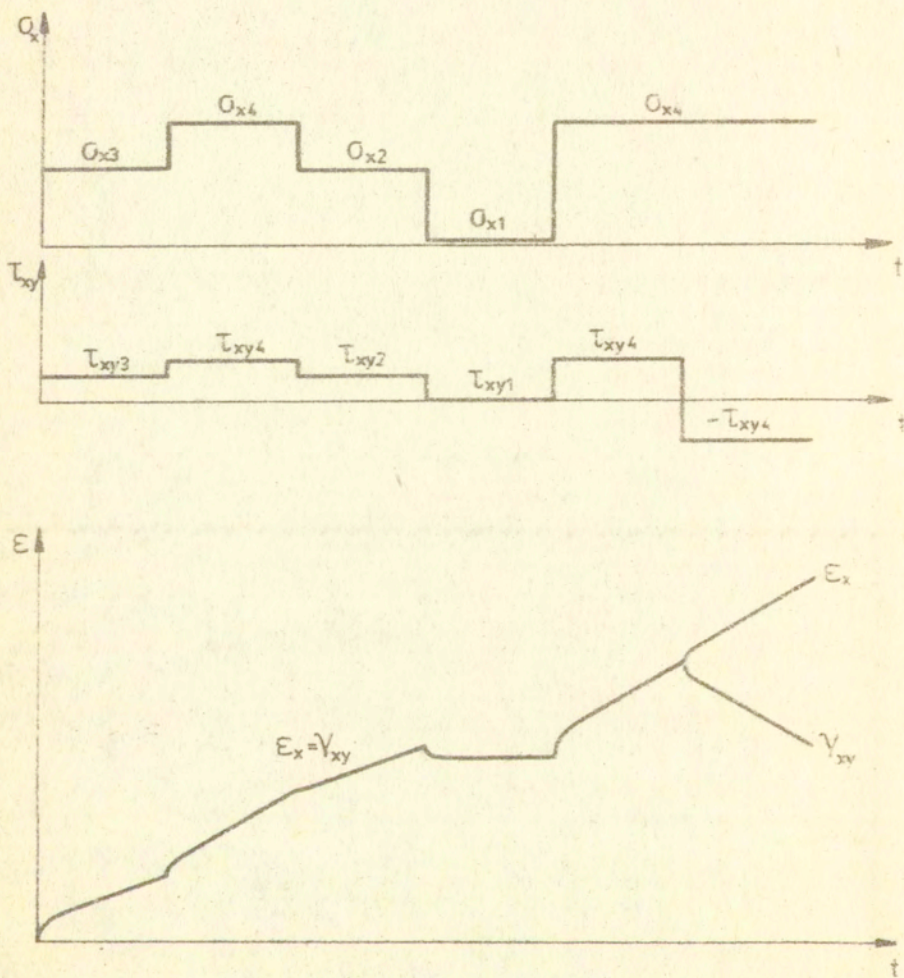
rys. 6. Przewidywania teorii wzmocnienia odkształceniowego dla zmiennej historii obciążenia



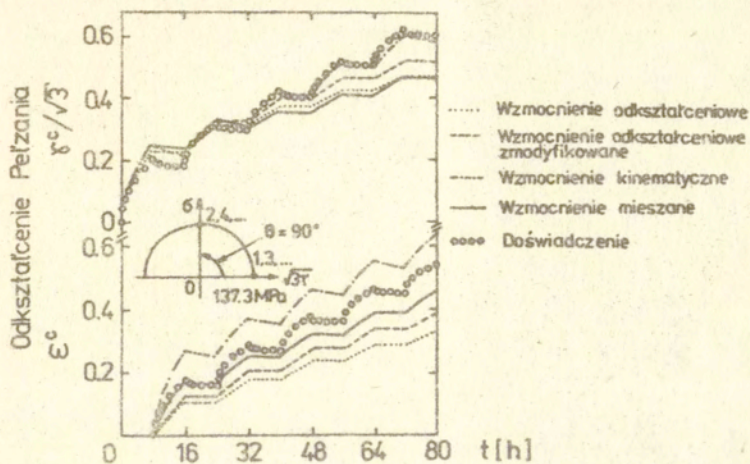
rys. 7. Przewidywania zmodyfikowanej hipotezy płynięcia dla zmiennej historii obciążenia



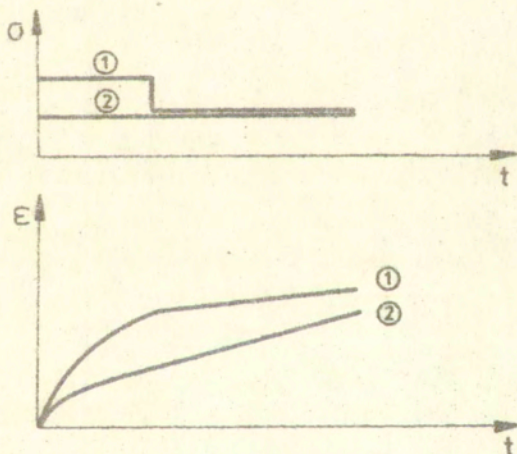
rys. 8. Zasada superpozycji teorii liniowej lepkosprężystości



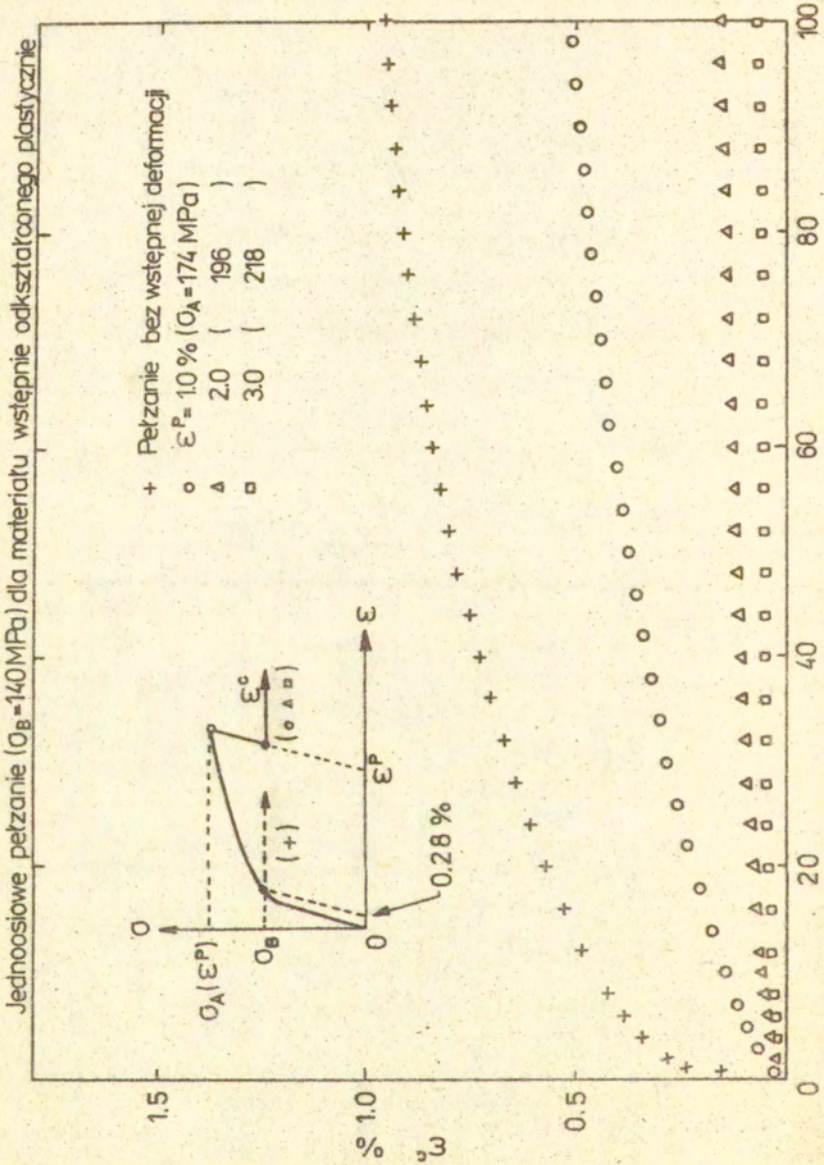
rys. 9. Program obciążeń zmiennych w płaskim stanie naprężenia wraz z odpowiadającymi mu krzywymi pełzania



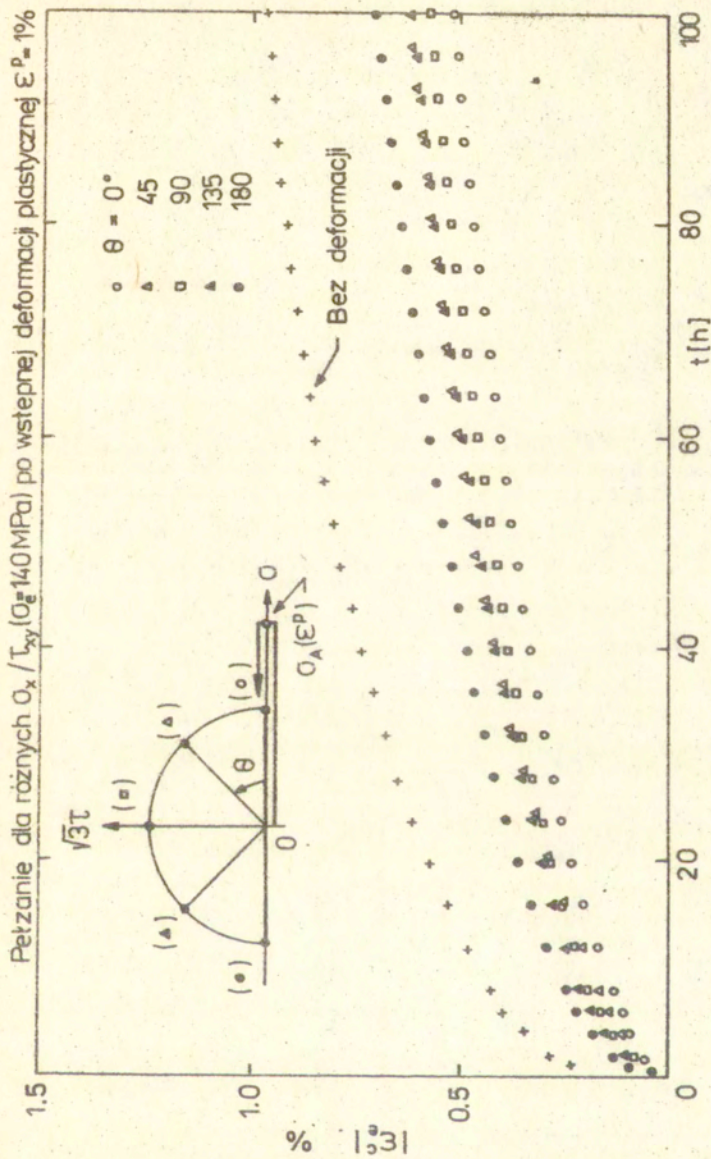
rys.10. Porównanie doświadczalnych i teoretycznych krzywych pełzania dla różnych teorii przy obciążeniach zmiennych w złożonym stanie naprężenia



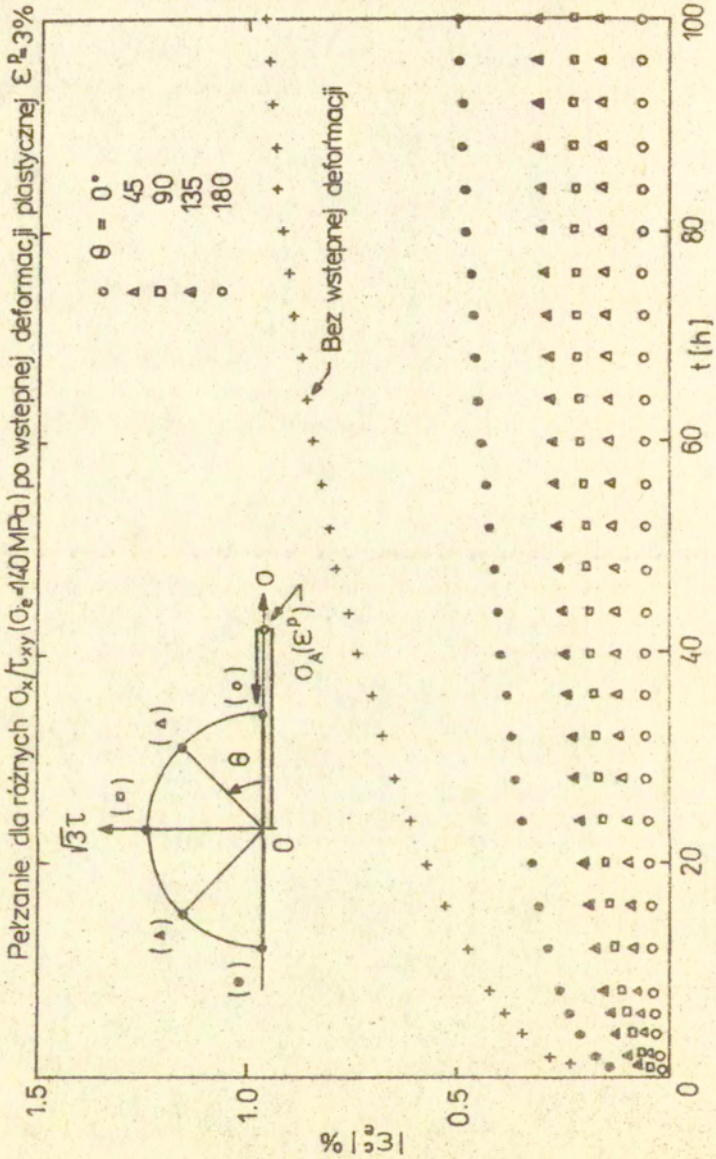
rys.11. Zasada pamięci maksymalnych przeciążeń



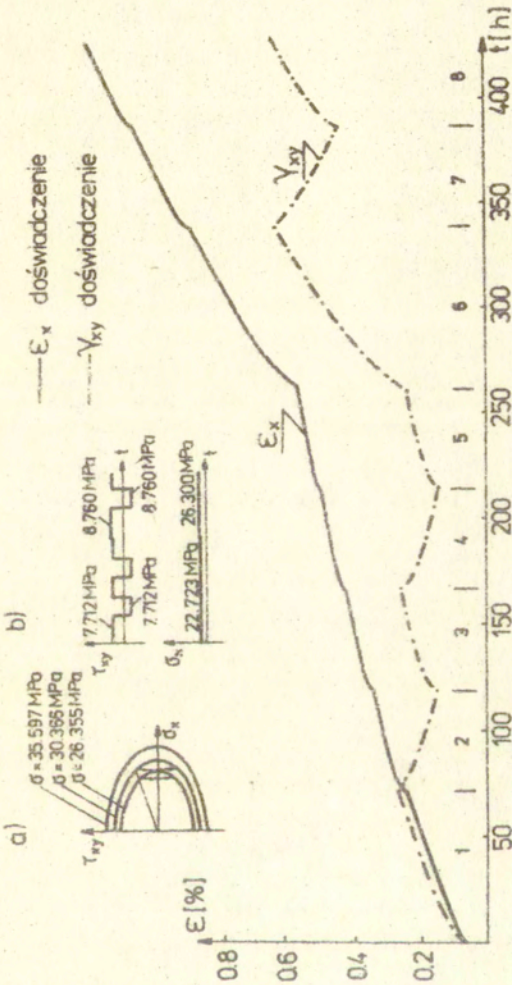
rys.12. Krzywe pełzania w warunkach jednoosiowego rozciągania



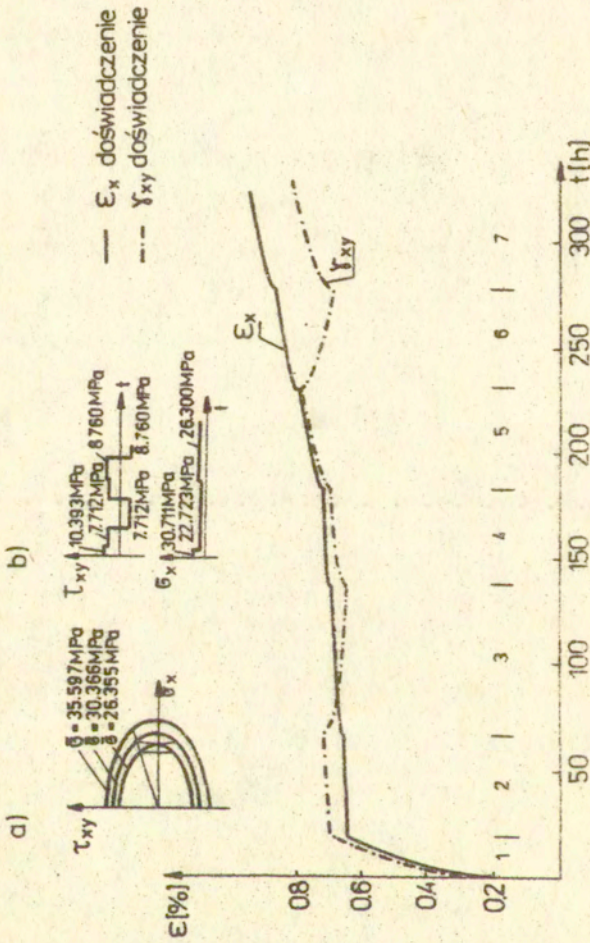
rys.13. Wpływ kierunku wstępnej deformacji plastycznej $\epsilon^p = 1\%$ na pełzanie



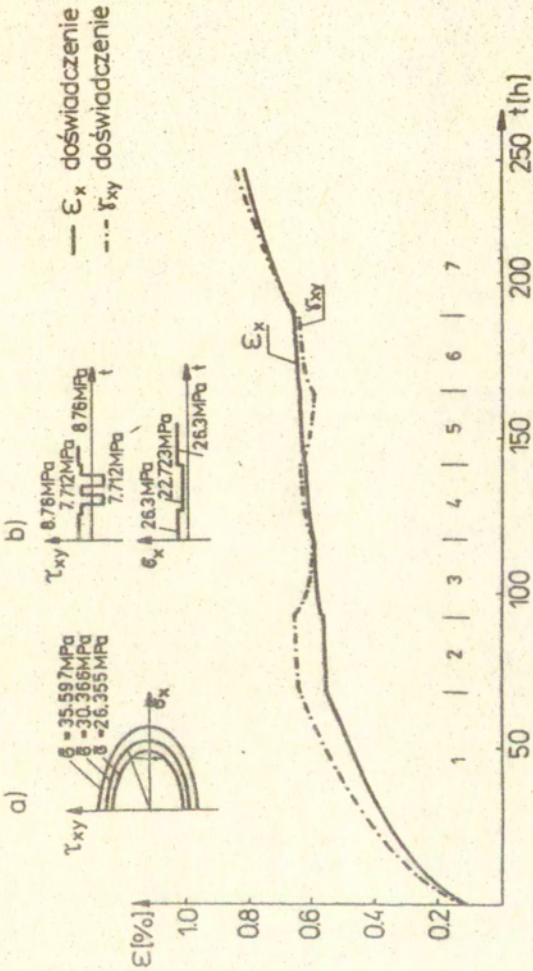
rys. 14. Wpływ kierunku wstępnej deformacji plastycznej $\epsilon^p = 3\%$ na pełzanie



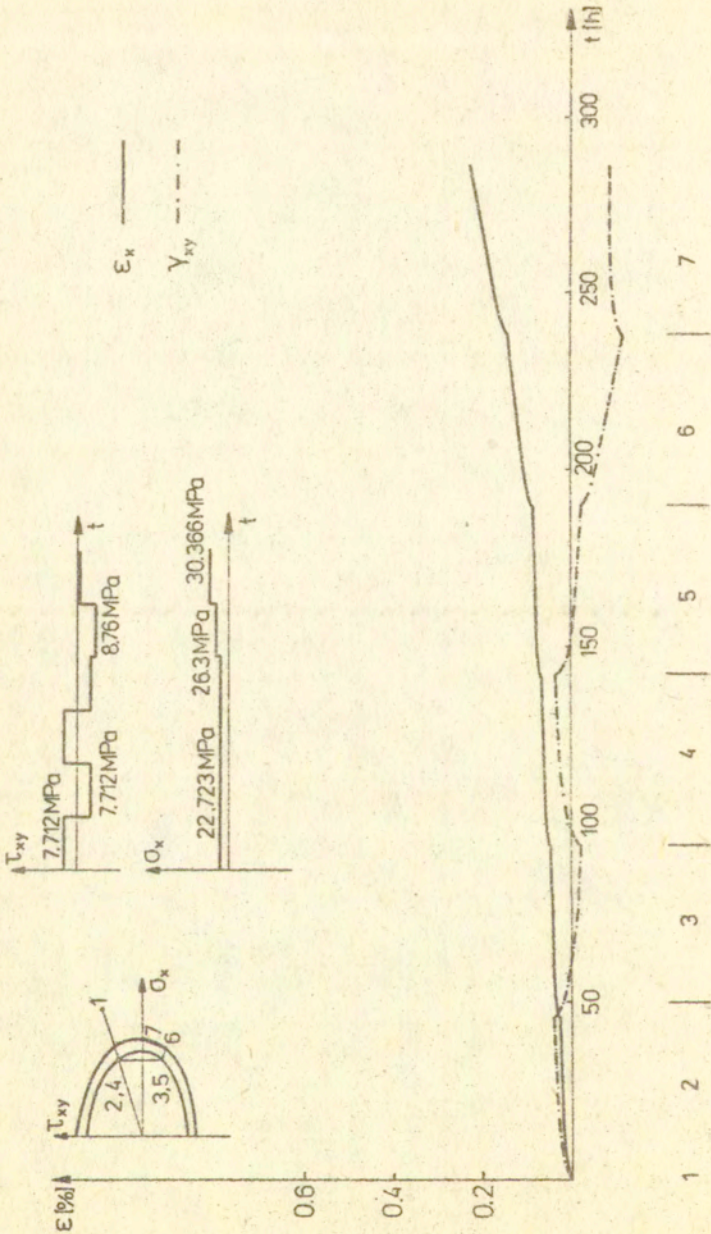
rys.15. Doświadczalne krzywe pełzania dla miedzi poddanej cyklicznemu skręcaniu przy stałym obciążeniu osiowym - Program 1



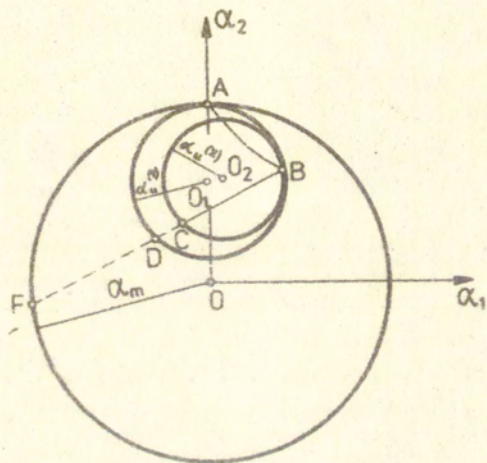
rys.16. Doświadczalne krzywe pełzania dla miedzi - Program 2



rys.17. Doświadczalne krzywe pełzania dla miedzi - Program 3

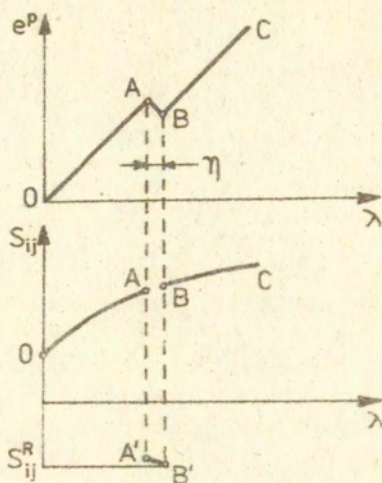


rys. 18. Doświadczalne krzywe pełzania dla miedzi poddanej obciążeniom cyklicznie zmiennym poprzedzonym predeformacją plastyczną - Program 4

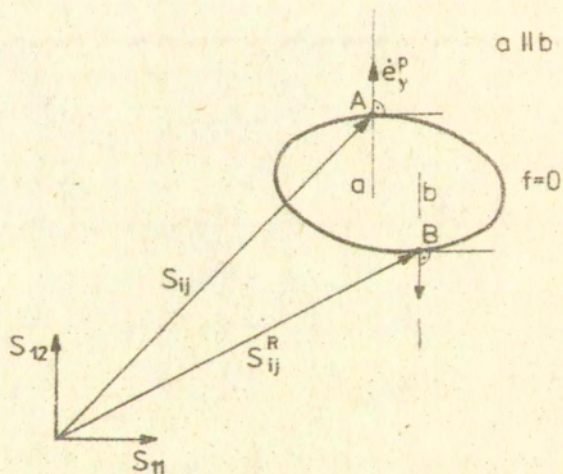


rys.19. Ewolucja parametru wzmocnienia kinematycznego

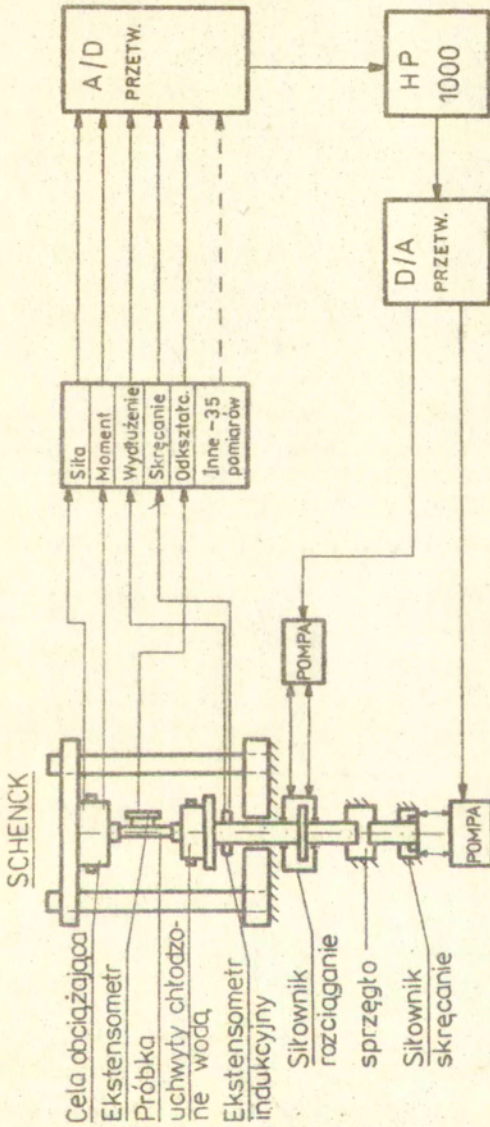
a)



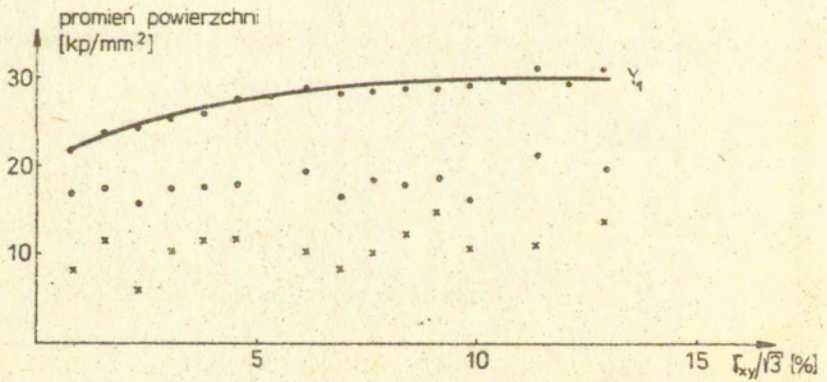
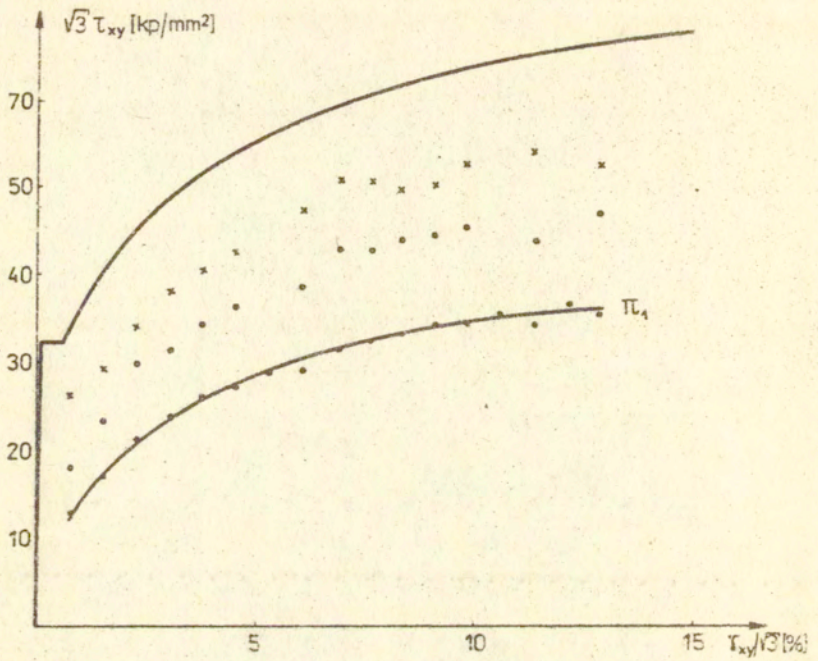
b)



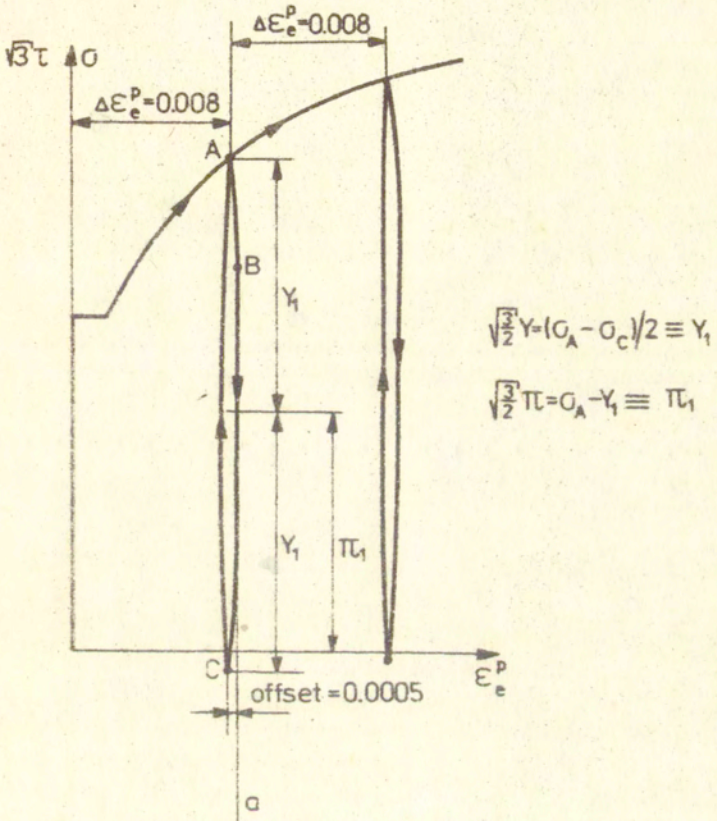
rys. 20. Podstawy teoretyczne techniki kolejnych odciążeń



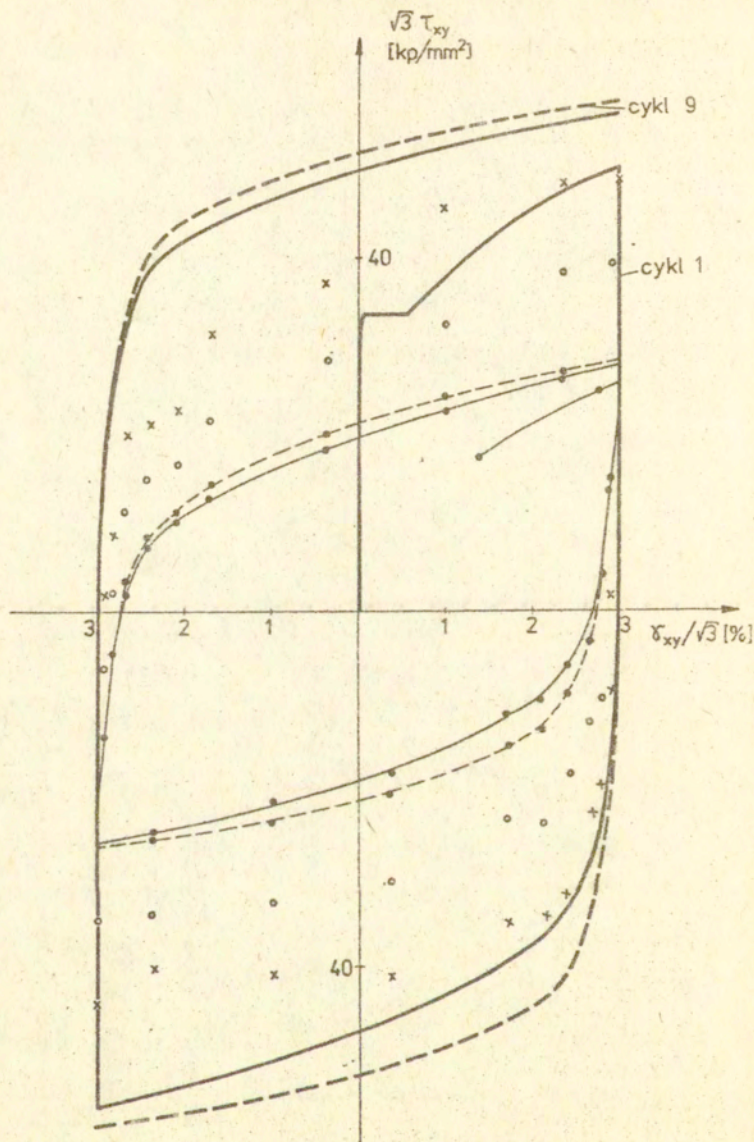
rys. 21. Schemat stanowiska badawczego



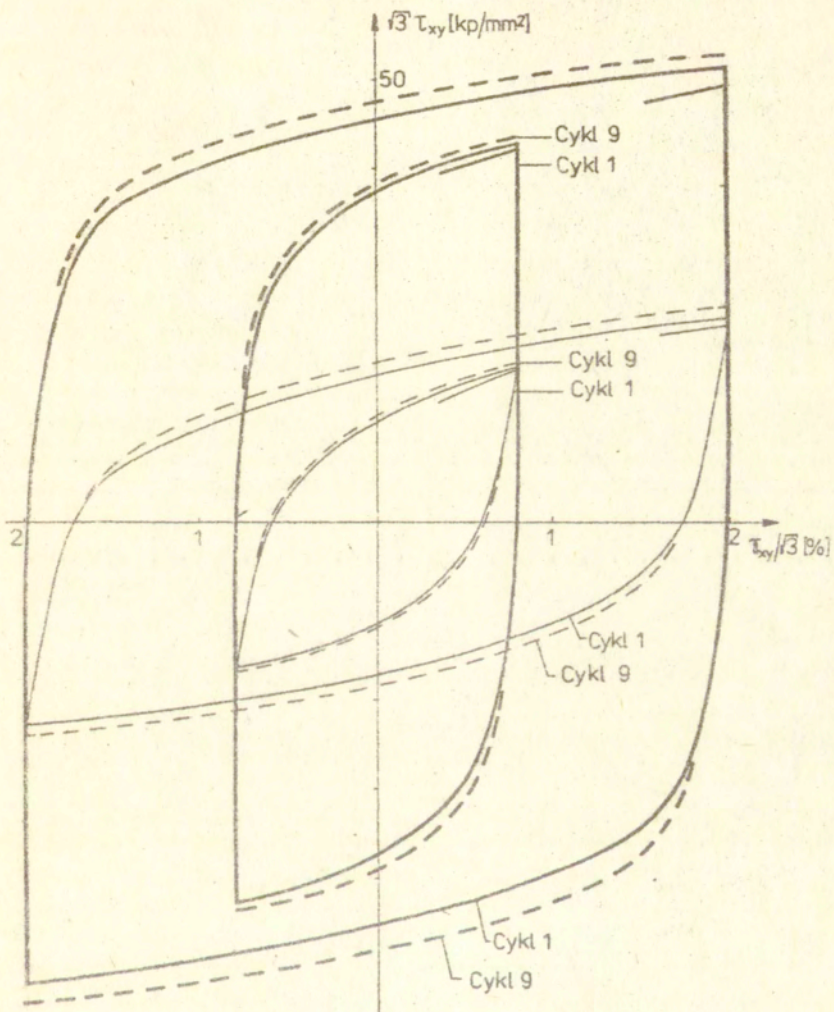
rys. 22. Krzywa naprężenie-odkształcenie dla monotonicznego skręcania



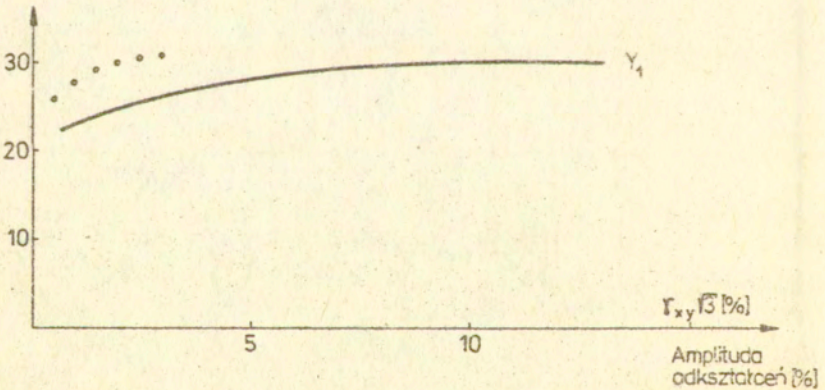
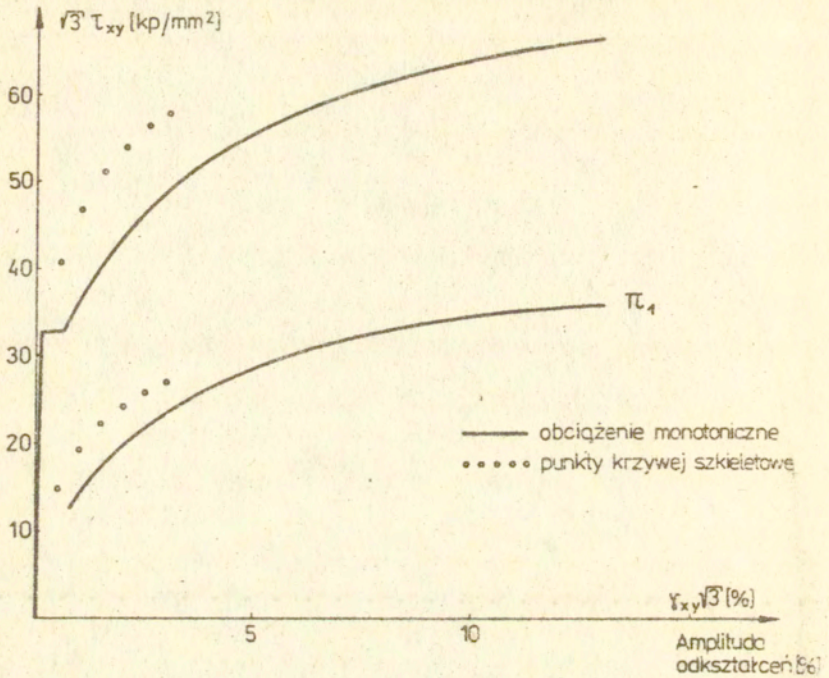
rys.23. Zastosowanie techniki kolejnych odciażeń



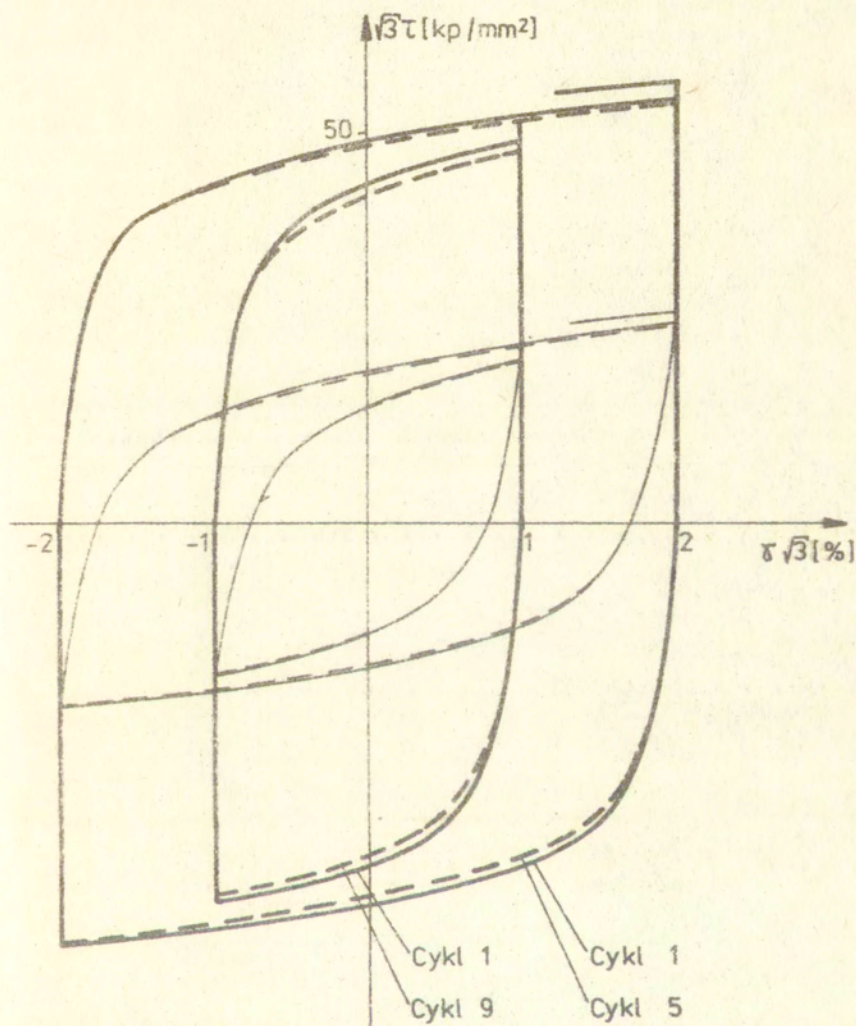
rys. 24. Krzywa cykliczna naprężenie - odkształcenie dla stałej amplitudy odkształceń plastycznych $\gamma_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0,03$



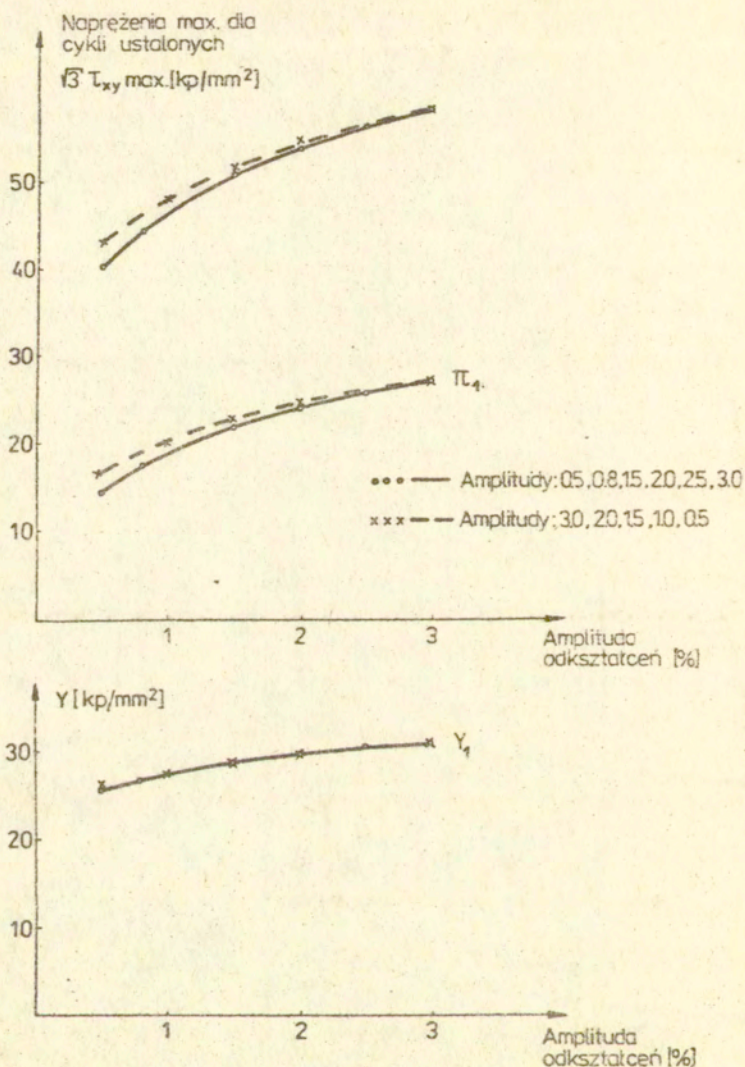
rys. 25. Krzywe cykliczne, dla kolejnych amplitud odkształceń plastycznych $\gamma_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0,008$ i $\delta_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0,02$



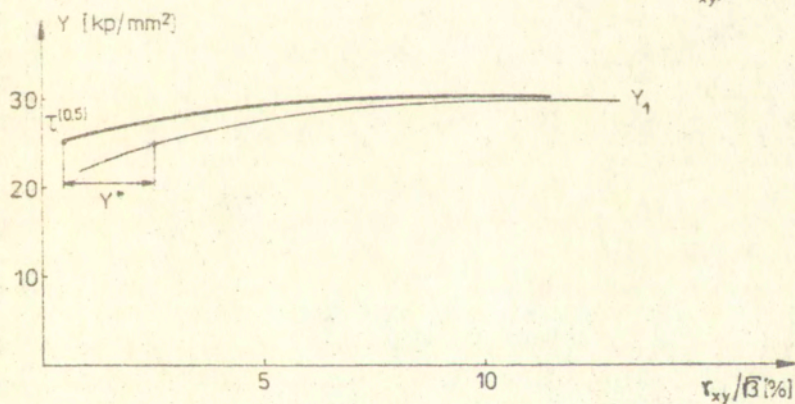
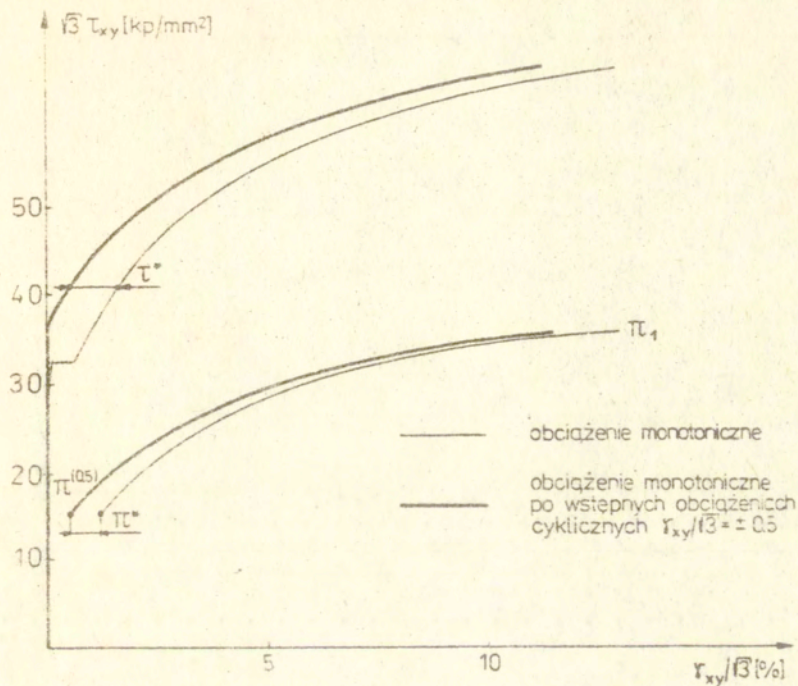
rys. 26. Porównanie krzywych monotonicznych naprężenia i Y , z analogicznymi wielkościami na krzywej szkieletowej



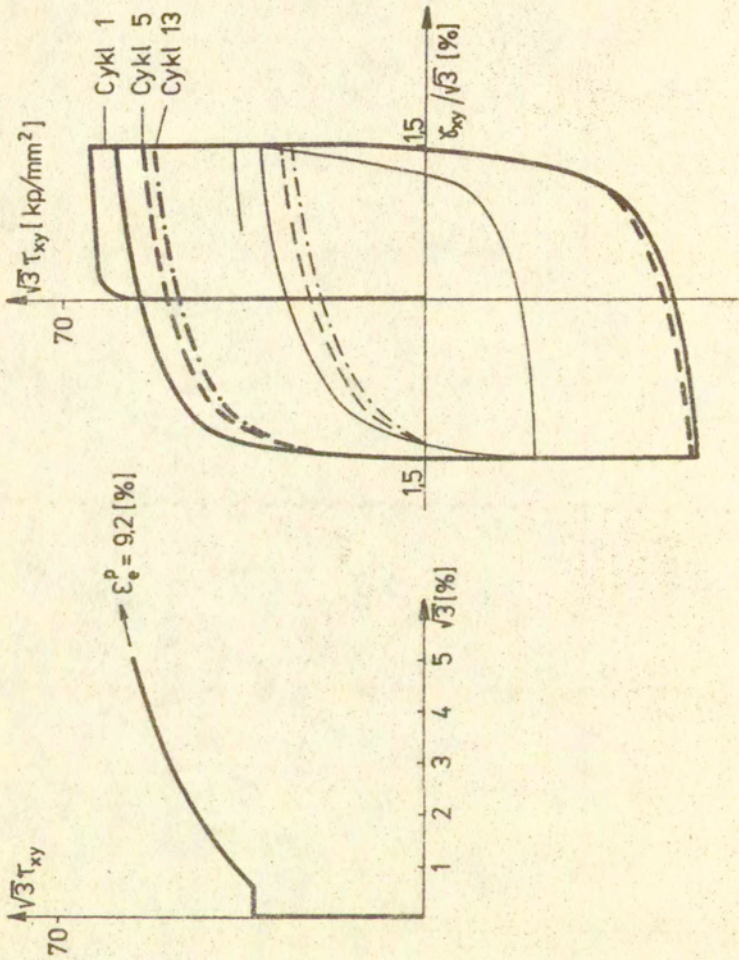
rys. 27. Krzywe cykliczne dla kolejnych amplitud odkształceń plastycznych $\delta_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0,02$ i $\gamma_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0,01$



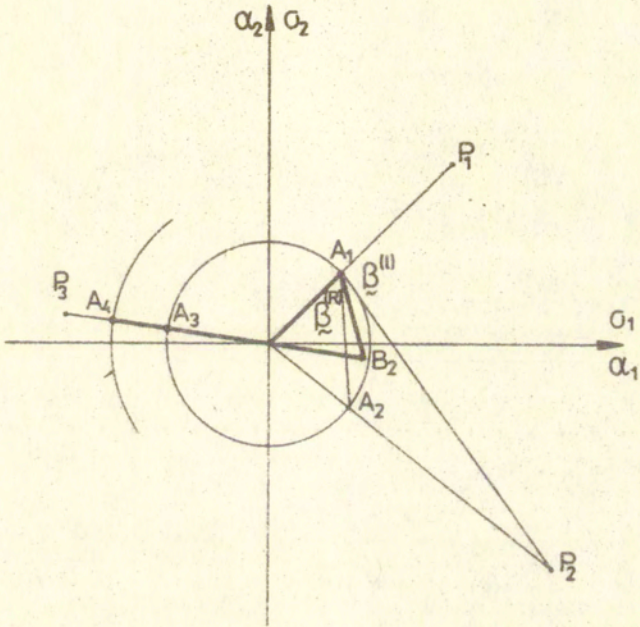
rys. 28. Porównanie maksymalnych wielkości naprężeń, π_1 , oraz Y_1 dla cykli ustalonych przy kolejnych amplitudach odkształceń plastycznych rosnących $\gamma_{xy} / \sqrt{3} = 0,005, 0,08, 0,015, 0,020, 0,025, 0,030$ z analogicznymi wielkościami przy amplitudach malejących $\gamma_{xy} / \sqrt{3} = 0,030, 0,020, 0,015, 0,010, 0,005$



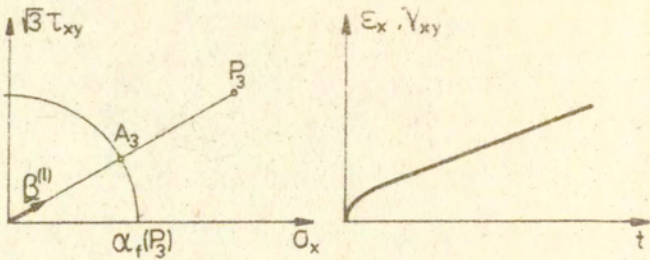
rys. 29 Krzywa monotoniczna dla naprężeń, τ_1 oraz Y_1 po wstępnej historii cyklicznych odkształceń plastycznych dla kolejnych amplitud $\gamma_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0.015$ i $\gamma_{xy}/\sqrt{3} = \pm 0.005$



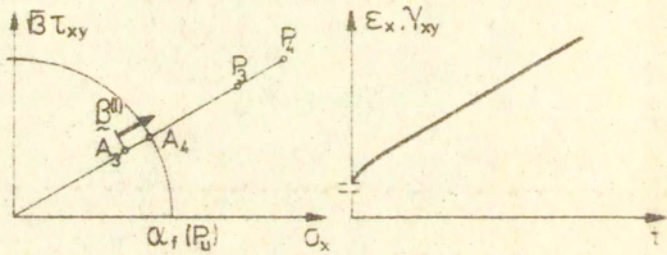
rys. 30. Krzywe cykliczne dla amplitudy odkształceń plastycznych $\delta^p / \sqrt{3} = \pm 0.015$ po wstępnej deformacji plastycznej $\epsilon^p = 0.092$



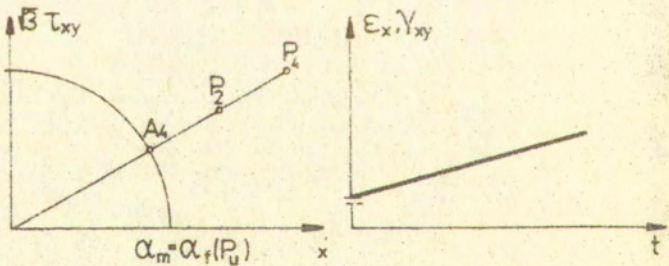
rys. 31. Ewolucja parametru kinematycznego α dla palzania przy obciążeniu reprezentowanym przez punkt P_1 zmienionym następnie do P_2 i P_3



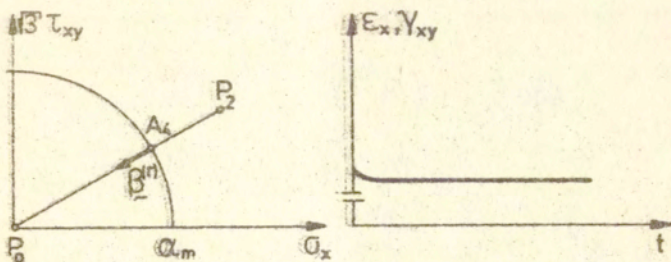
rys. 32. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania dla obciążenia początkowego



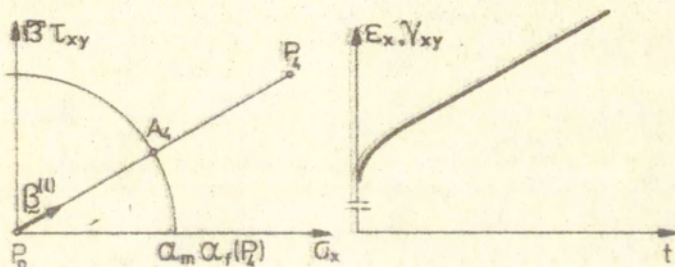
rys. 33. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania dla wzrostu obciążenia przy zachowaniu kierunków głównych tensora naprężenia



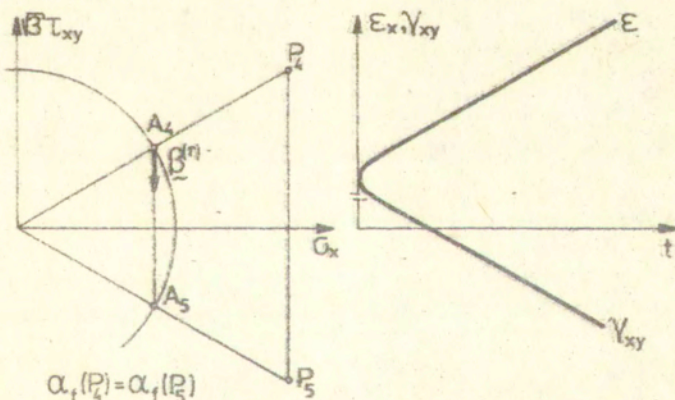
rys. 34. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania przy obciążeniu poziomym obciążenia z zachowaniem kierunków głównych tensora naprężenia



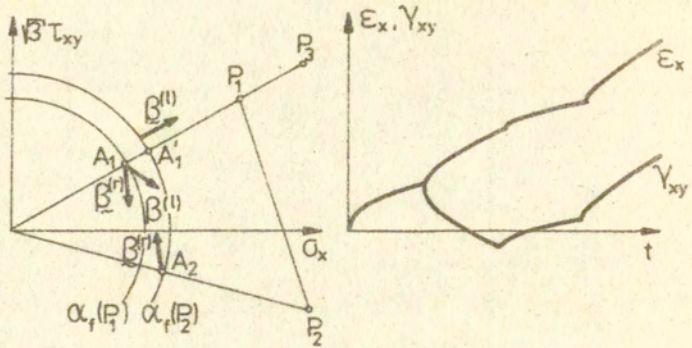
rys. 35. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania przy całkowitym obciążeniu



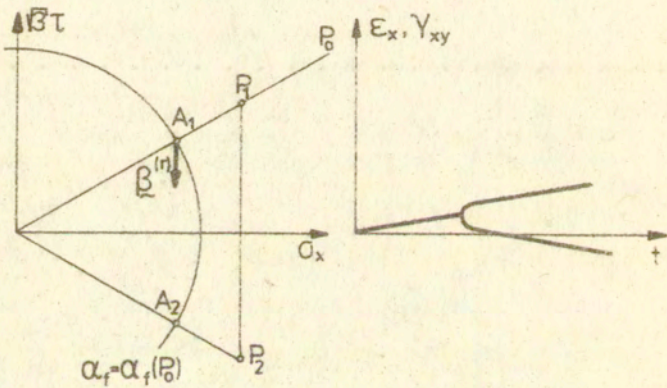
rys. 36. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania przy ponownym obciążeniu z zachowaniem kierunków głównych tensora naprężenia



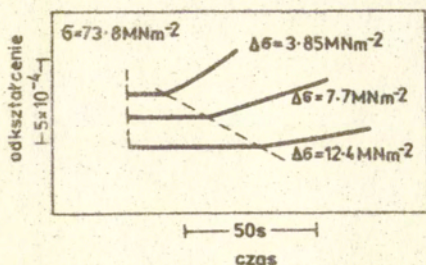
rys. 37. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia /zmiana kierunku skręcania/



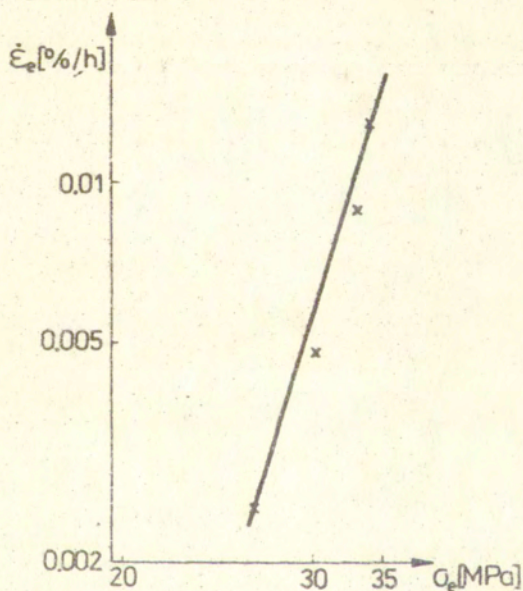
rys. 38. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania obrazujące efekt pamięci



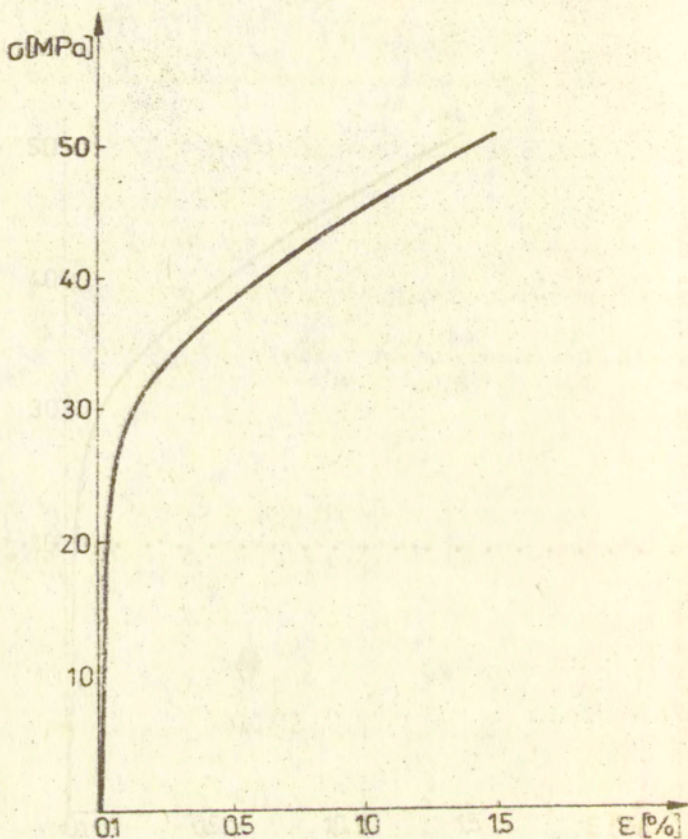
rys. 39. Ewolucja parametru α oraz krzywe pełzania obrazujące wpływ wstępnej deformacji plastycznej



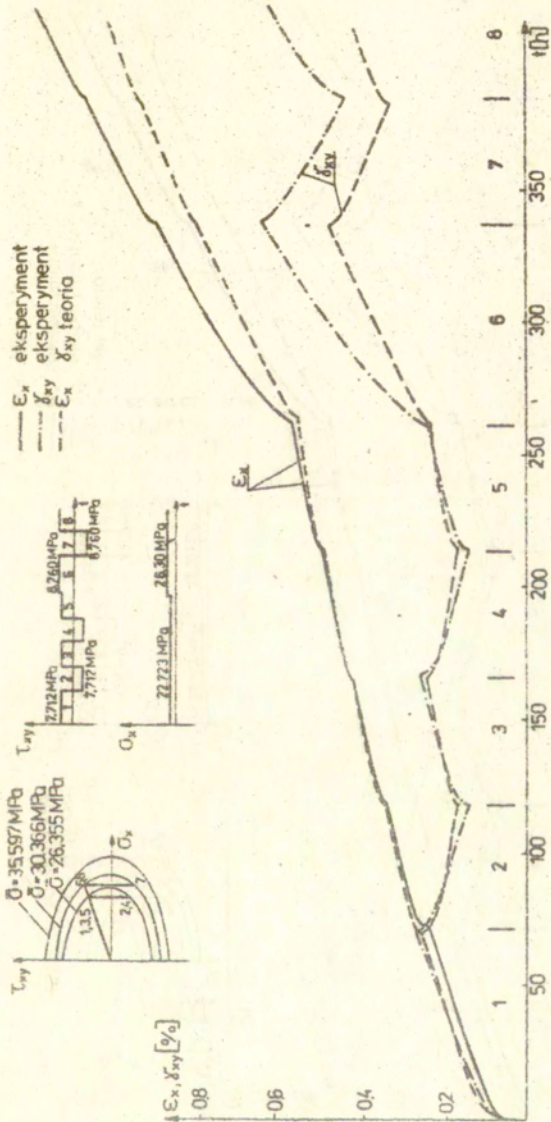
rys. 40. Doświadczalne krzywe pełzania przy stopniowej redukcji naprężenia rozciągania dla miedzi w temp. 686°K



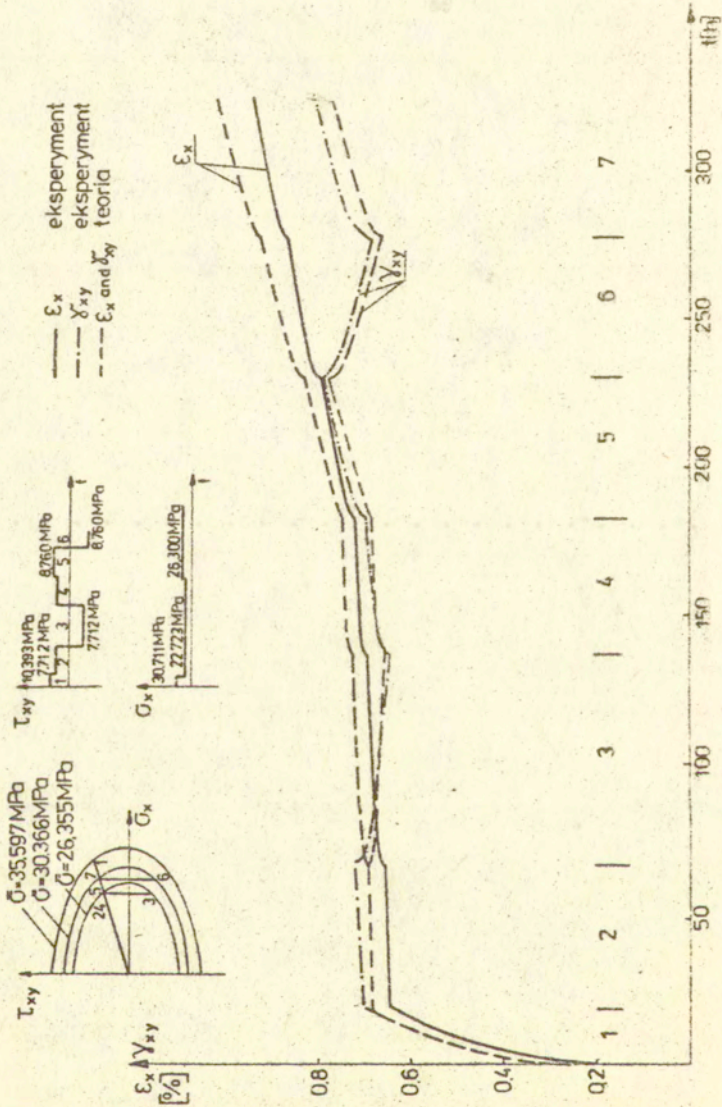
rys. 41. Efektywna prędkość pełzania ustalonego w funkcji naprężeń efektywnych dla miedzi w temp. 300°C



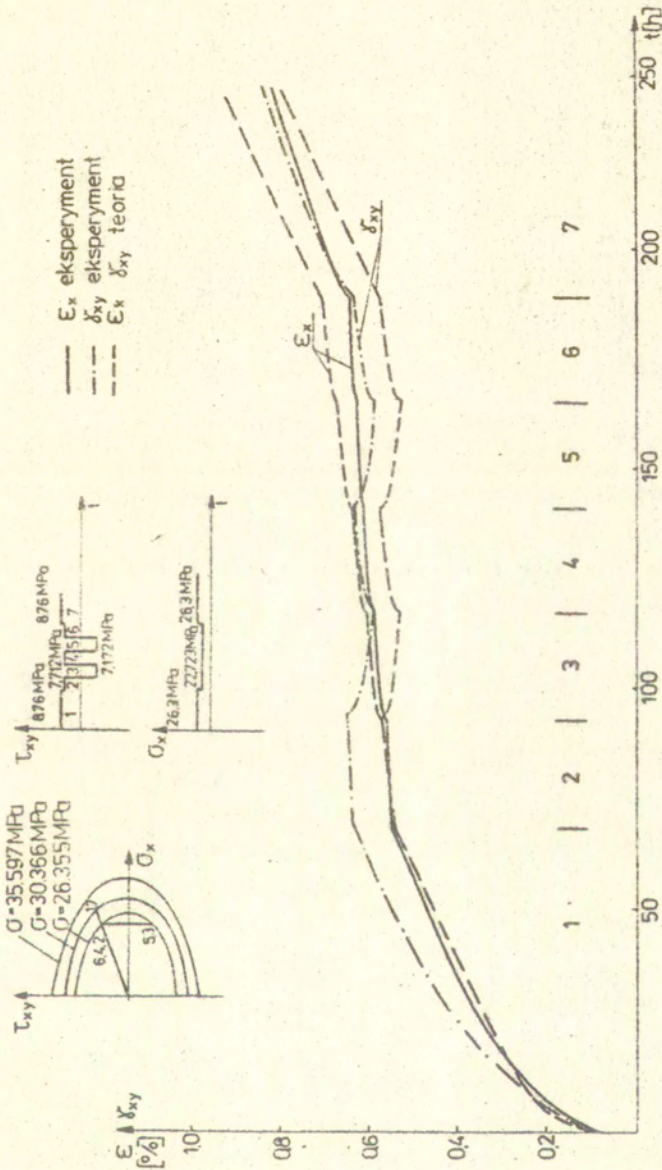
rys. 42. Krzywa jednoosiowego rozciągania dla miedzi w temp. 300°C przy stałej prędkości odkształceń $\dot{\epsilon}_e = 10^{-4}/s$



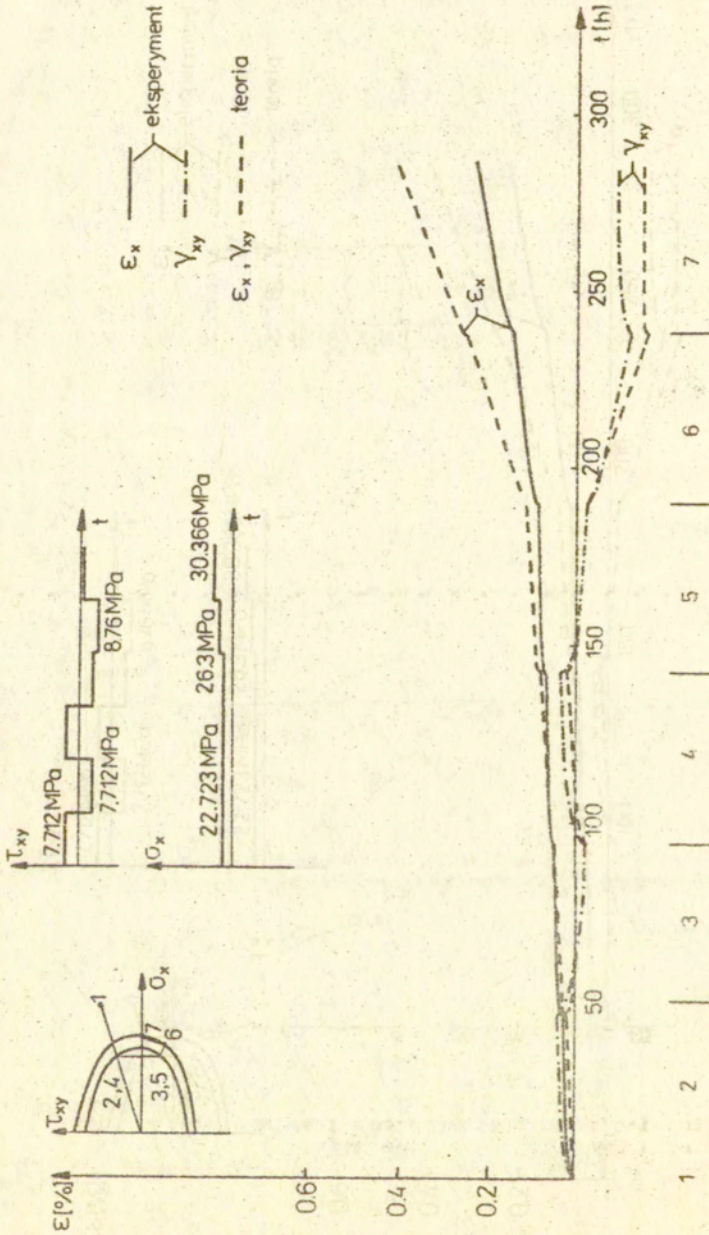
rys.43. Doświadczalne i teoretyczne krzywe dla Programu 1 - monotoniczne i cykliczne wzmocnienie



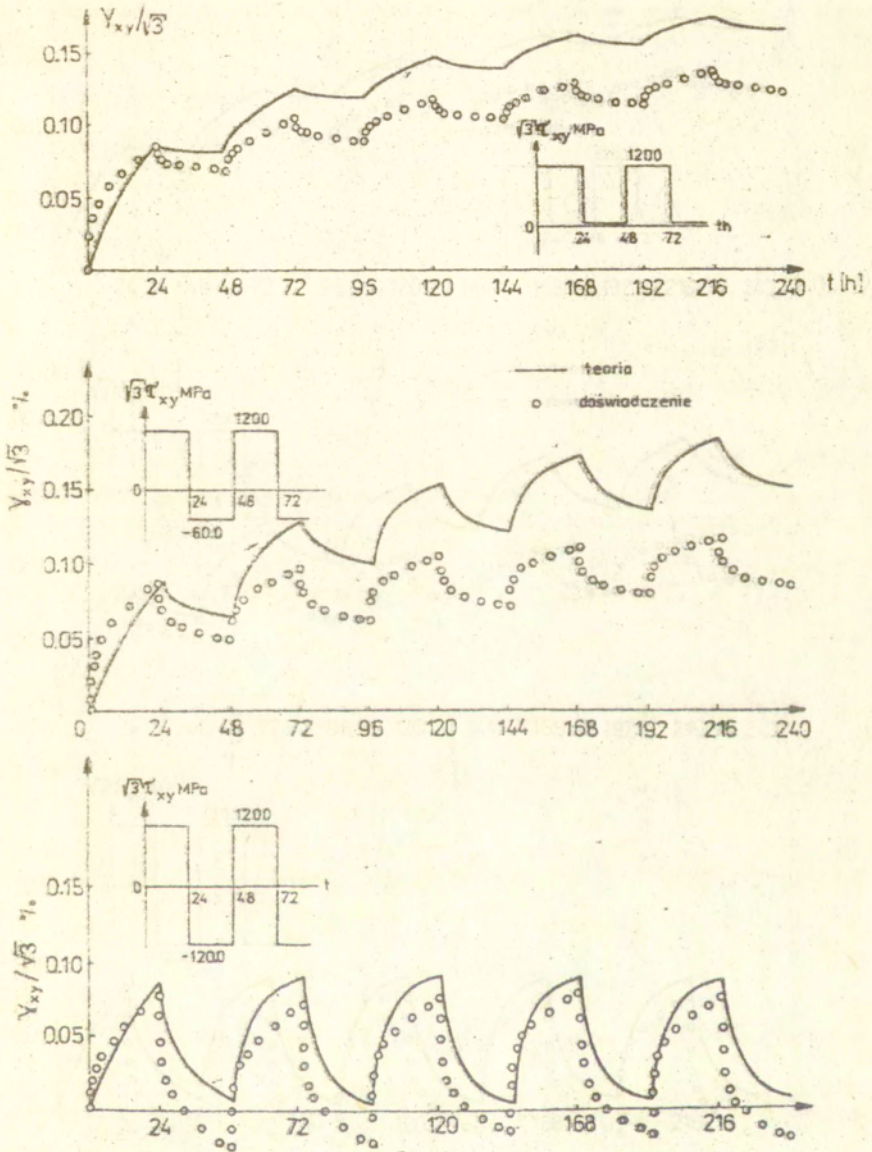
rys.44. Doświadczalne i teoretyczne krzywe dla Programu 2 - efekt przecięcia I



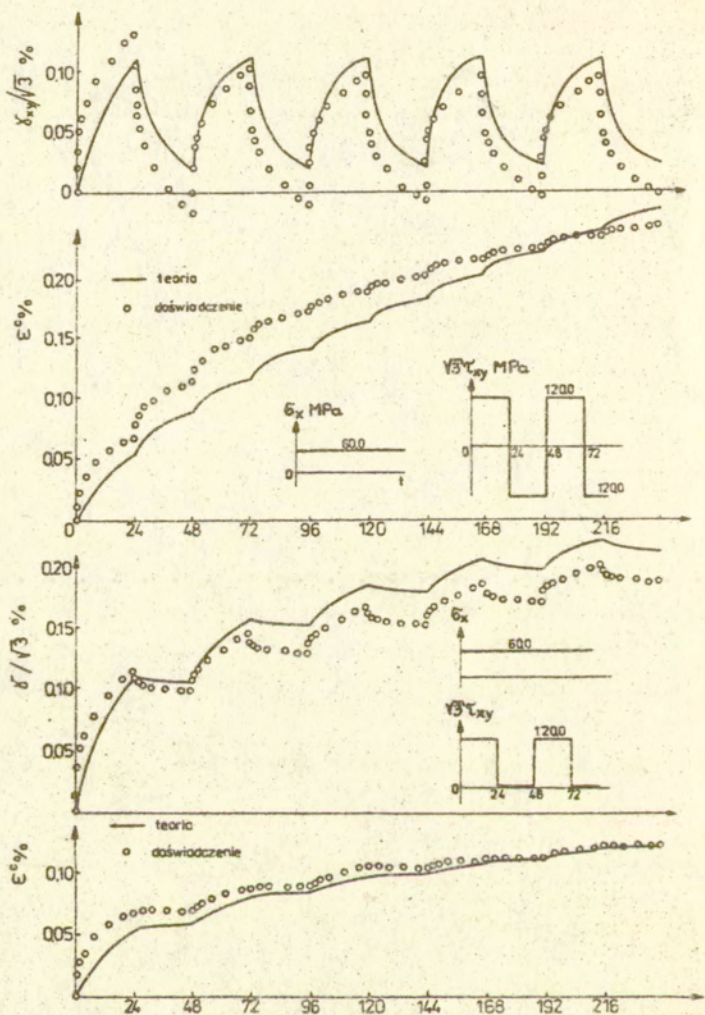
rys.45. Doświadczalne i teoretyczne krzywe dla Programu 3 - efekt przecięcia II



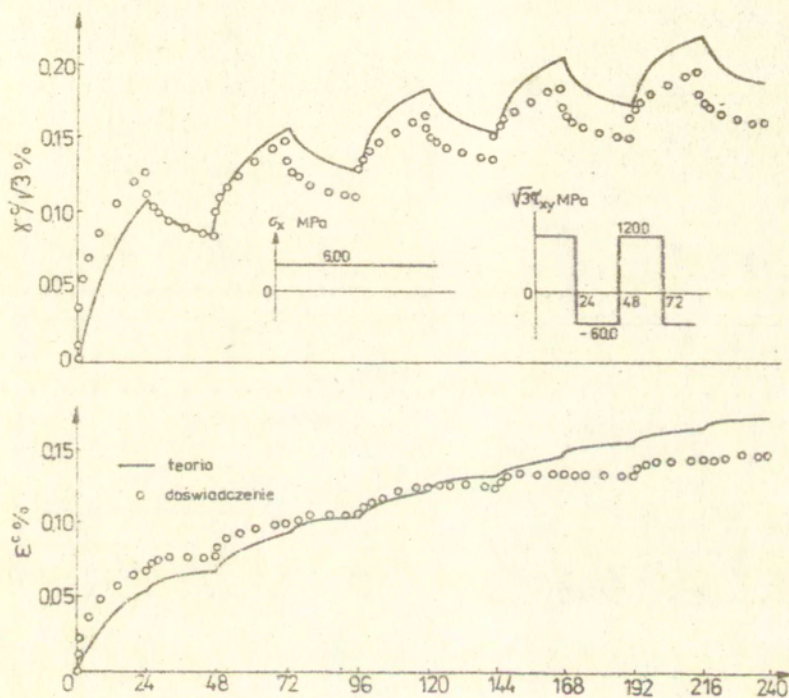
rys.46. Doświadczalne i teoretyczne krzywe dla Programu 4 - efekt wstępnych odkształceń plastycznych



rys. 47. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pełzania dla stali przy zmiennym skręcaniu

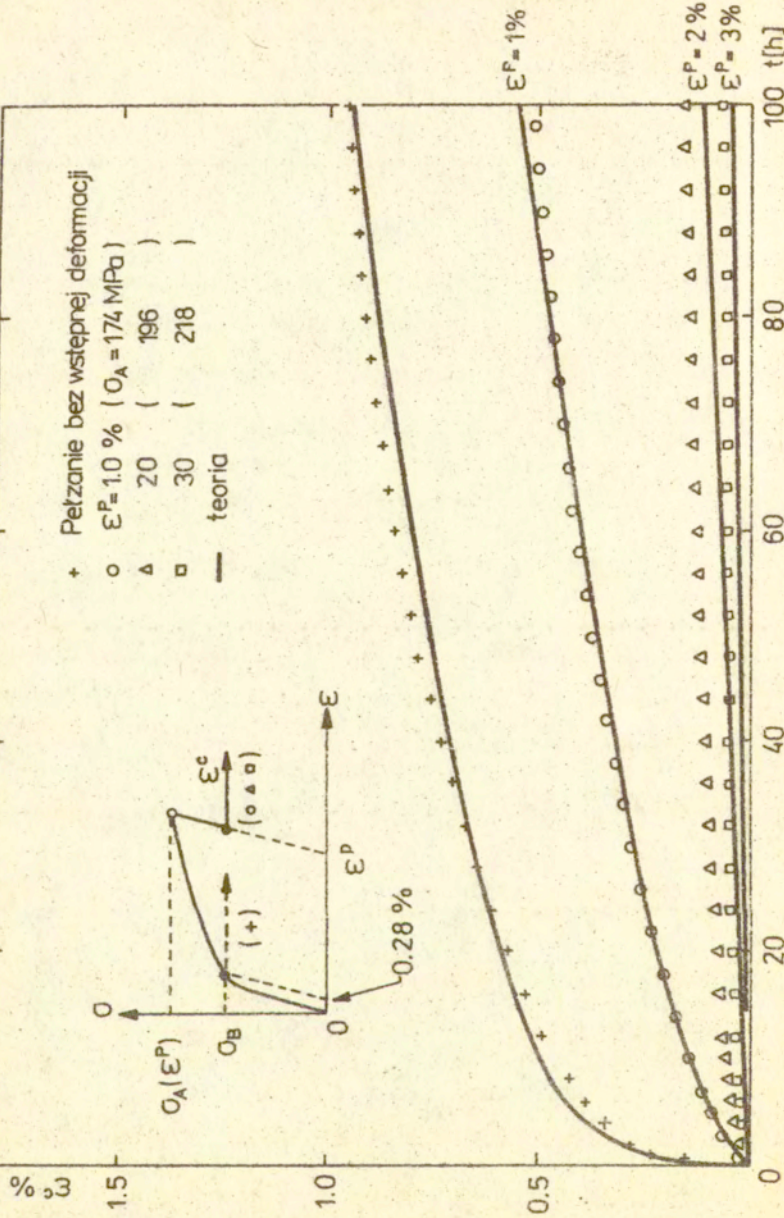


rys. 48. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pełzania dla stali przy stałym obciążeniu osiowym i zmiennym skręcaniu

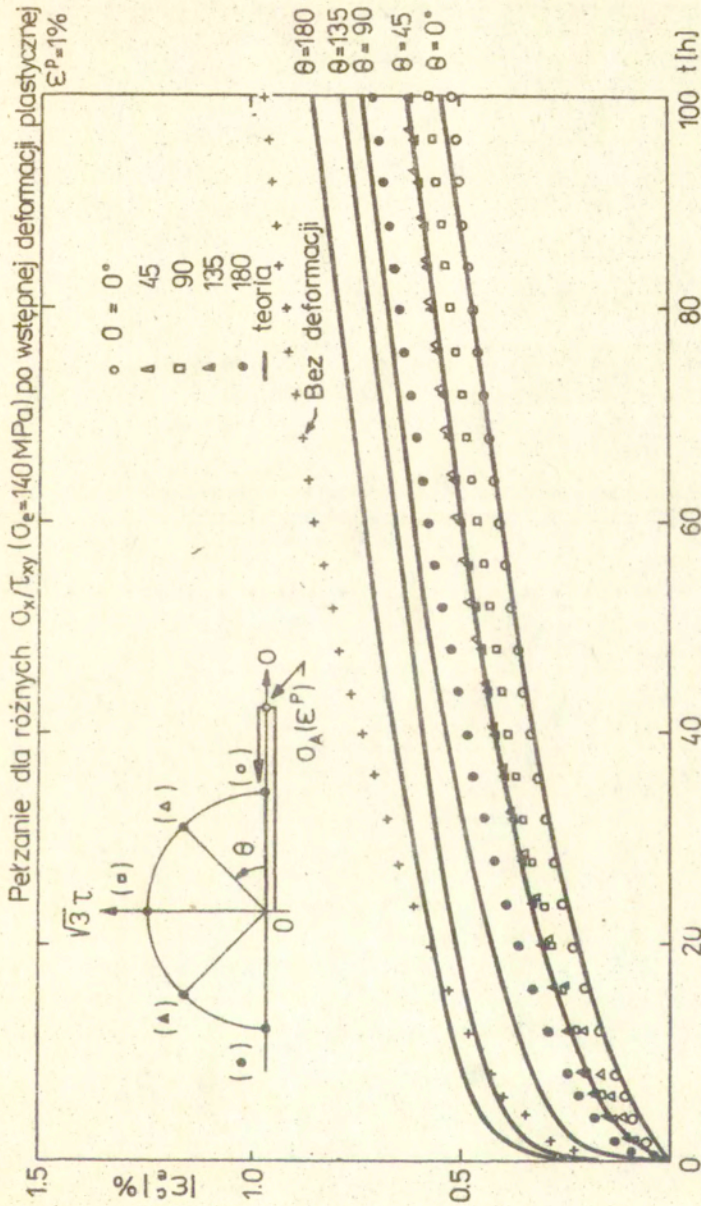


rys. 49. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pełzania dla stali przy stałym obciążeniu osiowym i zmiennym skręcaniu

Jednoosiowe pełzanie ($\sigma_B = 140 \text{ MPa}$) dla materiału wstępnie odkształconego plastycznie

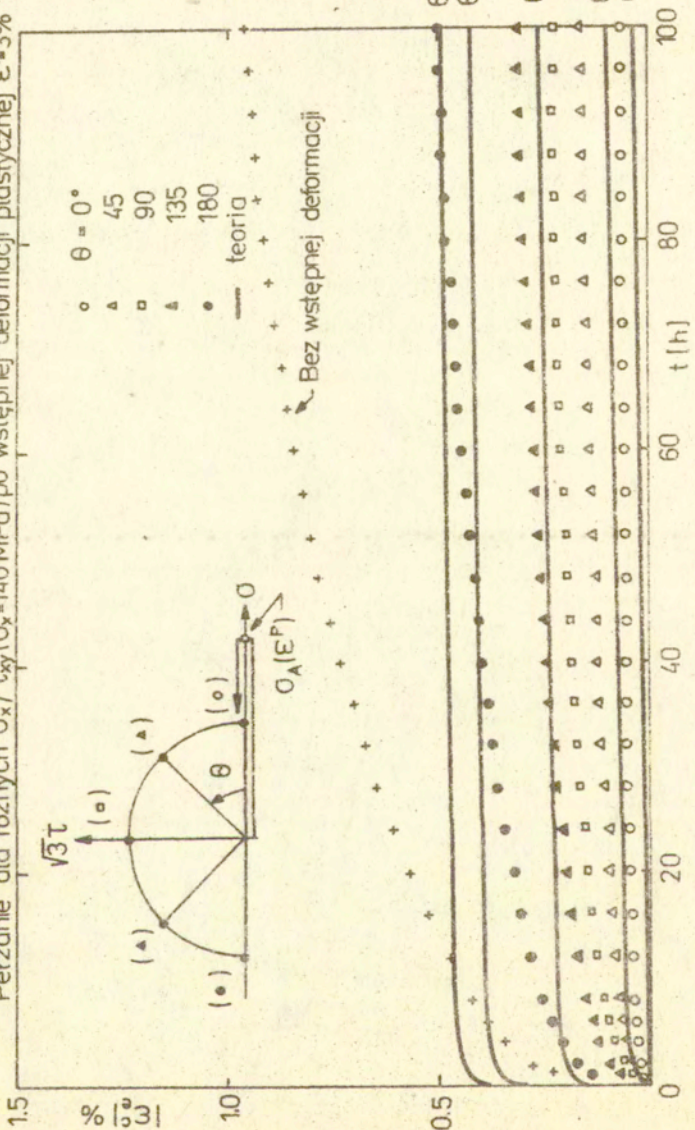


rys.50. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pełzania dla stali po wstępnej deformacji

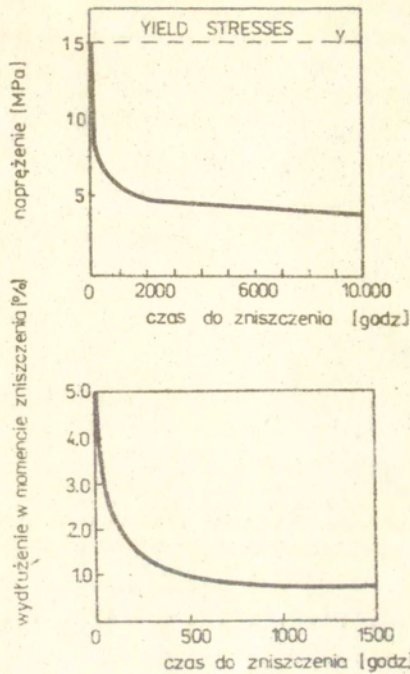


rys.51. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pełzania dla stali poddanej wstępnym odkształceniom plastycznym

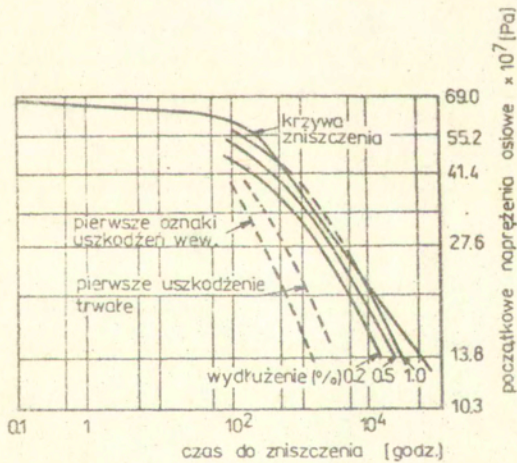
Pektanie dla różnych $\sigma_x / \tau_{xy} (\sigma_x = 140 \text{ MPa})$ po wstępnej deformacji plastycznej $\epsilon^p = 3\%$



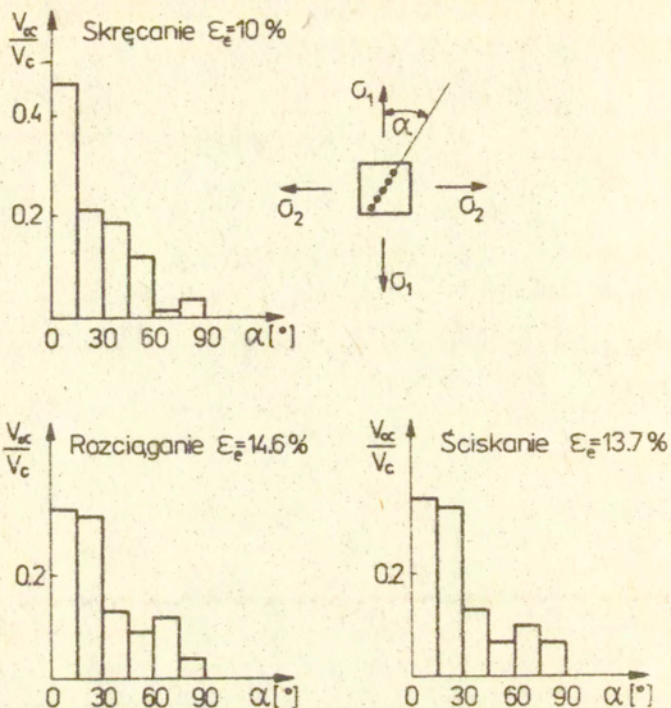
rys. 52. Doświadczalne i teoretyczne krzywe pektania dla stali poddanej wstępny odkształceniom plastycznym



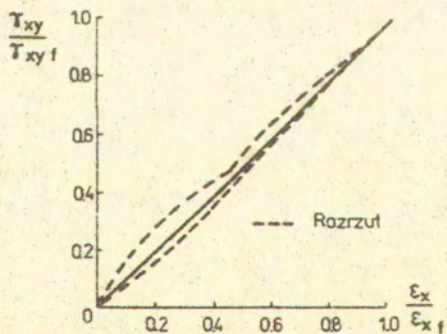
rys.53. Wyniki badań zniszczenia dla stopu aluminium (250°C)



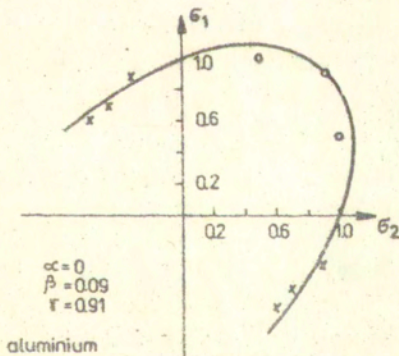
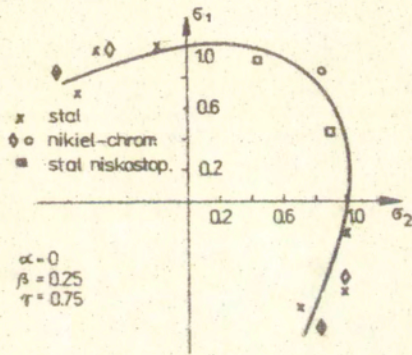
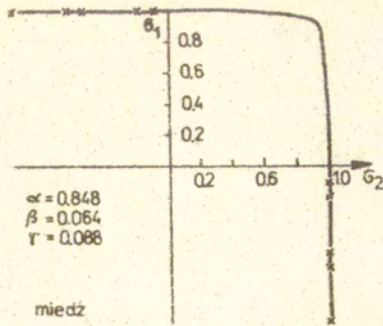
rys.54. Wyniki badań zniszczenia dla stali niskostopowej w temp. 500°C



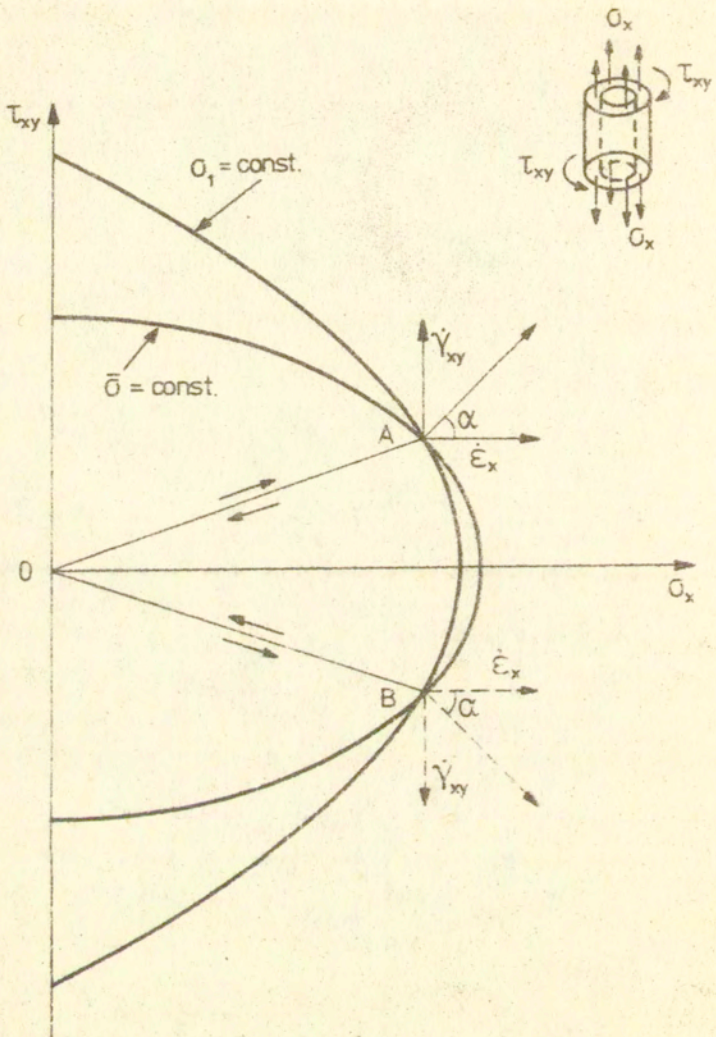
rys. 55. Dystrybucja pustek w procesie pełzania



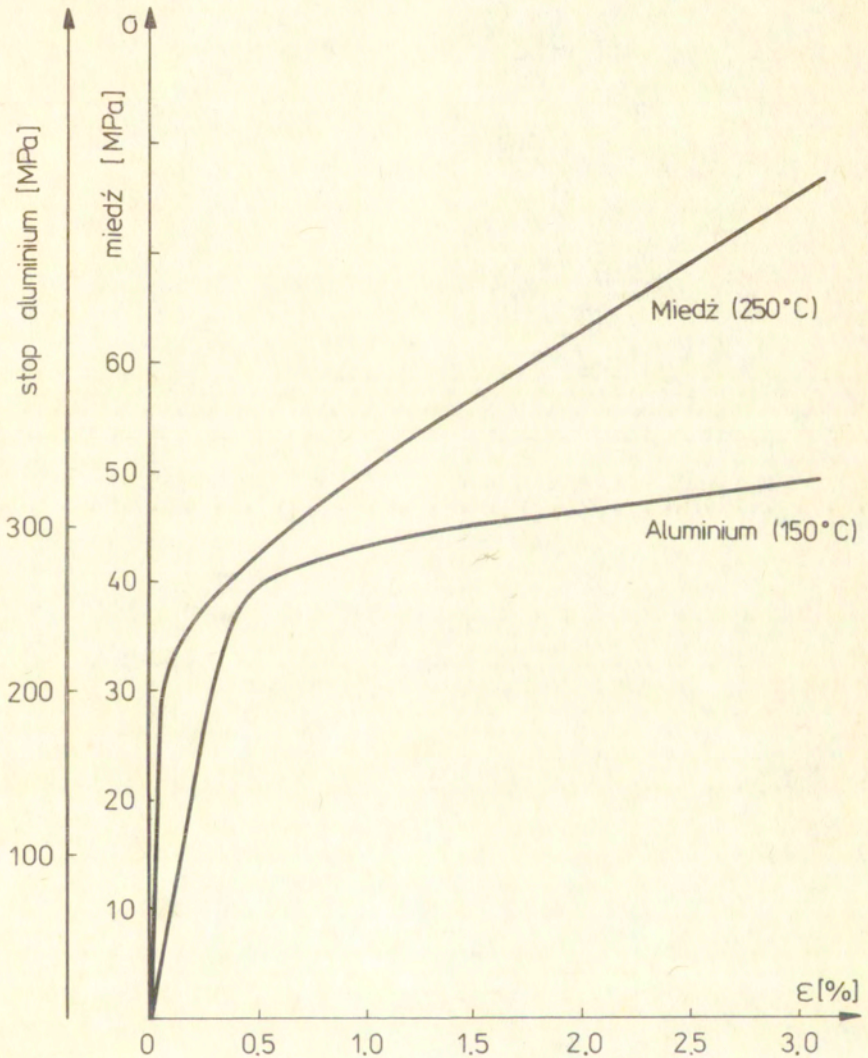
rys. 56. Składowe tensora prędkości odkształcenia w III okresie pełzania



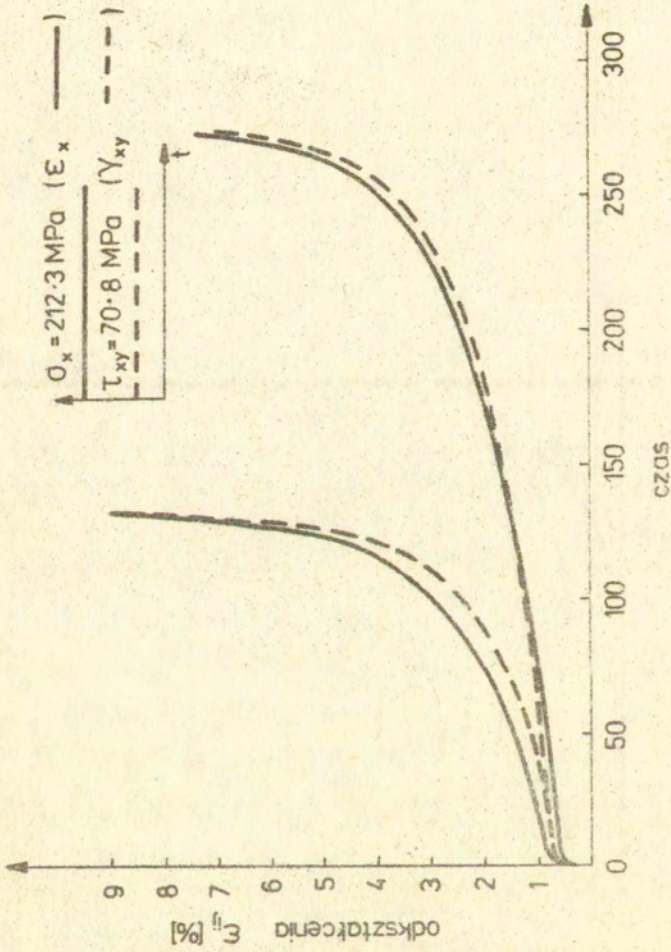
rys. 57. Krzywe jednakowych czasów zniszczenia



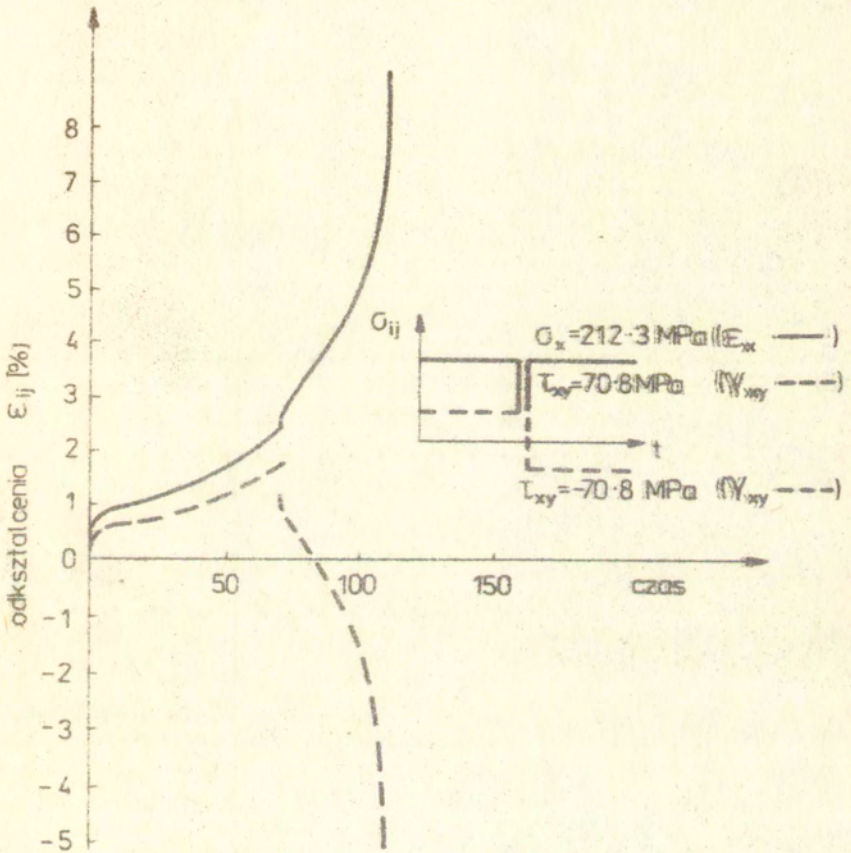
rys. 58. Schemat obciążenia próbki w badaniach czasu do zniszczenia dla miedzi i stopu aluminium



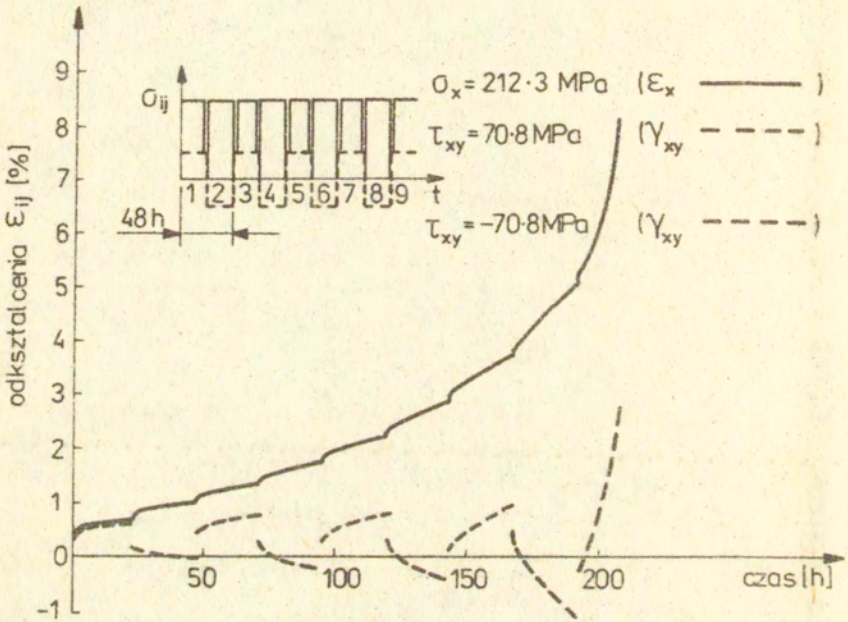
rys. 59. Krzywe wytrzymałościowe dla miedzi i aluminium



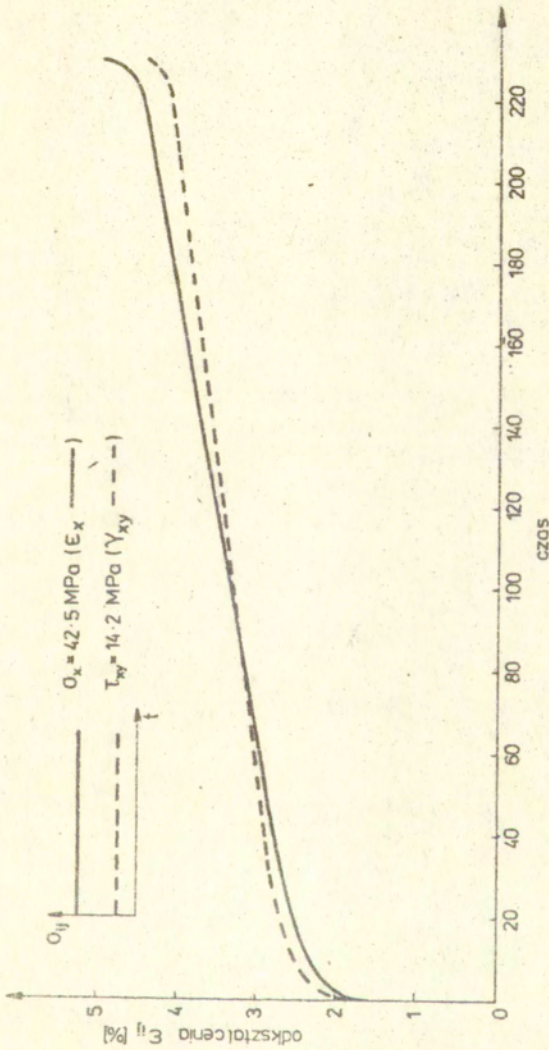
rys.60. Krzywe pełzania stopu aluminium dla stałych obciążeń



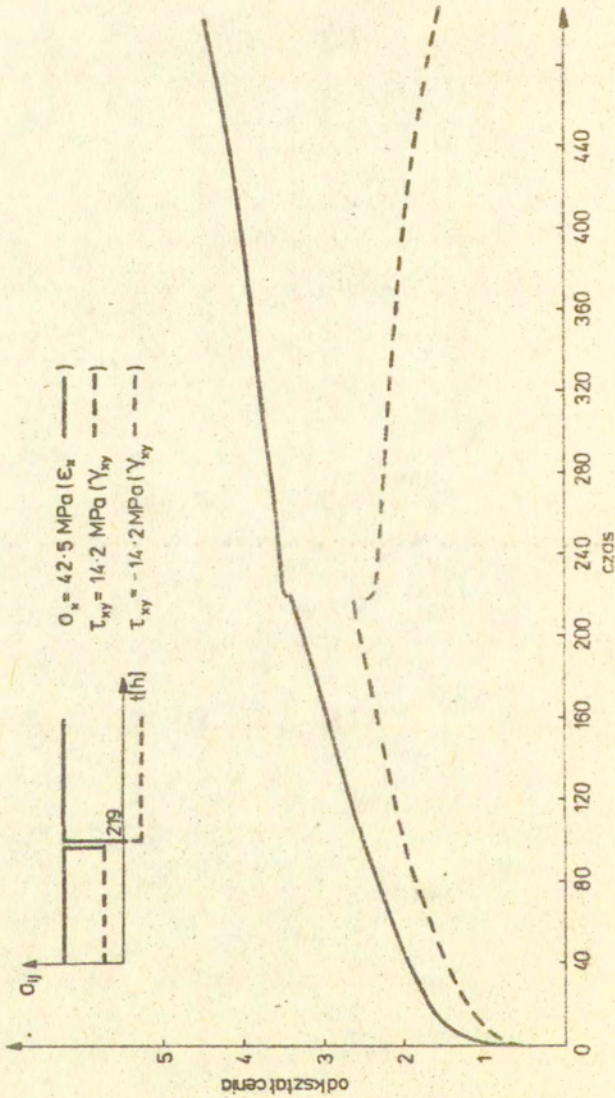
rys. 61. Krzywe pełzania stopu aluminium dla stałych obciążeń osiowych i jednokrotnej zmiany kierunku skręcania



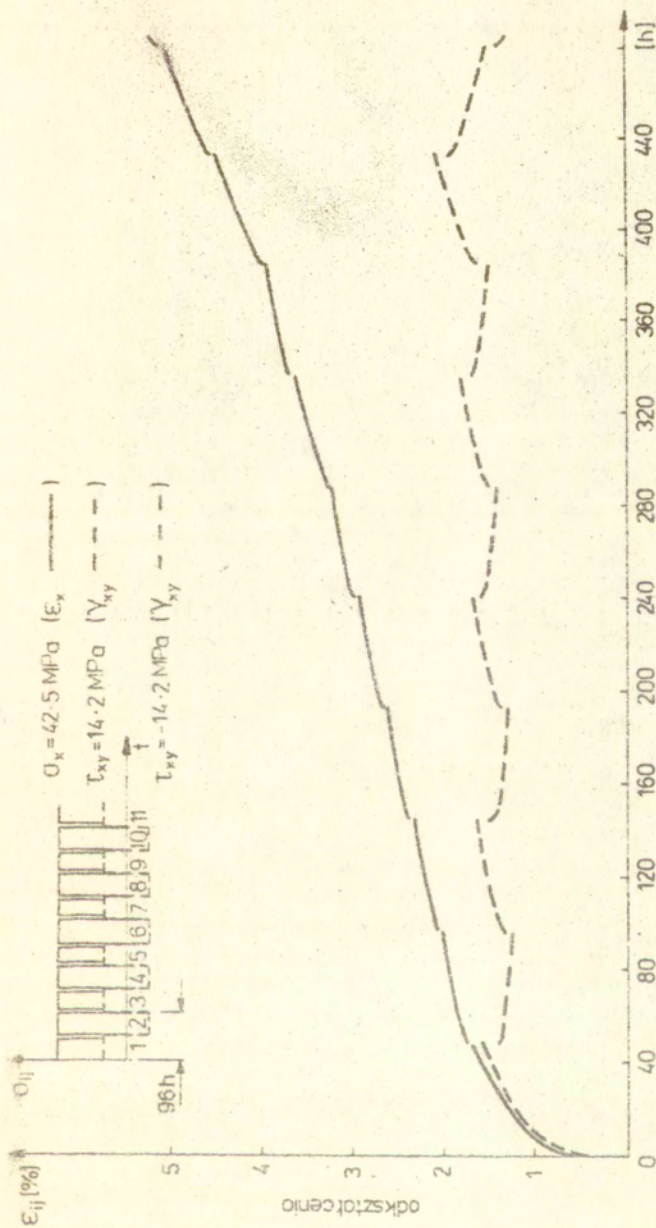
rys. 62. Krzywe pełzania stopu aluminium dla stałych obciążeń osiowych i cyklicznej zmiany kierunku skręcania



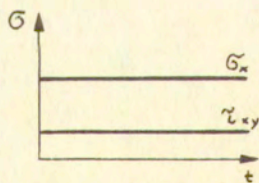
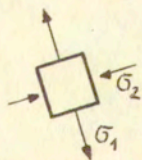
rys. 63. Krzywe poluzania miedzi dla stalych obciazeń



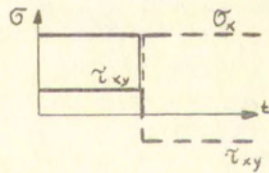
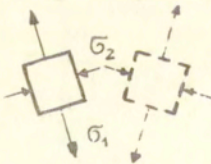
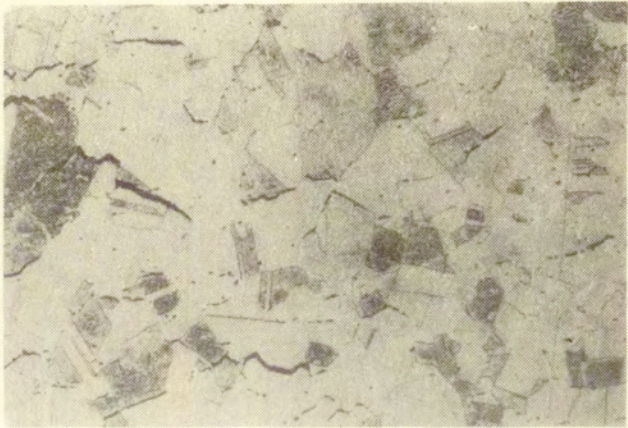
rys.64. Krzywe pełzania miedzi dla stałych obciążeń osiowych i jednokrotnej zmiany kierunku skręcania



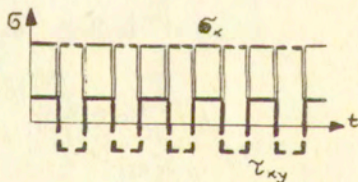
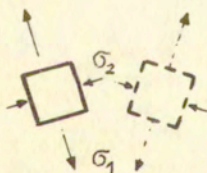
rys.65. Krzywe peźazania miedzi dla stałych obciążeń osiowych i cyklicznej zmiany kierunku skręćania



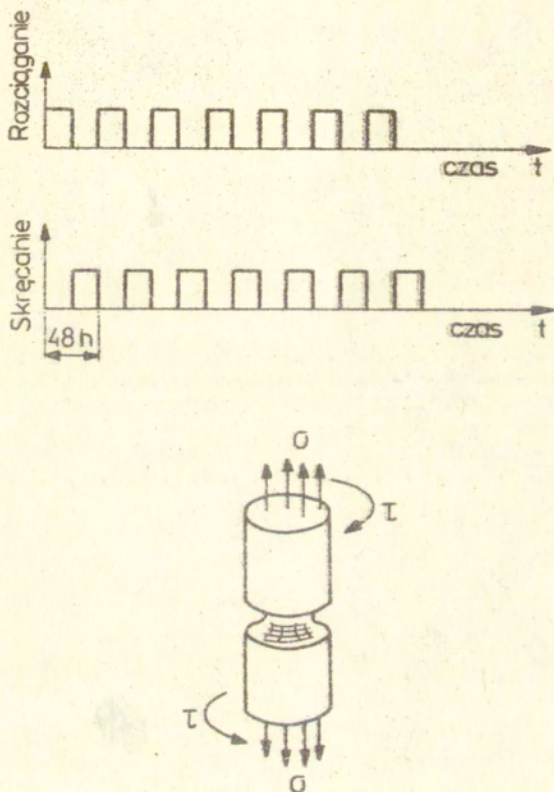
rys. 66. Mikrografia próbki miedzianej badanej do zniszczenia przy obciążeniu stałym - powiększenie $\times 75$



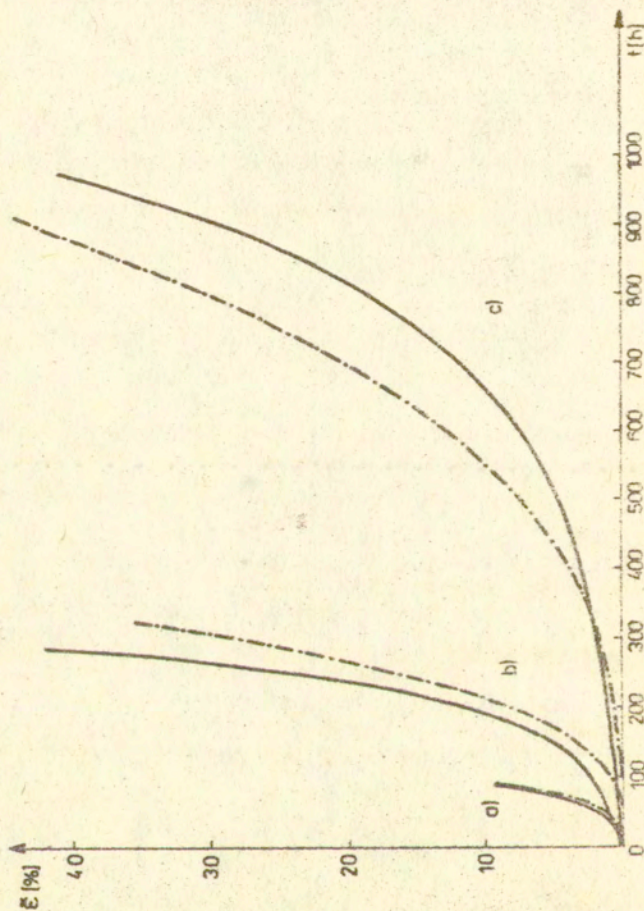
rys.67. Mikrografia próbki miedzianej badanej do zniszczenia przy stałym obciążeniu osiowym i jednokrotnej zmianie kierunku skręcania powiększenie x65



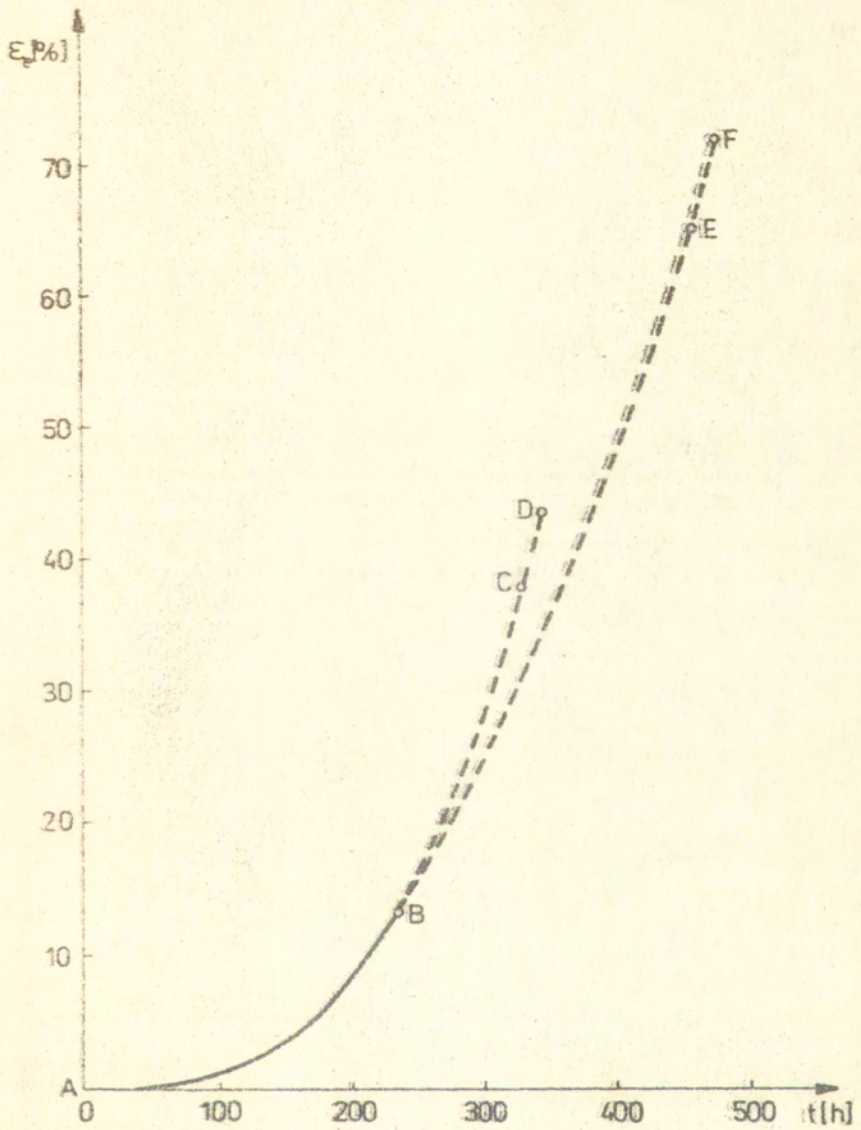
rys.68. Mikrografia próbki miedzianej badanej do zniszczenia przy stałym obciążeniu osiowym i cyklicznej zmianie kierunku skręcania powiększenie x65



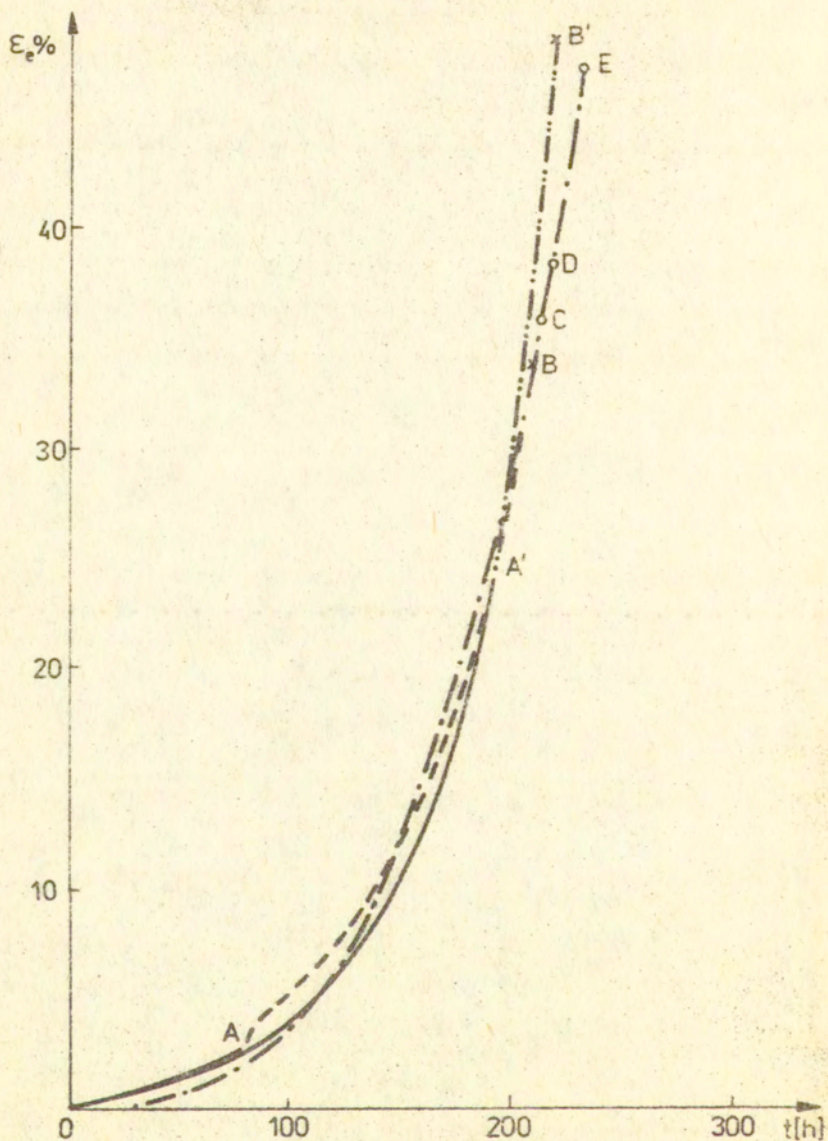
rys. 69. Schemat obciążenia próbki miedzianej z karbem



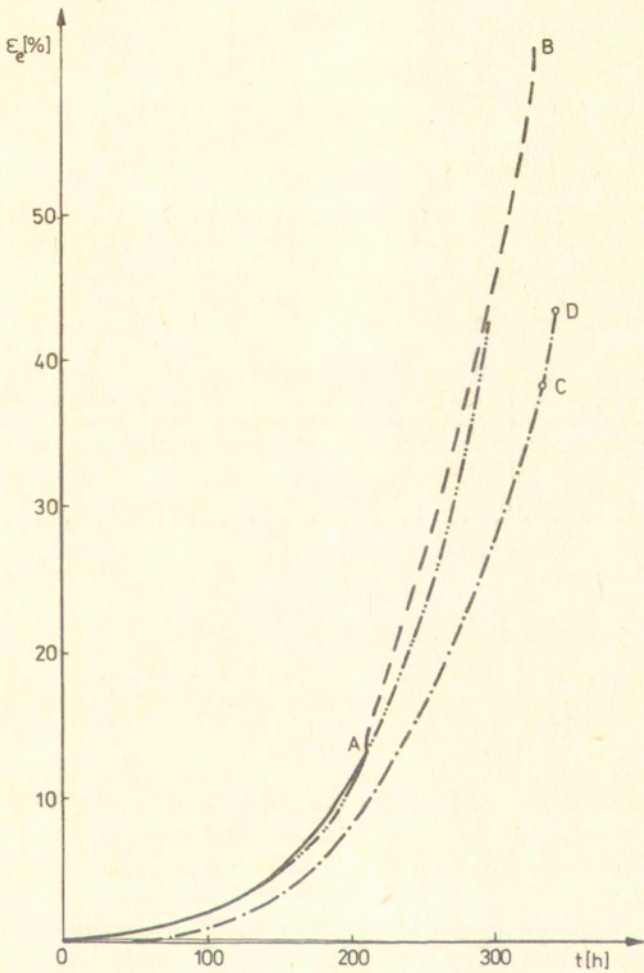
rys.70. Krzywe pełzania dla Nimonic 80A
a/ rozciąganie $\sigma = 309$ [MPa] b/ czyste skręcanie $\sigma_a = 297$ [MPa]
c/ czyste skręcanie $\sigma = 254$ [MPa]



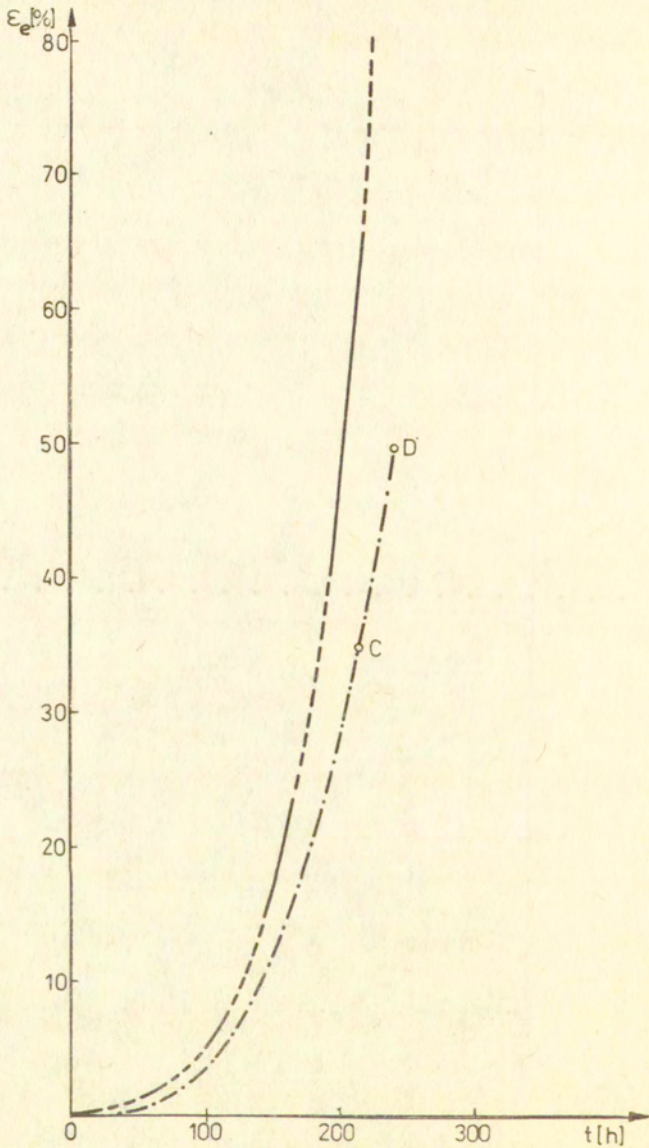
rys. 71. Schemat programu doświadczeń



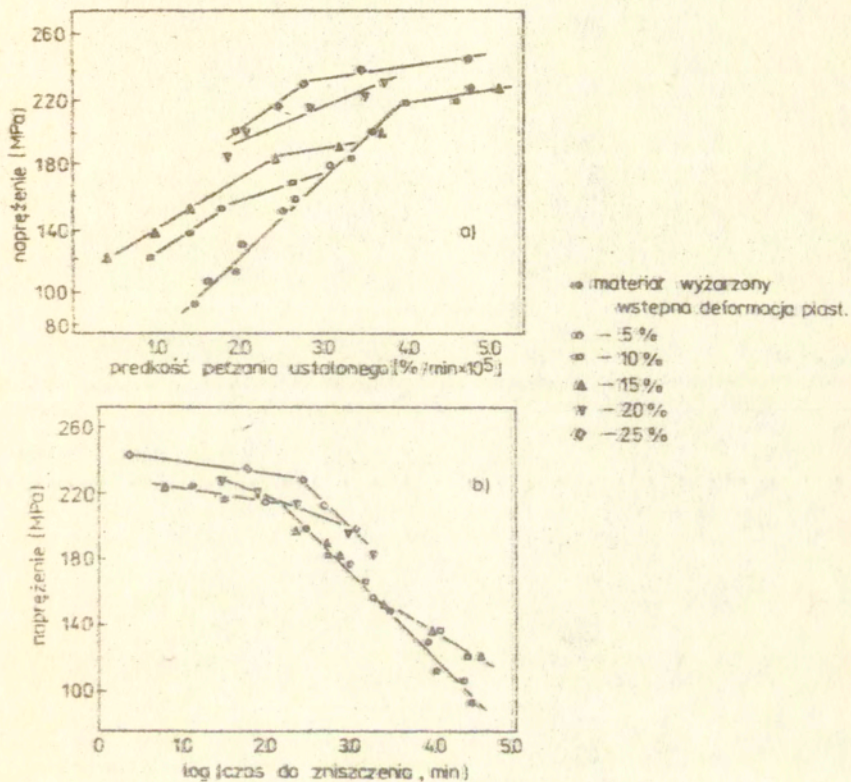
rys. 72. Krzywe pełzania Nimonic 80A w warunkach czystego skręcania przy jednokrotnej zmianie kierunku skręcania



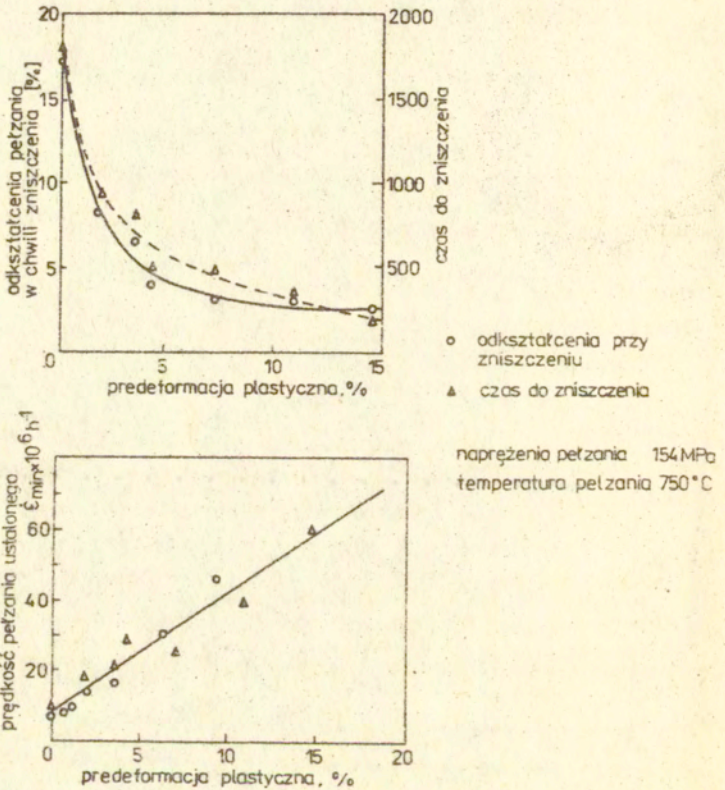
rys. 73. Krzywe pełzania Nimonic 80A w warunkach czystego skręcania przy jednokrotnej zmianie kierunku skręcania



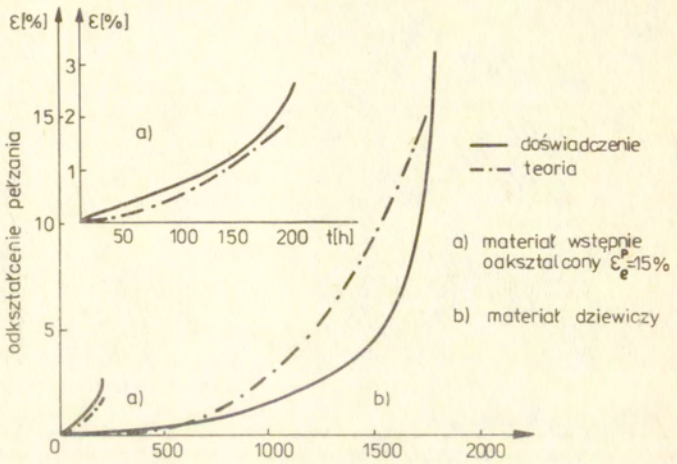
rys. 74. Krzywe pełzania Nimonic 80A w warunkach czystego skręcania przy cyklicznej zmianie kierunku skręcania



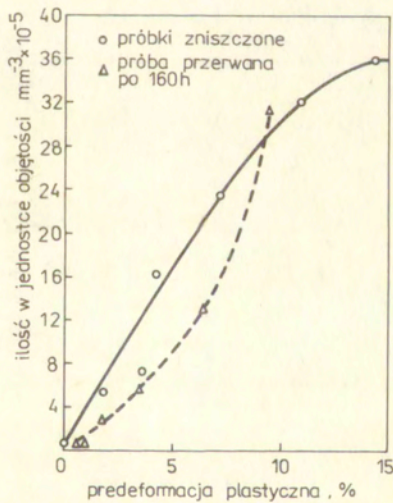
rys..75. Wpływ wstępnych odkształceń plastycznych na pełzanie stopu niklu w temp. 500°C



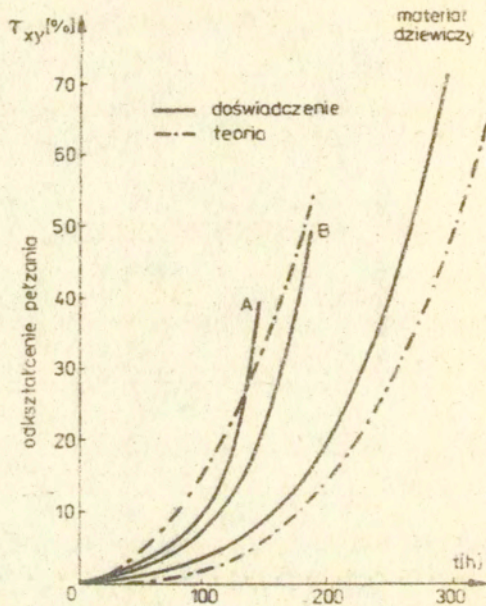
rys. 76. Wpływ wstępnych odkształceń plastycznych na pełzanie Nimonic 80A w temp. 750°C



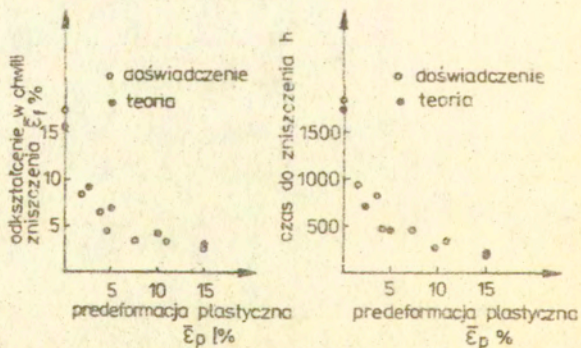
rys. 77. Wpływ wstępnych odkształceń plastycznych na pełzanie Nimonic 80 - krzywe teoretyczne i doświadczalne



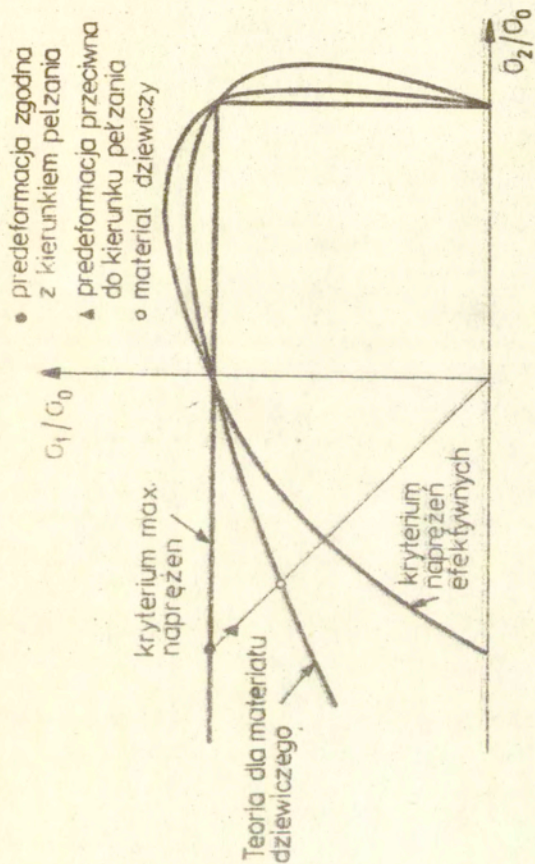
rys. 78. Ilość nukleowanych pustek w funkcji odkształceń plastycznych



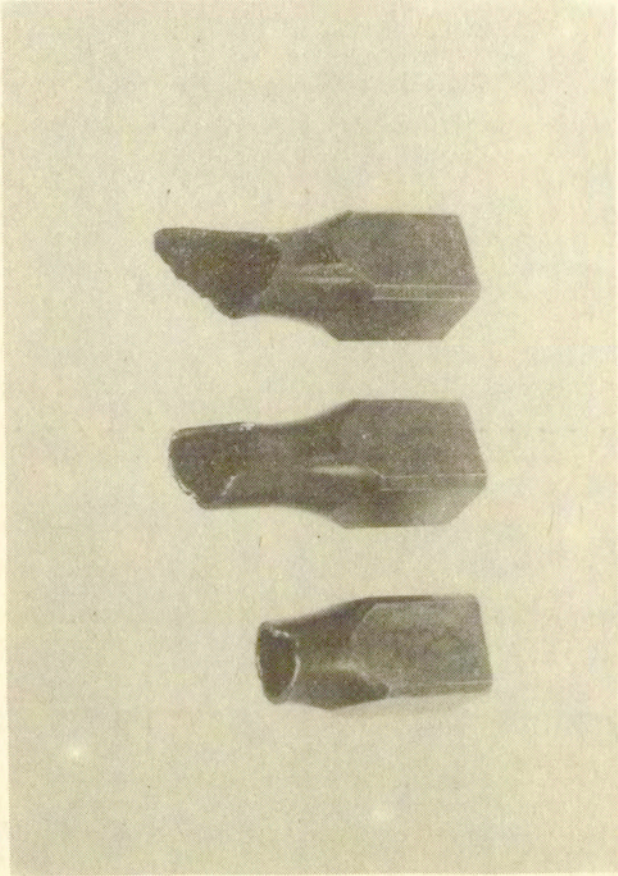
rys. 79. Teoretyczne i doświadczalne krzywe pełzania dla materiału dziewiczego oraz materiału którego obciążenie poprzedzone deformacją plastyczną $\bar{\epsilon}_p = 2.5\%$ w kierunku zgodnym z kierunkiem pełzania OB i przeciwnym OA



rys. 80. Odształcenie i czas do zniszczenia w funkcji wstępnych odształceń plastycznych dla Niemonit 80A - teoria i doświadczenie



rys.81: Krzywe jednakowych czasów do zniszczenia oraz punkty doświadczalne dla materiału dziewiczego (•) i poddanego wstępnej deformacji plastycznej zgodnej z kierunkiem późniejszego pełzania (◻) i przeciwniej do kierunku późniejszego pełzania (◼)

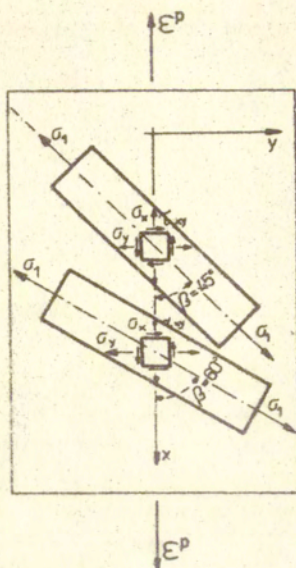


a/

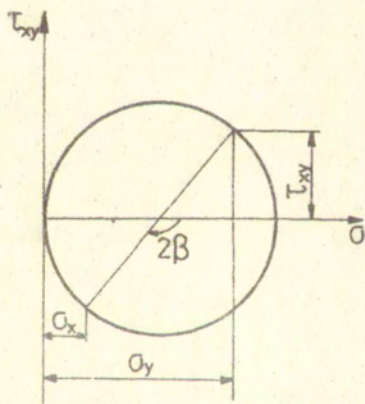
b/

c/

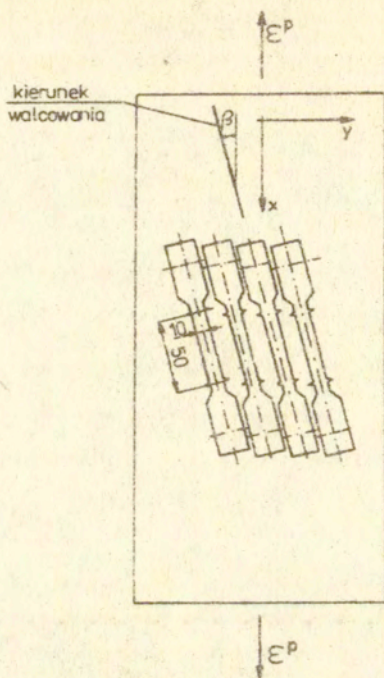
rys.82. Powierzchnie zniszczenia
a/ dla materiału dziewiczego b/ dla materiału poddanego wstępnej deformacji
plastycznej zgodnej z kierunkiem późniejszego peizania c/ dla materiału
poddanego wstępnej deformacji przeciwnej do kierunku późniejszego peizania



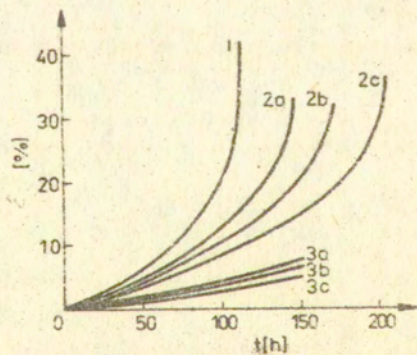
rys. 83. Technika badań wpływu wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie miedzi



rys. 84. Stan naprężenia realizowany w czasie wstępnej deformacji w zależności od kąta β

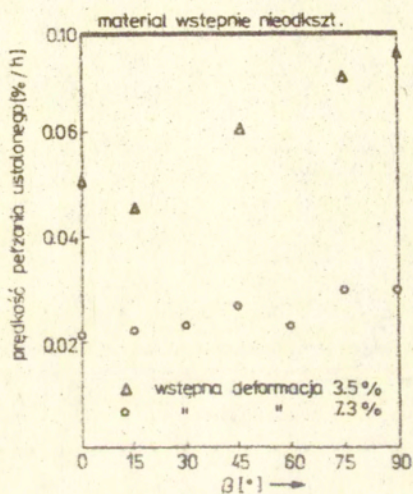


rys. 85. Kształt i sposób wycinania próbek z arkusza blachy

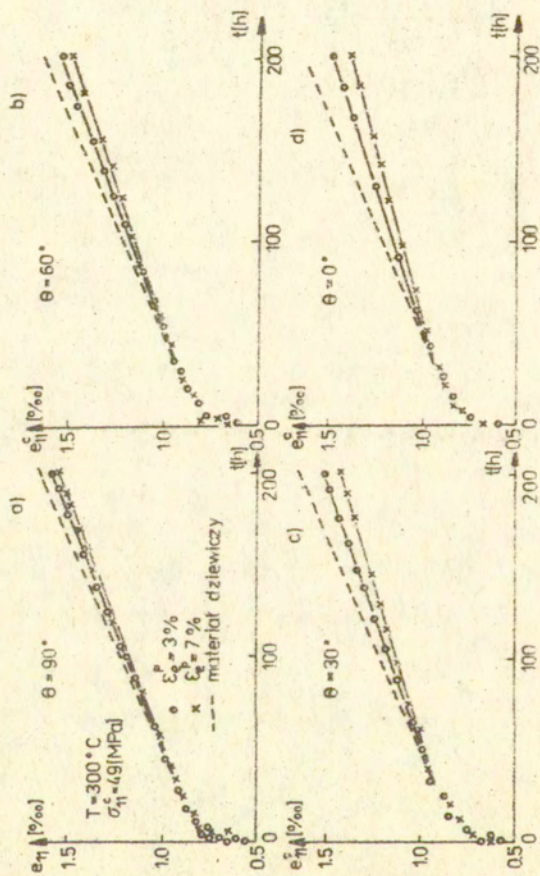


rys. 86. Krzywe pełzania

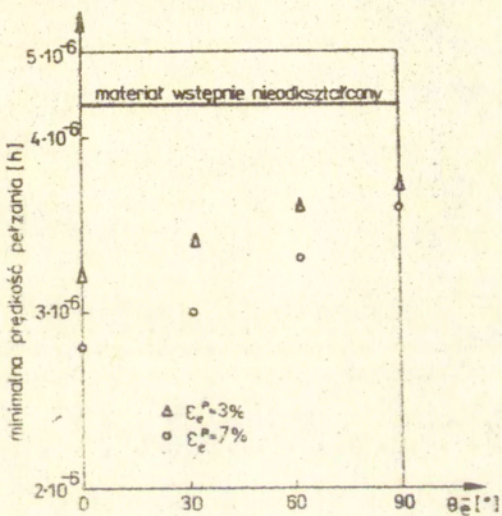
1 - dla materiału dziewiczego 2 - dla predeformacji plastycznej $\epsilon^p = 3.5\%$ (2a - $\beta = 90^\circ$, 2b - $\beta = 45^\circ$, 2c - $\beta = 0^\circ$) 3 - dla predeformacji plastycznej $\epsilon^p = 7.3\%$ (3a - $\beta = 90^\circ$, 3b - $\beta = 45^\circ$, 3c - $\beta = 0^\circ$)



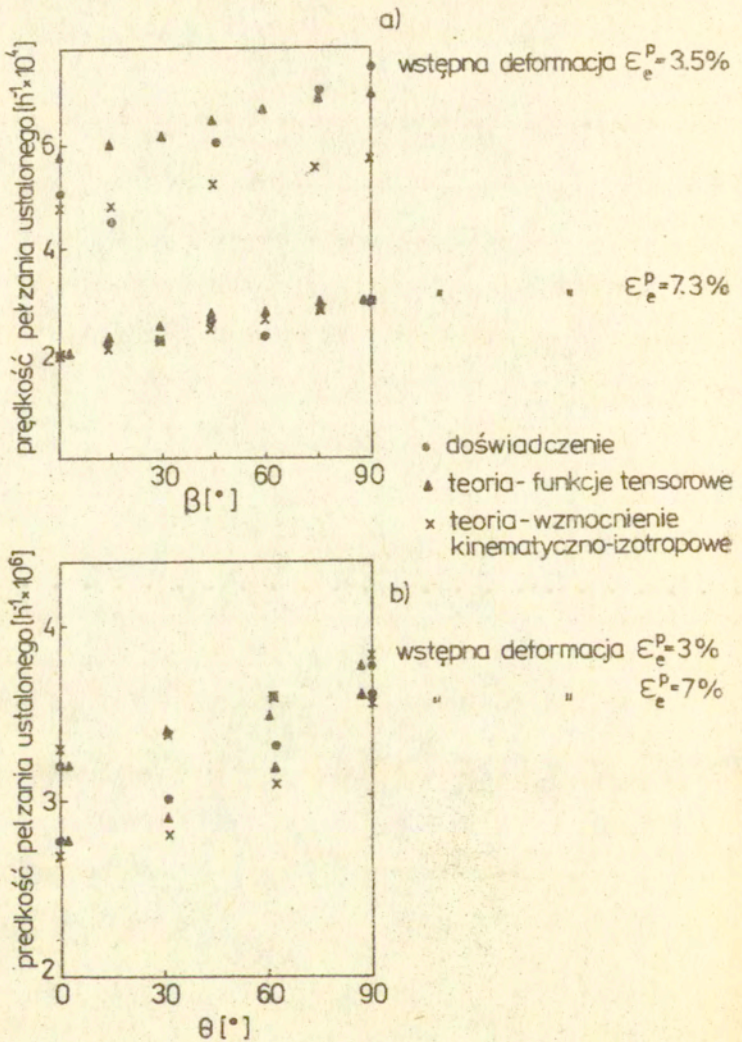
rys.87. Wpływ predeformacji plastycznej na prędkość pełzania ustalonego miedzi



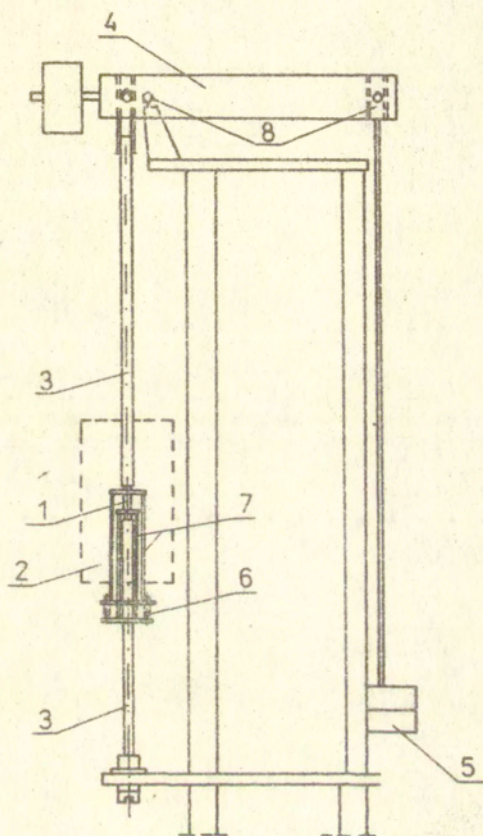
rys.88. Krzywe pełzania w funkcji kąta θ i wielkości wstępnych odkształceń plastycznych



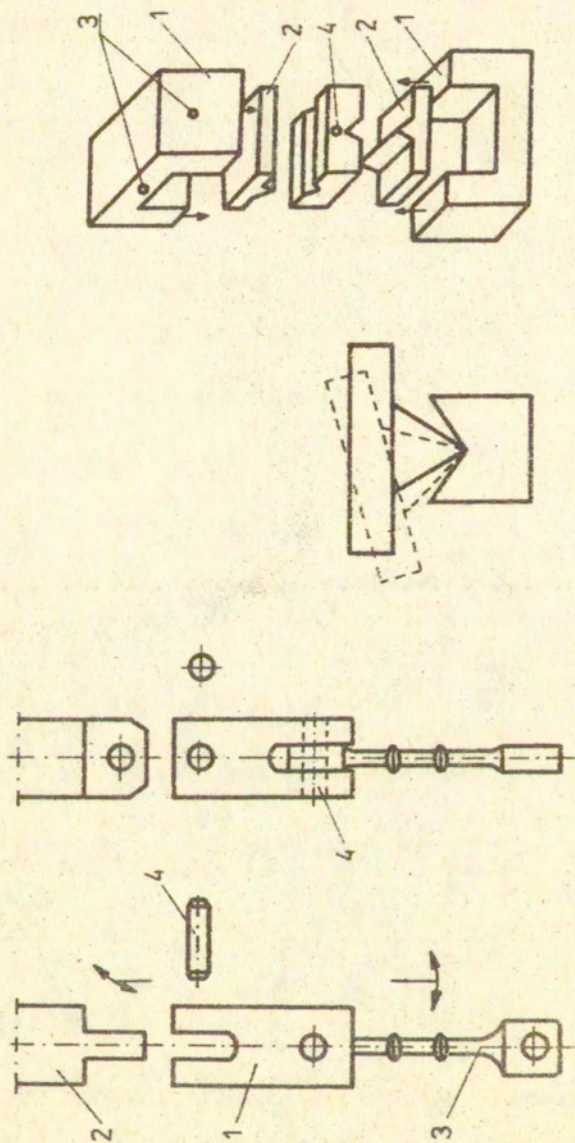
rys.89. Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na ustaloną prędkość pełzania



rys. 90. Wpływ predeformacji plastycznej na prędkość pełzania ustalonego - doświadczenie i teoria



rys. 91. Schemat pelzarki do realizacji obciázek jednoosiowych

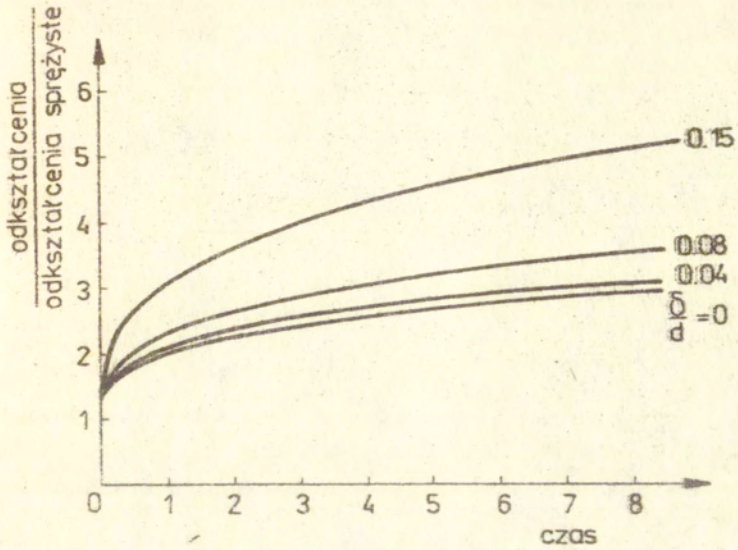


c)

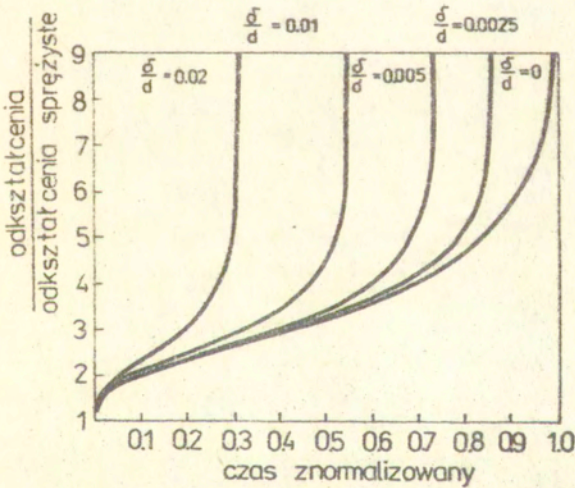
b)

a)

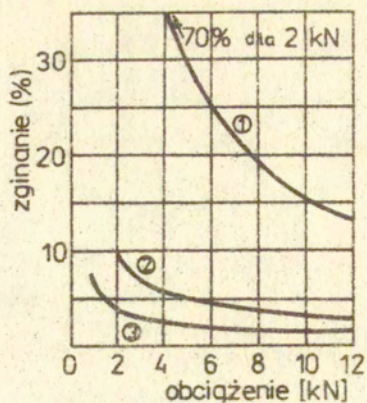
rys. 92. Schemat części stosowanych połączeń w układzie obrotowym
a/ złącze uniwersalne. b/ łożysko typu "ostrze noża"
c/ połączenie typu "szekla"



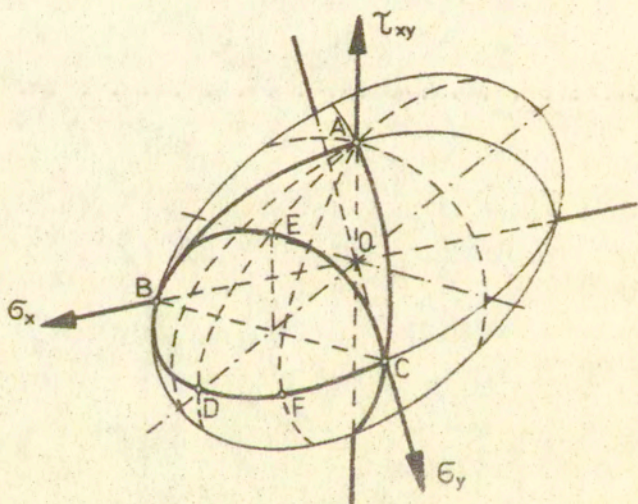
rys. 93. Wpływ niewspółosiowości obciążenia na krzywe pełzania



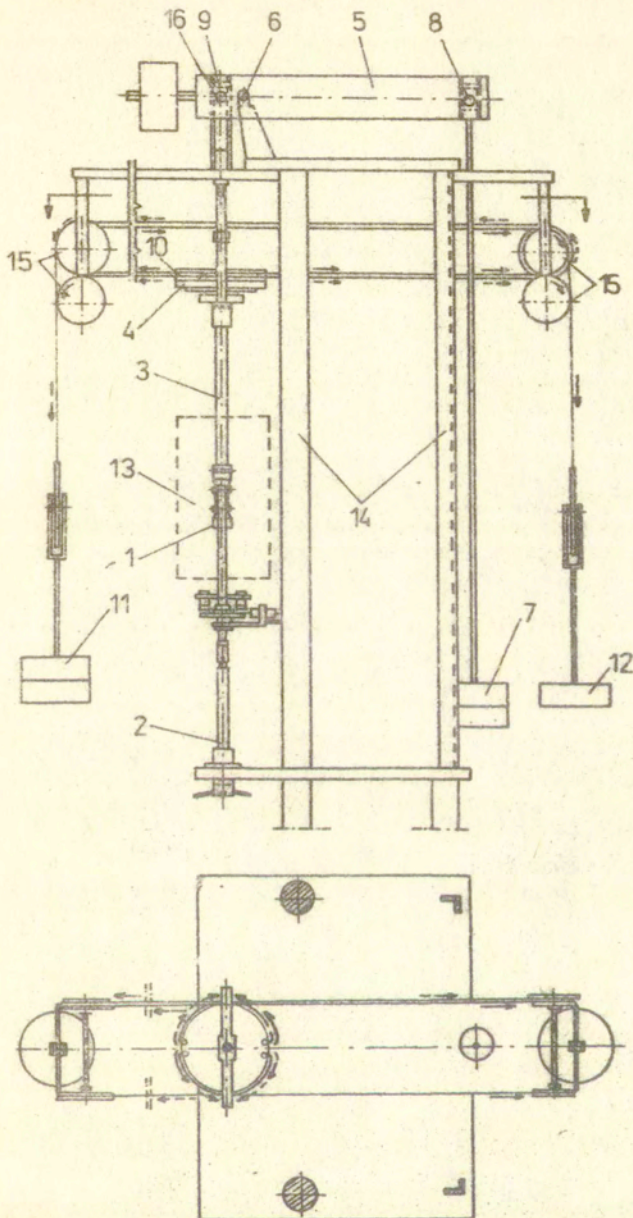
rys. 94. Wpływ niewspółosiowości obciążenia na krzywe pełzania i czas do zniszczenia



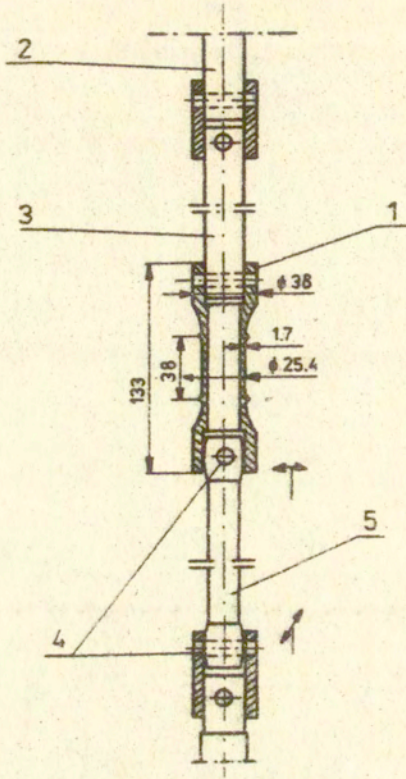
rys. 95. Zginanie próbki w funkcji obciążenia dla różnego typu pełzarek



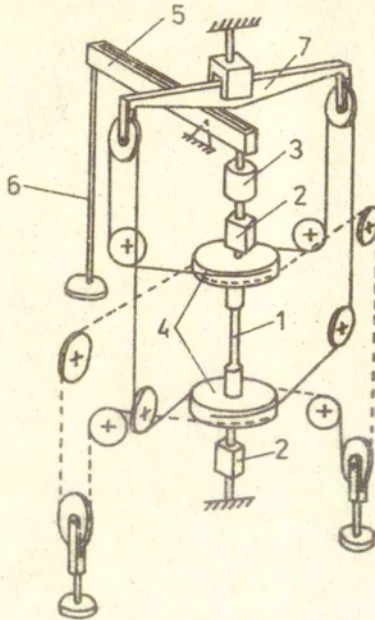
rys. 96. Powierzchnia potencjału Hubera-Misesa dla ciała izotropowego w płaskim stanie naprężenia



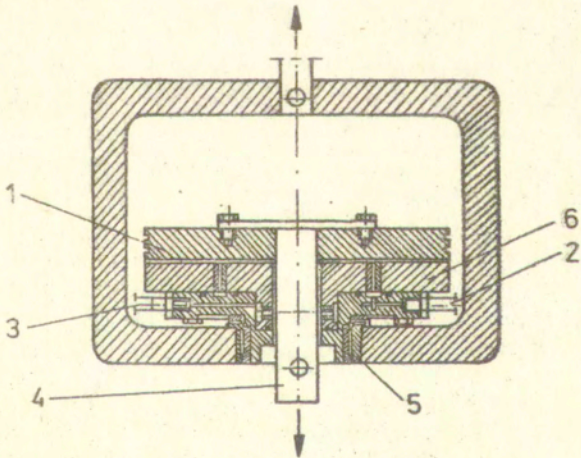
rys. 97. Schemat peizarki do badañ cienkościennej próbek rurkowych rozciąganie - skręcanie



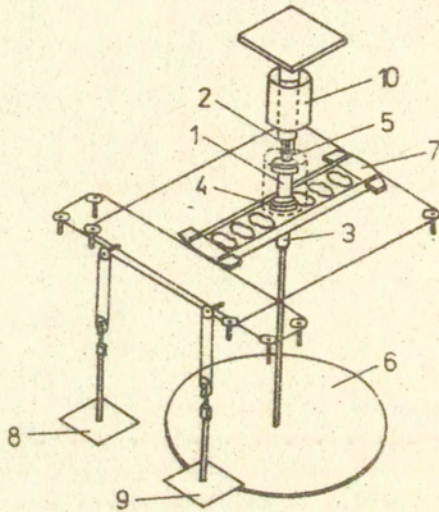
rys. 98. Próbka do badań pełzania z górnym i dolnym prętem obciążającym



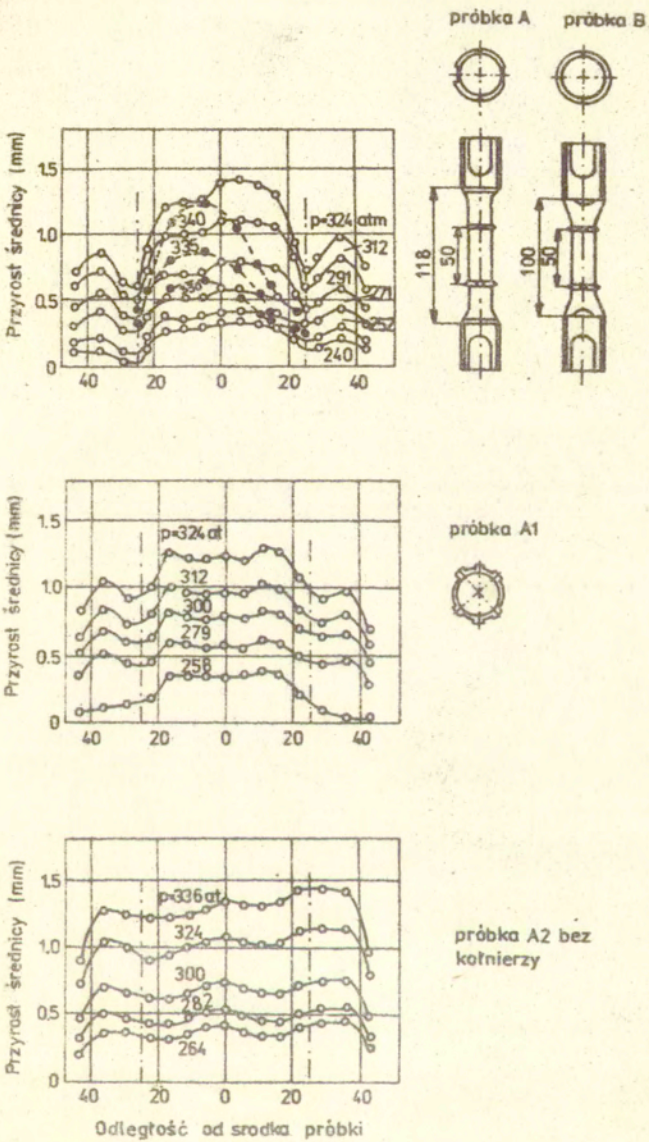
rys. 99. Schemat układu obciążającego palczarki [115]



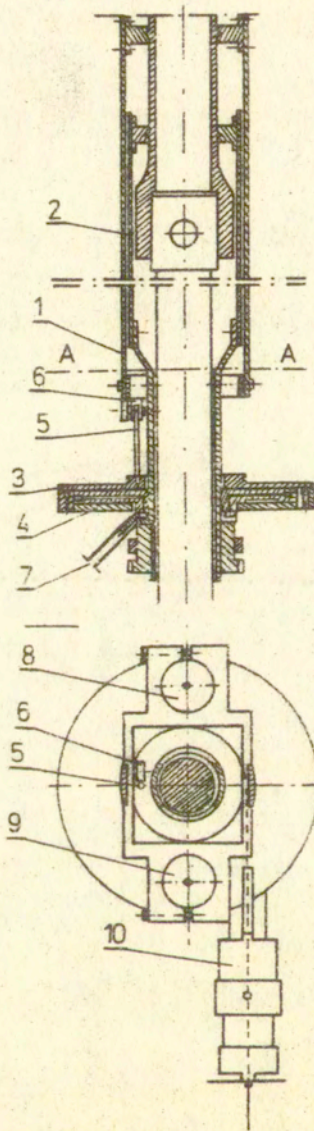
rys. 100. Przekrój łożyska powietrznego



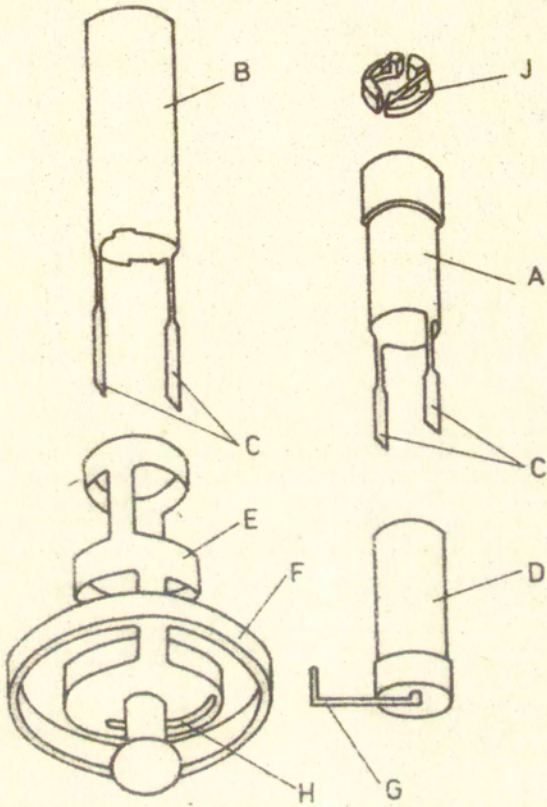
rys.101. Schemat układu obciążającego pełzarki [117]



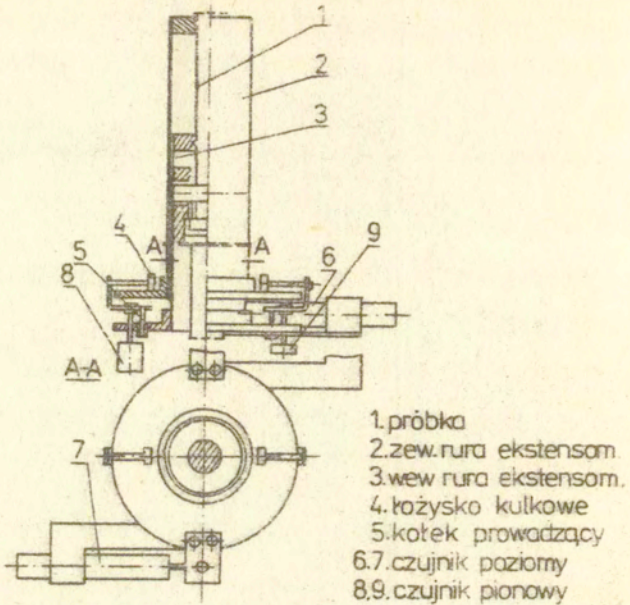
rys.102. Wpływ kołnierzy na jednorodność pola odkształceń



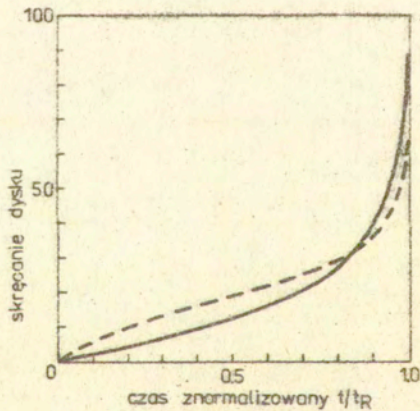
rys.103. Przekrój ekstensometru do pomiaru odkształceń cienkościennych próbek rurkowych rozciąganie - skręcanie



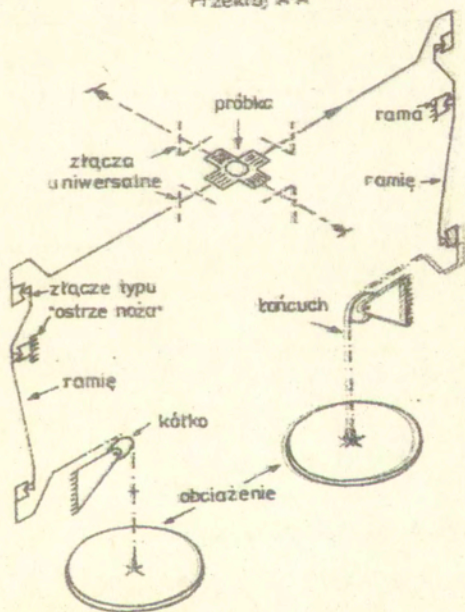
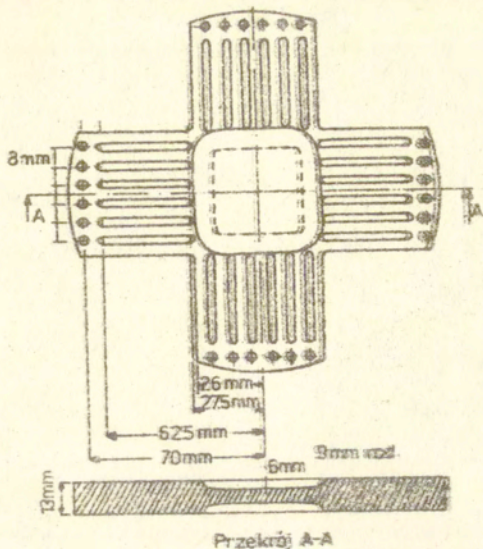
rys. 104. Schemat ekstensometru [115]



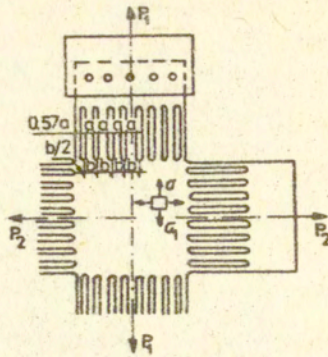
rys. 105. Schemat ekstensometru [103]



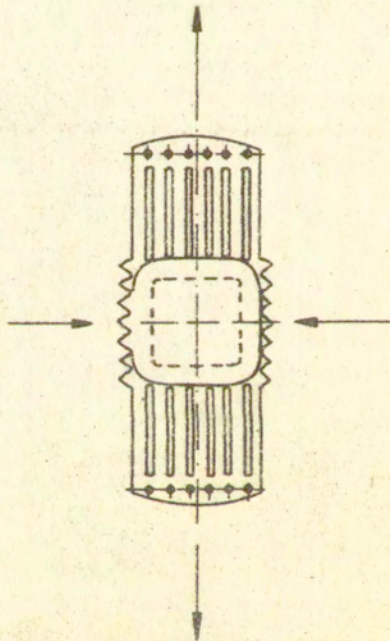
rys. 106. Doświadczalna i obliczona krzywa pełzania dla próbki dyskowej



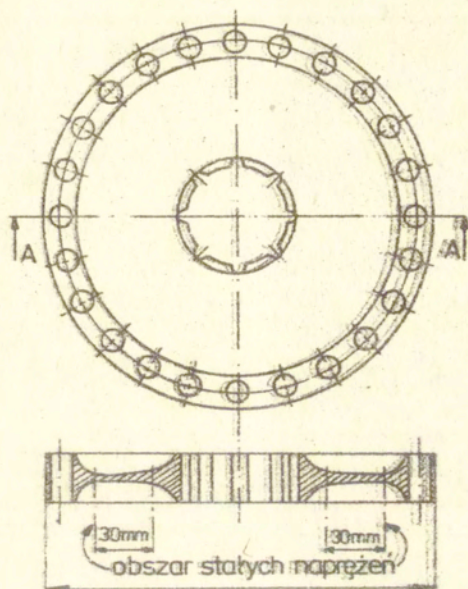
rys.107. Próbka krzyżowa oraz schemat układu obciążającego [119]



rys.108. Próbka krzyżowa [120]

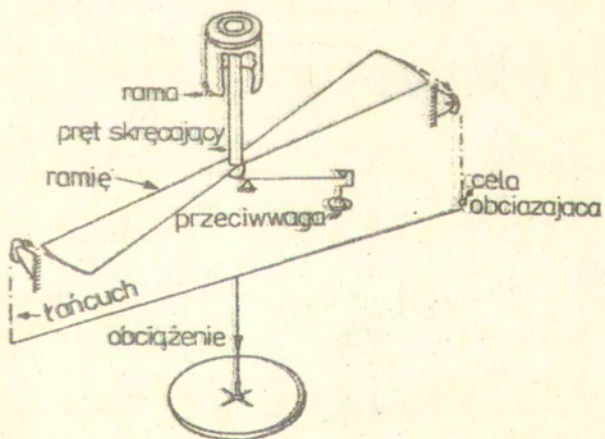


rys.109. Próbka krzyżowa: rozciąganie - ściskanie



Przekrój A-A

próbka



rys.110. Próbką dyskową oraz schemat układu obciążającego.

Okres	Czas [h]	Stan naprężenia [MPa]	Doświadczenie		Teoria
			$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_x = \dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]
1	72	$\sigma_x = 22.723$ $\sigma_1 = 24.99$ $\tau_{xy} = 7.712$ $\sigma_e = 26.355$	0.21	0.24	0.21
2	47	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.16	0.20	0.17
3	47	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.14	0.17	0.14
4	48	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.12	0.16	0.12
5	48	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.11	0.15	0.11
6	77	$\sigma_x = 26.300$ $\sigma_1 = 28.933$ $\tau_{xy} = 8.760$ $\sigma_e = 30.366$	0.38	0.43	0.32
7	48	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = -8.760$	0.29	0.33	0.25
8	48	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = 8.760$	0.31	0.39	0.18

Tablica 1. Teoretyczne i doświadczalne prędkości pełzania ustalonego dla miedzi - Doświadczenie 1

Okres	Czas [h]	Stan naprężenia [MPa]	Doświadczenie		Teoria
			$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_x = \dot{\epsilon}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]
1	19	$\sigma_x = 30.711$ $\sigma_1 = 33.778$ $\tau_{xy} = 10.393$ $\sigma_e = 35.597$			
2	49	$\sigma_x = 22.723$ $\sigma_1 = 24.990$ $\tau_{xy} = 7.712$ $\sigma_e = 26.355$	0.040	0.048	0.033
3	70	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.043	0.058	0.033
4	46	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.042	0.061	0.033
5	47	$\sigma_x = 26.300$ $\sigma_1 = 28.933$ $\tau_{xy} = 8.760$ $\sigma_e = 30.366$	0.143	0.162	0.220
6	47	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = -8.760$	0.113	0.150	0.220
7	47	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = 8.760$	0.146	0.185	0.220

Tablica 2. Teoretyczne i doświadczalne prędkości pełzania ustalonego dla miedzi - Doświadczenie 2

Okres	Czas [h]	Stan naprężenia [MPa]	Doświadczenie		Teoria
			$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_x = \dot{\epsilon}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]
1	68	$\sigma_x = 26.300$ $\sigma_1 = 28.933$ $\tau_{xy} = 8.760$ $\sigma_e = 30.366$	0.40	0.46	0.40
2	24	$\sigma_x = 22.723$ $\sigma_1 = 24.990$ $\tau_{xy} = 7.712$ $\sigma_e = 26.355$	0.051	0.058	0.078
3	25	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.06		0.078
4	24	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.058		0.078
5	24	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.057		0.078
6	24	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.055		0.078
7	48	$\sigma_x = 26.300$ $\sigma_1 = 28.933$ $\tau_{xy} = 8.760$ $\sigma_e = 30.366$	0.350	0.410	0.400

Tablica 3. Teoretyczne i doświadczalne prędkości peźzania ustalonego dla miedzi - Doświadczenie 3

Okres	Stan naprężenia [MPa]	Doświadczenie 1		Doświadczenie 4	
		$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^2$ [%/h]	$ \dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]	$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^2$ [%/h]	$ \dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^2$ [%/h]
1	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.21	0.24	0.029	0.053
2	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.16	0.20	0.027	0.047
3	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = 7.712$	0.14	0.17	0.031	0.059
4	$\sigma_x = 22.723$ $\tau_{xy} = -7.712$	0.12	0.16	0.032	0.060
5	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = -8.760$	0.38	0.43	0.100	0.160
6	$\sigma_x = 26.300$ $\tau_{xy} = -8.760$	0.29	0.33		

Tablica 4. Porównanie prędkości pełzania ustalonego dla miedzi bez wstępnych odkształceń plastycznych (Doświadczenie 1) i poddanej wstępnej deformacji plastycznej (Doświadczenie 4), w analogicznym programie obciążeń.

Numer półcyklu	$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^3$ [%/h]	$\dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^3$ [%/h]	α [°]
1	4.2	4.2	45
2	5.8	-5.8	45
3	8.3	8.3	45
4	11.7	-13.3	49
5	15.0	15.0	45
6	21.7	-22.5	46
7	27.5	28.3	46
8	53.3	-57.2	47

Tablica 5. Prędkość pełzania ustalonego stopu aluminium w kolejnych półcyklach obciążenia: stałe rozciąganie - zmienne skręcanie

Numer półcyklu	$\dot{\epsilon}_x \cdot 10^3$ [%/h]	$\dot{\gamma}_{xy} \cdot 10^3$ [%/h]	α [°]
1	13.3	12.3	43
2	5.2	-2.6	27
3	5.8	5.5	43
4	4.8	-2.5	28
5	5.7	5.8	45
6	4.9	-2.7	29
7	7.6	6.1	39
8	5.4	-3.1	30
9	10.9	8.5	38
10	10.3	-7.1	35

Tablica 6. Prędkość pełzania ustalonego miedzi w kolejnych półcyklach obciążenia: stałe rozciąganie - zmienne skręcanie.

Deformacja wstępna ϵ_r [%]	β [°]	Czas do zniszczenia [h]	Dośw.	Teoria
			$\dot{\epsilon}$ [%/h]	$\dot{\epsilon}$ [%/h]
0	0	140	0.09	
		112	0.10	
		97	0.13	
3.5	0	206	0.05	0.049
	15	197	0.045	0.049
	45	173	0.06	0.053
	75	170	0.07	0.056
	90	147	0.075	0.058
7.3	0		0.021	0.021
	15		0.022	0.021
	30		0.023	0.023
	45		0.027	0.025
	60		0.023	0.027
	75		0.030	0.029
	90		0.030	0.030

Tablica 7. Wyniki doświadczeń dla miedzi wstępnie odkształconej plastycznie.

Deformacja wstępna ε_p [%]	θ [°]	Doświadcz.	Teoria
		$\dot{\varepsilon} \cdot 10^6$ [1/h]	$\dot{\varepsilon} \cdot 10^6$ [1/h]
0		4.2	
3	0	3.2	3.3
	30	3.4	3.4
	60	3.6	3.5
	90	3.7	3.7
7	0	2.8	2.8
	30	3.0	2.9
	60	3.3	3.2
	90	3.6	3.6

Tablica 8. Prędkości peźzania ustalonego dla miedzi wstępnie odkształcanej plastycznie.

L I T E R A T U R A

1. DA COSTA ANDRADE E.N., The viscous flow in metals and allied phenomena, Prof.Roy.Soc. A/84, 1, 1910
2. A.KENNEDY, Processes of creep and fatigue in metals, 1962
3. R.PENNY, D.MARRIOTT, Design for creep, 1971
4. Y.RABOTNOV, Pożuczest elementow konstrukcji, 1966
5. A.JOHNSON, J.HENDERSON, B.KHAN, Complex - stress creep, relaxation and fracture of metallic alloys, Edinburgh 1962
6. F.ODQVIST, Mathematical theory of creep and creep rupture, Oxford Clarendon Press 1966
7. N.MALININ, J.RZYSKO, Mechanika materiałow, PWN 1981
8. KACZANOW L.M., Teorija polzuczesti, Moskwa 1960
9. F.NORTON, The creep of steel at high temperatures, 1929
10. J.DORN, Some fundamental experiments on high temperature creep J.Mech.Phys.Solids, 3, 1955
11. F.GAROFALO, Fundamentals of creep and creep rupture in metals, Mac Millan, 1961
12. R.BAILEY, The utilization of creep test data in engineering design, Proc. J.Mech.E, 13, 1935
13. P.McVETTY, Creep of metals at elevated temperatures - the hyperbolic sine relation between stress and creep rate Trans.ASME, 65, 1943
14. A.GRAHAM and K.WALLES, Relations between long and short time properties of a commercial alloy, J.Iron and Steel Inst, 179, 1955
15. J.DORN, Some fundamental experiments on high temperature creep, J.Mech.Phys.Solids, 3, 85, 1955
16. C.SMITH, Proc.Phys.Soc.London, 64, 201, 1948
17. P.FELTHAM, Proc.Phys.Soc. London, 8, 66, 1953
18. K.OHIJ and J.MARIN, Creep of metals under non-steady conditions of stress, Conf. on Thermal Loading and Creep in Structures of Components, J.Mech.E.London, Paper 18, 1964

19. S.S.MANSOM, Creep under non-steady temperatures and stresses, ed. J.Dorn, McGraw Hill, 1961.
20. M.MALININ, G.KHADJINSKY, Theory of creep with anisotropic hardening, Int.J.Mech.Sci., vol.14, pp.235-246, 1972
21. C.OYTANA, P.DELOBELLE, A.MERMET, Constitutive equations study in biaxial stress experiments, Journ.of Eng.Mat and Techn. vol. 10⁴/1, January 1982
22. J.CHABOCHE, Viscoplastic constitutive equations for the description of cyclic and anisotropic behaviour of metals, Bull.Acad.Pol.Sci.Ser.Tech. 25, 33-39, 1977
23. C.PUGH, D.ROBINSON, Some trends in constitutive equation model development for high-temperature behaviour of fast reactor structural alloys, Nuclear Eng.and Design, 269-276, 1978
24. A.PONTER, Deformation bounds for the Bailey-Orowan theory of creep, Journ.of Appl.Mech., 619-624, September 1975
25. R.BAILEY, Journal of the Institution of Metallurgy, vol.35, pp.27, 1926
26. E.ROWAN, Journal of the West Scotland Iron and Steel Institute, vol. 54
27. A.MILLER, An inelastic constitutive model for monotonic, cyclic and creep deformation, Journ. of Eng.Met.and Tech. pp. 97-105, 1976
28. J.ZAWADZKI, Własności reologiczne materiałów, Mechanika techniczna: metody doświadczalne mechaniki ciała stałego, PWN, 1984, pod red.W.Szczepińskiego
29. A.GREEN, S.RIVLIN, The mechanics of non linear materials with memory, Arch.Rat.Mech.Anal., 1.:-21, 1957
30. A.DRESCHER, B.MICHALSKI, Reologiczne, mechaniczne i optyczne własności polimetakrylamu metylu w warunkach złożonej historii obciążenia, Mech.Theoret. i Stos., 2,9, 1971
31. U.CHO, W.FINDLEY, Creep and creep recovery of 30⁴ stainless steel under combined stress with representation by a viscous, visco elastic model, ASME Journ of Appl.Mech, vol.47, 1980, 755-761.
32. U.CHO, W.FINDLEY, Variable temperature creep and creep recovery of 30⁴ stainless steel, ASME Journal of Eng.Mat. and Techn., vol. 196, 1984, 393-396

33. A. JAKOVLUK, E. MIELESZKO, Postrojka urawnienij polzucze-
sti w sloznych niestacjonarnych napriazienijach, Proble-
my Procznosti (w druku).
34. A. GRAHAM and K. WALLEES, Relations between long and short
time properties of a commercial alloy, J. Iron and Steel
Inst, 179, 1955
35. A. ANISIMOWICZ, A. SAWCZUK, On creep under stress with
varying principal directions, Res Mechanica Letters, 1,
pp. 191-194, 1981
36. Y. OHASHI, M. KAWAI, T. MOMOSE, Effects of prior plasticity
on subsequent creep of type 316 stainless steel at
elevated temperature (w druku J. Eng. Mat. Techn.).
37. A. JAKOVLUK, E. MIELESZKO, Application of the optimization
method to the description of primary creep in FeNiAl
steel, Bull. Ac. Pol. 30, 1982
38. W. TRAMPCZYŃSKI, C. MORRISON, W. TOPLISS, A tension-torsion
creep-rupture testing machine, Journ. of Strain Analysis
vol. 15, No 3, pp. 151-157, 1980
39. F. LECKIE, D. HAYHURST, Constitutive equations for creep
rupture, Acta Metall., vol. 125, pp. 1059, 1977
40. W. FRAGER, J. Appl. Phys., Strain hardening under combined
stress, 16, 837, 1945
41. Y. OHASHI, N. OHNO, M. KAWAI, Evaluation of creep constituti-
ve equations for type 304 Stainless Steel under repeated
multiaxial loading, Journ. of Eng. Mat. and Techn., vol
104-159, July 1982
42. H. KRAUS, Creep analysis, Wiley, New York, 1980
43. Z. MRÓZ, W. TRAMPCZYŃSKI, On he creep hardening rule for
metals with memory of maximal prestress, Int, J. Solids
Structures, vol 20, No 5, pp. 467-486, 1984
44. Z. MRÓZ, On generalized kinematic hardening rule with
memory of maximal prestress, J. Mech. Appl., 5, 241-260,
1981
45. C. GOSS, Doświadczalna i teoretyczna analiza własności
stali o podwyższonej wytrzymałości w zakresie małej
liczby cykli obciążenia, Dodatek do Biuletynu WAT,
Nr 11 (363).
46. D. KUJAWSKI, Z. MRÓZ, A viscoplastic material model and
its application to cyclic loading, Acta Mech. 36,
pp. 213-230, 1980

47. D.L.McDOWELL, Multiaxial nonproportional deformation, University of Illinois, Design and Materials Division, Report No.102
48. Th.LEHMANN, B.RANIECKI, W.TRAMPCZYŃSKI, The evolution of Bauschinger effect in cyclic plasticity, Arch.Mech. Stos. (w druku).
49. T.LEHMANN, General frame for the definition of constitutive laws for large non-isothermic elastic-plastic and elastic-visco-plastic deformations, The Constitutive Law in Thermoplasticity CISM, 1984
50. B.RANIECKI, Thermodynamic aspects of cyclic and monotone plasticity, The Constitutive Law in Thermoplasticity CISM, 1984
51. J.CHABOCHE, K.VAN DANG and G.CORDIER, Modelization of the strain memory effect on the cyclic hardening of 316 stainless steel, Trans. 5-th Intern.Conf. "Struc. Mech. React.Techn."
52. E.SHIRATORI, K.IKEGAMI, K.KANEKO, Subsequent yield surface determined in consideration of the Bauschinger effect, Foundations of Plasticity, ed. by A.Sawczuk, Nordhoff 1973, 477-490
53. A.PHILIPS, J.TANG, M.RICCIUTI, Some new observations on yield surfaces, Acta Mech., 20, 1974, 23-39
54. W.SZCZEPIŃSKI and J.MIASTKOWSKI, An experimental study of the effect of the prestraining history in the yield surfaces of an aluminium alloy, J.Mech.Phys.Solids, 16, 153-162, 1968
55. K.IKEGAMI, Experimental plasticity on the anisotropy of metals, Proceedings of the Euromech Colloquium 115, 1979, Ed.J.Boehler, 1982
56. R.MARIANOVIC and W.SZCZEPIŃSKI, On the effect of biaxial cyclic loading on the yield surface of M-63 brass, Acta Mech. 23, 65-74, 1975
57. J.MIASTKOWSKI, On the effect of the two-dimensional cyclic loadings on the yield surface of an aluminium alloy, Biul.PAN, vol.XXVI, No 5, 221-229, 1978
58. M.ŚLIWOWSKI, Behaviour of stress-strain diagrams for cyclic loadings, Biul.PAN, vol.XXVII, No 2, 115-123, 1979
59. N.OHNO, S.MURAKAMI and T.UENO, A constitutive model of creep describing creep recovery and material softening caused by stress reversals, J.Eng.Mat.Tech., vol.107, 1985.

60. J.PARKER and B.WILSHIRE, Friction stress measurements during high temperature creep of polycrystalline copper, *Metal.Sci.* 453-459, Oct. 1978
61. W.PRAGER, A new method of analysing stress and strain in work hardening plastic solids., *J.Appl.Mech.*, vol.23, 1956
62. H.ZIEGLER, A modification of Prager's hardening rule, *Quart.Appl.Math.*, vol. 17, 1959
63. W.TRAMPCZYŃSKI, The influence of cold work on the creep of copper under biaxial states of stress, *Acta Metall.*, 30, 1035-1041, 1982
64. D.HAYHURST, Creep rupture under multi-axial states of stress, *J.Mech.Phys.Solids*, vol. 20, 381-390, 1972
65. F.LECKIE, The constitutive equations of continuum creep damage mechanics., *Phil. Trans.R.Soc.Lond*, 288, 27-47, 1978
66. N.J.HOFF, The necking and the rupture of rods subjected to constant tensile loads, *J.Appl.Mech.*, 20, 105, 1953
67. A.NEMY and F.RHINES, *Trans A.J.M.E. met.Soc.* 215, 992, 1959
68. V.SKLENICKA; I.SAXL, I.POPULE and I.CADEK, On the strain components in high temp. creep of a Cu-30% Zn alloy, *Phys.Stat Sol a* , 29, 315-321, 1975
69. B.DYSON and D.McLEAN, Creep of Nimonic 80A in torsion and tension, *Metal Sci.*, 37-45, February 1977
70. M.ASHBY and M.RAJ, *Proc.Conf.Mechanics and Physics of the Metal Society Institute of Phys.,Cambridge,1975*
71. D.KELLY, Creep cavitation failure in copper subject to biaxial stress systems at 250°C.*Acta Metall.*, vol.123 October 1975
72. I.CHEN, A.ARGON, Creep cavitation in 304 stainless steel, *Acta Met.*, vol.23, 1981, 1321-1333
73. A.MULLENDORE and N.GRANT, Creep Rupture and the Tertiary Stage of Creep, *informacja własna.*
74. M.ASHBY, M.RAJ, Intergranular fracture at elevated temperature, *Acta.Metallurgica*, vol. 23, June 1975
75. V.SKLENICKA, I.SAXL, I.POPULE and I.CADEK, On. the strain components in high temp.creep of a Cu-30% Zn alloy, *Science and Engineering*, 18, 271-278, 1975

76. D.KRAJČINOVIC, Continuum damage mechanics., Appl.Mech. Rev., vol.37, No 1, Jan, 1984, 1-7
77. M.BASISTA, O kontynualnych modelach uszkodzenia materia-
łów, Prace IPPT, 40/1984
78. M.Kacznow, O czasie zniszczenia w warunkach pełzania,
Izw.AN ZSRR, No 8, 1958 (po rosyjsku)
79. F.LECKIE, D.HAYHURST, Constitutive equations for creep
rupture, Acta Metall., vol.25, pp.1059, 1977
80. V.SDOBYRIEV, Kriterij dlitelnoj procznosti dla
niekotorych zaropocznych spławow pri sloznom napria-
zennom sostojanii, Izv.AN SSSR, OTN, Mech.Maszynostrojenije,
No 6, 93-99, 1959
81. M.ŻYCZKOWSKI, J.SKRYZEK, Stationary creep and creep
rupture of a thick-walled tube under combined loadings,
Creep in Struct. JUTAM Symp., Gotheborg 1970, Springer
Ver., Berlin, 1972, 137-152
82. M.CHRZANOWSKI, J.GERMAN, Model zniszczenia rozciągane-
go pasma z otworem, I.Symposium Zagadnienia Pełzania Materia-
łów, Białystok 1983
83. M.CHRZANOWSKI, J.MADEJ, Wpływ uszkodzeń natychmiastowych
na czas zniszczenia grubościenniej rury w warunkach pełza-
nia, I Symposium Zagadnienia Pełzania Materiałów,
Białystok 1983
84. M.CHRZANOWSKI, Use of the damage concept in describing
creep-fatigue interaction under prescribed stress, Int.
J.Mech.Sci., vol.18, 1976, 69-73
85. L.KACZANOW, Osnowy mechaniki rozruszenia, Nauka 1974
86. S.MURAKAMI, N.OHNO, A continuum theory of creep and
creep damage Proc.JUTAM Symp., Creep in Structures,
Leicester UK, Springer 1981, 422-444
87. F.LECKIE, T.ONAT, Tensorial nature of damage measuring
internal variables, in J.Hult and J.Lemaitre ed.,
Physical Non-linear. in Structural Analysis, Springer
1981
88. J.CHABOCHE, The concept of effective stress applied
to elast. and viscoplasticity in the presence of
anisotropic damage Proc.Euromech Coll.115, Mech Beha-
viour of Anisotropic Solids Villard-de-Lans, 1979
89. M.CHRZANOWSKI, Parametr uszkodzenia w kontynualnej
mechanice zniszczenia, Mech.Theoret.i Stos. 2, 16, 151-167,
1978

90. D.HAYHURST, F.LECKIE, The effect of creep constitutive and damage relationships upon the rupture time of solid circular torsion bar, *I.Mech.Phys.Solids*, 21, 431, 1973
91. B.DYSON, M.LOVEDAY and M.Rogers, Grain boundary cavitation under various states of applied stress, *Proc.R.Soc. London A349*, 245, 1976
92. R.LANGEBOG, Creep: mechanisms and theories, J.Bressers ed. *Creep and Fatigue in High Temp. Alloys*, *Appl.Science*, 1981, 41-71
93. W.TRAMPCZYŃSKI, D.HAYHURST, F.LECKIE, Creep rupture of copper and aluminium under non-proportional loading, *J.Mech.Phys.Sol.* vol. 29, No 5/6, pp.353-374, 1981
94. D.HAYHURST, W.TRAMPCZYŃSKI and F.LECKIE, Creep rupture under non-proportional loading, *Acta Metall.*, vol.28, 1171-1183
95. D.HAYHURST, B.STORAKERS, Creep rupture of the Andrade shear disk, *Proc. R.Soc.Lond.A* 349, 369-382, 1976
96. P.BRIDGMAN, *Studies in Large Plastic Flow and Fracture*, Mc Graw-Hill, New York, 1952
97. D.HAYHURST, F.LECKIE, J.HENDERSON, Design of notched bars for creep rupture testing under tri-axial stresses, *Int.J.Mech.Sci.* 19, 133, 1977
98. D.HAYHURST, F.LECKIE, C.MORRISON, Creep rupture of notched bars *Proc.R.Soc.London A360*, 243, 1978
99. F.LECKIE and D.HAYHURST, Creep rupture of structures *Proc.R.Soc.London A340*, 323, 1974
100. W.TRAMPCZYŃSKI, D.HAYHURST, Creep deformation and rupture under non-proportional loading, *Creep in structures*, 3rd IUTAM Symposium, Leicester 1980, Springer Verlag 1981
101. P.DAVIES, J.RICHARDS and B.WILSHIRE, The influence of cold work on the creep and fracture behaviour of a dilute nickel alloy, *J.Inst.Metals* 90. 431, 1961-62
102. F.GAROFALO, F.von GEMMINGEN and W.DOMIS, *Trans.Am.Soc. Metals* 54, 430, 1961
103. M.WANIEWSKI, Wpływ kierunku i wartości wstępnej deformacji plastycznej na pełzanie metali, *Prace IPPT* 34/1983
104. W.YIM and N.GRANT, The effect of prior strain and polygonization on the creep rupture properties of nickel, *Trans.Am. Inst.Min.Engrs*, 227, 868, 1963

105. R.WILSON, J.Inst.Metals, 101, 188, 1973
106. W.SZCZEPINSKI, On the effect of plastic deformation on yield condition, Arch.Mech.Stos. 2, 15, 275, 1963
107. A.SAWCZUK, W.TRAMPCZYŃSKI, A theory of anisotropic creep after plastic pre-straining, Int.J.Mech.D Sci., vol.24, No 11, 647-653, 1982
108. T.HOSTINSKY, J.CADEK, Stroj pro crepove zkousky w tahu pri konstant m napeti, Kovove Materialy 4, XII, Bratislava 1974
109. P.YAVARI, T.LANGDON, A constant stress tensile creep machine for very low stresses, Journ. Testing and Evaluation, 10, 174, 1982
110. R.PENNY, F.LECKIE, The mechanics of tensile testing, Int.J.Mech.Sci. vol. 10, 265-273, 1968
111. H.WU, T.WANG. Analysis of test system misalignment in creep test, Trans. ASME-H, 104, 280, 1982
112. D.HAYHURST, The effects of test variables on scatter in high temperature tensile creep-rupture data, Int. J.Mech.Sci., vol. 16, 829-841
113. R.PENNY, E.ELISON, G.WRISTER, Specimen alignment and strain measurement in axial creep tests, ASTM Mat. Res.Stand., 6, 76, 1966
114. P.GREENFIELD, Creep of metals at high temperatures, Mills Boon Limited, 1972 London
115. W.FINDLEY and G.GJELSVIK, A biaxial testing machine for plasticity, creep or relaxation under variable principal stress ratios, Proc.Am.Soc.Test.Materials, 62, 1103, 1962
116. J.ROGAN and A.SKELTON, Yield and subsequent flow behaviour of some annealed steels under combined stress, J.Strain Anal., 4,2,1969
117. A.PHILLIPS, C.LIU, J.JUSTUSSON, An experimental investigation of yield surfaces at elevated temperatures, Acta Mech., 14, 119, 1972
118. Y.OHASHI, M.TOKUDA, H.YAMASHITA, Effect of third invariant of stress deviator on plastic deformation of mild steel, J.Mech.Phys.Solids, 23, 4/5, 1975
119. D.KELLY, Problems in creep testing under biaxial stress systems J.Strain Anal., 11, 1976

120. E.MONCH, D.GLASER, A method for producing a defined uniform biaxial tensile stress field, British J.Appl. Phys., 14, 1963
121. E.SHIRATORI, K.IKEGAMI, Experimental study of the subsequent yield surface by using cross-shaped specimens, J.Mech.Phys.Sol. 16, 373, 1968
122. D.HAYHURST - Informacja własna.

S P I S T R E Ś C I

	str.	
1.		Wstęp 1
2.		Wybrane sposoby opisu pełzania 8
2.1.		Pełzanie przy stałym naprężeniu jednoosiowym 9
2.1.1.		Funkcja naprężenia 10
2.1.2.		Funkcja czasu 10
2.1.3.		Funkcja temperatury 11
2.2.		Pełzanie w warunkach zmiennych naprężeń osiowych 12
2.2.1.		Hipoteza starzenia 13
2.2.2.		Hipoteza wzmocnienia odkształceniowego 15
2.2.3.		Hipoteza mieszana: starzeniowo-wzmocnieniowa 16
2.2.4.		Hipoteza płynięcia 16
2.2.5.		Hipoteza parametrów strukturalnych 18
2.2.6.		Teoria dziedziczności 21
2.2.7.		Uwagi ogólne 25
2.3.		Złożony stan naprężenia 26
2.3.1.		Potencjalne prawo pełzania 29
2.3.2.		Hipoteza N.Malinin, G.Khadjinsky 30
2.3.3.		Hipoteza Oytana, Delobelle, Mermet 32
2.3.4.		Teoria pełzania ze wzmocnieniem odkształceniowym 33
2.3.5.		Uwagi ogólne 34
3.		Pełzanie przy obciążeniach cyklicznych zmiennych w złożonym stanie naprężenia 39

3.1.	Badania obciążeń cyklicznych zmiennych dla miedzi w temp. 300°C.	str.	39
3.1.1.	Dyskusja uzyskanych wyników doświadczalnych		42
3.2.	Model Z.Mroza do opisu własności plastycznych		43
3.2.1.	Badania doświadczalne ruchu środka powierzchni plastyczności i zmian jej promienia przy obciążeniach cyklicznych		47
3.2.1.1.	Teoretyczna podstawa doświadczeń		47
3.2.1.2.	Badania doświadczalne zmian γ i $\bar{\pi}$ przy obciążeniach cyklicznych		54
3.2.1.3.	Wnioski		62
3.3.	Prawo pełzania dla materiałów z pamięcią maksymalnych przecięciań		64
3.3.1.	Wstęp		64
3.3.2.	Prawo pełzania		66
3.3.3.	Opis pełzania miedzi poddanej obciążeniom cyklicznym rozciąganie-ściskanie		73
3.3.4.	Opis pełzania stali nierdzewnej 304 dla cyklicznie zmiennego skręcania		81
3.3.5.	Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie stali nierdzewnej 316		83
3.3.6.	Wnioski		83
4.	Trzeci okres pełzania		84
4.1.	Równania fenomenologiczne uwzględniające zniszczenie materiału		88
4.2.	Badania doświadczalne III okresu pełzania dla nieproporcjonalnych dróg obciążenia - miedź i aluminium		93
4.2.1.	Badania dla aluminium		94
4.2.2.	Badania dla miedzi		96
4.2.3.	Wnioski		99

4.3.	Badania doświadczalne - Nimonic 80A	str. 100
4.4.	Wnioski	106
5.	Wpływ wstępnych odkształceń plastycznych na zachowanie się materiału w procesie pełzania	107
5.1.	Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie Nimonic 80A w temperaturze 750°C	109
5.2.	Wpływ predeformacji plastycznej na pełzanie miedzi w temp. 300°C	114
5.2.1.	Opis wyników doświadczeń	117
5.3.	Wnioski	119
6.	Urządzenia do badań pełzania	120
6.1.	Badania w jednoosiowym stanie naprężenia jednoosiowe rozciąganie	121
6.1.1.	Określone naprężenie w części pomiarowej próbki	122
6.1.2.	Przeniesienie obciążenia na próbkę	123
6.1.3.	Osiowość obciążenia	123
6.1.4.	Pomiar odkształceń	125
6.1.5.	Jednorodny rozkład temperatury	125
6.2.	Badania w złożonym stanie naprężenia	126
6.2.1.	Badania na cienkościennych próbkach rurkowych	126
6.2.1.1.	Próbka	129
6.2.1.2.	Pomiar odkształceń	130
6.2.1.3.	Uwagi	132
6.2.2.	Badania na próbkach krzyżowych	133
6.2.3.	Dysk Andrade	134
6.2.4.	Uwagi	135
7.	Wnioski	136

Rysunki	str.	139
Tablice		228
Literature		235

S t r e s z c z e n i e

W pracy przedstawiono wyniki doświadczeń autora dotyczące pełzania metali w podwyższonych temperaturach w złożonym stanie naprężenia przy obciążeniach nieproporcjonalnych. Obejmują one badania wpływu historii obciążenia na tzw. I i II okres pełzania, charakteru zniszczenia wewnętrzznego w III okresie pełzania oraz wpływu predeformacji plastycznej na proces pełzania. Uzyskane rezultaty porównano z istniejącymi koncepcjami teoretycznymi. Ponieważ nie opisują one poprawnie takich efektów jak: efekt "chwilowego osłabienia" przy zmianie kierunków głównych tensora naprężenia, efekt pamięci maksymalnych przeciążeń i wpływ predeformacji plastycznej na następujące po niej pełzanie, zaproponowano model pełzania z pamięcią maksymalnych przeciążeń. Wykorzystano w nim koncepcję kinematycznego i izotropowego wzmocnienia oraz wprowadzono skalarną normę będącą miarą maksymalnych przeciążeń umożliwiającą odróżnienie procesu obciążenia i reorientacji naprężeń wewnętrznych. Porównanie przewidywań tak sformułowanej teorii z wynikami doświadczeń dla trzech różnych materiałów (miedź, stal 304 i stal 316) i różnych historii obciążenia wykazuje ich dobrą zgodność, opisując podstawowe własności zachowania ośrodka.

W przypadku ostatniego ze wspomnianych powyżej efektów, wpływu predeformacji plastycznej na następujące po niej pełzanie, uzyskano jedynie jakościową zgodność doświadczenia i teorii. Zaproponowany model nie opisuje niewspółosiowości kierunków głównych tensora naprężenia i prędkości odkształceń wywołanej deformacją plastyczną, w zakresie stanów ustalonych.

Zjawisko to badano dla miedzi, a do jego opisu stosowano uproszczoną teorię wzmocnienia kinematyczno-izotropowego.

Badania charakteru zniszczenia wewnętrznego w procesie pełzania przeprowadzono dla trzech różnych materiałów: miedzi, stopu aluminium i Nimonic 80A. Wykazały one, że w zależności od materiału zniszczenie może być opisane parametrem skalarnym (stop aluminium), silnie zorientowanym, tzn. zniszczenie wewnętrzne występuje jedynie na wybranych płaszczyznach (miedź), czy też wykazującym własności pośrednie (Nimonic 80A). Pokazano, że interpretując odpowiednio parametr zniszczenia w prostych teoriach dla złożonego stanu naprężenia opartych na koncepcji Robotnow-Kaozanow oraz metalurgicznej koncepcji zarodkowania i wzrostu pustek, można opisać zachowanie się materiału także przy zmiennych obciążeniach nieproporcjonalnych.

Ostatni rozdział pracy poświęcono dyskusji techniki badań doświadczalnych pełzania w złożonym stanie naprężenia ze szczegółowym uwzględnieniem badań na cienkościennych próbkach rurkowych poddanych rozciąganiu - skręcaniu. Omówiono szczegółowo konstrukcję urządzeń doświadczalnych, kształt próbek oraz urządzeń pomiarowych na tle budowy pełzarki wykorzystywanej przez autora.