

Praca doktorska

22/1980

Paweł Lipiński

KRYTYCZNA TEMPERATURA PROPAGACJI
ORAZ
DYNAMIKA SZCZELIN
W STALI KONSTRUKCYJNEJ

P.269



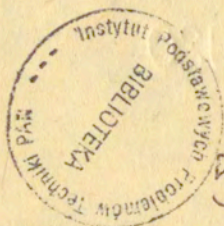
WARSZAWA 1960

<http://rcin.org.pl>

Praca doktorska

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 14 czerwca 1980 r.

Zarejestrowana pod nr 22/1980



57151



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 150 egz. Ark. wyd. 6,5. Ark. druk. 10

Oddano do drukarni w lipcu 1980 r.

Nr zamówienia 473/e/80

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul. Śniadeckich 8

Paweł Lipiński

Zakład Mechaniki Ośrodków Ciągłych

KRYTYCZNA TEMPERATURA PROPAGACJI

ORAZ

DYNAMIKA SZCZELIN W STALI KONSTRUKCYJNEJ

1. Wstęp

1.1. Wprowadzenie

W mechanice ośrodków ciągłych przyjmuje się model ciała stałego w postaci "kontinuum materialnego". Zakłada się zatem, że podczas deformacji takiego ciała nie powstają w nim szczeliny i innego rodzaju nieciągłości wektora przemieszczenia. Jednakże, w rzeczywistych materiałach konstrukcyjnych, na skutek procesów technologicznych jakim materiały są poddawane, istnieje wiele defektów takich jak wtrącenia niemetaliczne, domieszki i zanieczyszczenia, granice ziarn itp. Badania metalograficzne wykazały, że są one przyczyną powstawania mikropęknięć i pustek, których wzrost w kolejnych fazach obciążania prowadzi do kruchej lub ciągliwej zniszczenia materiału. Z tych względów, tradycyjne obliczenia wytrzymałościowe, bazujące na pomycie współczynnika bezpieczeństwa i nie wnikające w mechanikę tworzenia się i wzrostu defektów, obarczone są znacznymi błędami. Przyjmowanie dużych wartości współczynników bezpieczeństwa powoduje, że konstrukcje te są bardzo masywne. Pomimo to, postępowanie takie nie

przeprowadzone między innymi przez Bulgera i Hansena [7], a w Polsce przez Cesarza [8]. Wykazały one, że temperatura FATT/20 /ang: Fracture Appearance Transition Temperature/, tzn. temperatura przy jakiej złom rozdzielczy stanowi 20 % powierzchni przełomu próbki Charpy, jest w przybliżeniu równa temperaturze NDT wyznaczanej w teście Pelliniego.

W zależności od przeprowadzanej próby oraz badanej wielkości fizycznej, przedział temperatur, w jakim zachodzą omawiane zmiany, jest rzędu 20 ± 40 K, a niekiedy i większy. Badania wykonane w ośrodku Battelle, przez Duffy'ego i współpracowników [9], wykazały, że prędkość propagacji szczeliny w stalach doznaje podobnej skokowej zmiany w funkcji temperatury. Jednakże, zakres temperatur w jakim następuje skok prędkości, jest o wiele mniejszy i wynosi około 10 K. Duffy zaproponował, aby uzyskaną w ten sposób temperaturę kruchego przejścia oznaczać symbolem PTT /ang: Propagation Transition Temperature/. Propozycja polskiego odpowiednika tego terminu brzmi; Krytyczna Temperatura Propagacji.

Jak wykazały pomiary opisane w pracy [9], temperatura PTT w przypadku stali zbadanych w ośrodku Battelle, dosyć dokładnie pokrywa się z temperaturą NDT. Prędkość propagacji szczeliny mierzona była na wydzielonych odcinkach rurociągu. Wyniki uzyskane w pracy [9] nie zostały dotychczas potwierdzone w odpowiednich badaniach laboratoryjnych, a temperatura PTT nie znalazła praktycznego zastosowania jako kryterium doboru materiału do pracy w obniżonych temperaturach. Związane to jest ze znacznymi trudnościami występującymi przy pomiarze prędkości propagacji szczelin, które w przypadku kruchego pęknięcia stali mogą przekraczać poziom 1 km/s.

Poszukiwania doświadczalnych metod oceny temperatury kruchego przejścia, a także próby jej teoretycznego wyznaczenia, wynikają z bieżących potrzeb obliczania odporności konstrukcji na zniszczenie, w szerokim przedziale temperatur. Aby zdać sobie sprawę ze złożoności dyskutowanego problemu, należy zwrócić uwagę na fakt, że temperatura kruchego przejścia zależy nie tylko od prędkości obciążania, geometrii i rozmiarów ciała ale również od sposobu obróbki cieplnej, rodzaju i wielkości zanieczyszczeń, wielkości ziarn, składu chemicznego itp. Teoretyczne badanie tak kompleksowego zagadnienia jest bardzo utrudnione. Dlatego też, ciągle poszukuje się nowych metod doświadczalnych umożliwiających coraz dokładniejszą ocenę temperatury kruchego przejścia. Równocześnie prowadzi się prace eksperymentalne wyjaśniające wpływ poszczególnych czynników na wartość tej temperatury.

Zjawisko kruchego przejścia wiąże się bezpośrednio ze zmianą mechanizmów rozdzielania materiału w pobliżu wierzchołka szczeliny. Rozpoznanie tych mechanizmów jest jednym z ważniejszych zadań mechaniki zniszczenia materiałów.

1.2. Cel pracy

Wyniki doświadczalnych badań Duffy'ego [9] sugerują, że istnieje ścisły związek pomiędzy temperaturą kruchego przejścia i Krytyczną Temperaturą Propagacji. Wspólnym ogniwem łączącym oba te zjawiska jest zmiana mechanizmu rozdzielania materiału w obszarze sąsiadującym z wierzchołkiem szczeliny. Niedostateczna znajomość mechanizmów dekohezji w zdecydowany sposób utrudnia rozwiązanie problemu temperatury kruchego przejścia. Wydaje się, że zasadniczy wpływ na zachowanie się materiału w tzw. obszarze zniszczenia, a także na prędkość propagacji szczeliny ma przede

wszystkim stan naprężenia oraz wielkość stref plastycznych towarzyszących szczelinie. Hipoteza powyższa wyznacza cel pracy, który można zawrzeć w następujących punktach:

- analiza procesu deformacji osiowo-symetrycznych próbek z obwodowym karbem typu V. Geometria taka została wybrana z przyczyn opisanych w rozdziale 4,
- analiza stanu naprężenia w okolicy wierzchołka karbu w momencie rozpoczęcia niekontrolowanej propagacji szczeliny, w przedziale temperatur od pokojowej do niższych od temperatury kruchego przejścia,
- wyznaczenie przyspieszenia i prędkości propagacji szczelin w omawianym przedziale temperatur,
- propozycja nowej metody wyznaczania Krytycznej Temperatury Propagacji.

Całość zagadnienia rozważana będzie w ramach mechaniki zniszczenia materiałów w ujęciu Griffitha-Irwina, rozszerzonych o modele dla materiałów wykazujących własności plastyczne, jak również o zagadnienia z dynamiki propagacji szczelin. W związku z tym, w następnym punkcie omówiono podstawy tego działu mechaniki.

1.3. Kryteria zniszczenia materiałów

Rozwój mechaniki zniszczenia materiałów zapoczątkowany został pracami Griffitha [10], w których autor zakładając istnienie w materiale mikrodefektów w postaci szczelin, wyjaśnił różnice między wytrzymałością przewidywaną z atomowego modelu ciała, a wytrzymałością rzeczywistą. Rozważył on nieskończoną, idealnie sprężystą płytę o jednostkowej grubości ze szczeliną o długości $2l$, która obciążona była siłami zewnętrznymi P , przyłożonymi w

nieskończoności. Udowodnił, że tylko połowa pracy $5W$ wykonanej przez siły zewnętrzne I , w wyniku przyrostu długości szczeliny o wielkość $2\delta l$ zamieniana jest na energię sprężystą ciała $6U$, natomiast druga połowa zamieniana jest na energię powierzchniową nowo utworzonej powierzchni, powstałej na skutek zmiany długości szczeliny:

$$/1.1/ \quad \frac{1}{2} 5W = 6S = \gamma^2 6F = 6U$$

gdzie:

γ^2 - jednostkowa energia powierzchniowa,

$6F = 4\delta l$ - pole nowo utworzonej powierzchni szczeliny.

Zakładając, że wariacje energii sprężystej U i energii powierzchniowej S związane są ze zmianami długości szczeliny, otrzymuje się:

$$/1.2/ \quad \frac{\partial U}{\partial l} = \frac{\partial S}{\partial l}$$

Aby znaleźć wyrażenie na energię sprężystą, Griffith wykorzystał znane rozwiązanie Inglisa [11] dla nieskończonej płyty z otworem eliptycznym. Wykonując przejście graniczne w rozwiązaniu Inglisa tzn. redukując mniejszą półoś elipsy do zera, wyrażenie to przyjmuje postać:

$$/1.3/ \quad U = \frac{\pi \sigma^2 l^2}{E} H$$

gdzie:

σ - naprężenie przyłożone do płyty w nieskończoności,

E - moduł Younga,

$H = \begin{cases} 1 & \text{- dla przypadku płaskiego stanu odkształcenia,} \\ 1 - \nu^2 & \text{- dla przypadku płaskiego stanu naprężenia.} \end{cases}$

Podstawiając /1.3/ do /1.2/ oraz pamiętając, że $S = 4\gamma^2$ otrzymuje się znaną zależność Griffitha na krytyczną wartość naprężenia,

przekroczenie której powoduje niekontrolowaną propagację szczeliny:

$$/1.4/ \quad \sigma_c^2 = \frac{2\beta E}{\pi l H}$$

Rozwiązanie Inglisa [11], w przypadku degeneracji elipsy do szczeliny, charakteryzuje się nieskończoną koncentracją naprężeń w wierzchołku szczeliny. Osobliwość ta jest typu $r^{-1/2}$. Jak wykazały późniejsze rozwiązania teoretyczne problemu rozkładów naprężeń w okolicy wierzchołka szczeliny [12, 16], nieskończona koncentracja naprężeń typu $r^{-1/2}$, jest cechą charakterystyczną każdego rozwiązania dla dowolnej szczeliny w ciele sprężystym, a nie wynikiem przejścia granicznego w zadaniu Inglisa.

Model zaproponowany przez Griffitha udoskonalony został dopiero 35 lat później przez Orowana [13] i Irwina [14]. Doświadczenia przeprowadzone przez Orowana [13] na dużych płytach aluminiowych z centralną szczeliną wykazały, że dla metali energia dysypowana w strefach plastycznych towarzyszących szczelinie, wielokrotnie przewyższa energię powierzchniową, $D \gg S$. W związku z czym, ta ostatnia może być pominięta w bilansie energetycznym:

$$\delta W = \delta U + \delta D + \delta S \approx \delta U + \delta D$$

Wprowadzając do rozważań pojęcie energii potencjalnej Π , którą przy pominięciu sił masowych definiuje się jako /patrz np. [15]:

$$\Pi = W - U$$

równanie powyższe zapisze się w formie:

$$\delta \Pi = \delta W - \delta U = \delta D$$

co prowadzi do nowej postaci kryterium zniszczenia materiałów:

$$/1.5/ \quad U_{\sigma} = \frac{\partial \Pi}{\partial l} = \frac{\partial D}{\partial l}$$

Irwin [14] wykorzystując spostrzeżenia poczynione przez Orowana, zaproponował model szczeliny z towarzyszącą jej strefą plastyczną w kształcie walca, rys. 1.1. Promień walca strefy plastycznej r_y jest tak dobrany, że naprężenie σ_{22} w punkcie $x = r_y$ dla szczeliny Griffitha jest równe granicy plastyczności na jednoosiowe rozciąganie - σ_y . Rozkład naprężeń w okolicy wierzchołka szczeliny Griffitha, zgodnie z rozwiązaniem Williamsa [16], zapisuje się wzorem:

$$/1.6/ \quad \sigma_{\alpha\beta} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{\alpha\beta}(\theta)$$

gdzie:

K - współczynnik intensywności naprężeń zależny od geometrii ciała i równy $K = \sigma(\pi l)^{1/2}$ dla zadania Griffitha,

r, θ - współrzędne biegunowego układu z początkiem w wierzchołku szczeliny Griffitha,

$f_{\alpha\beta}$ - funkcje rozkładu naprężeń,

α, β - indeksy przyjmujące wartości 1 i 2.

Zatem promień strefy plastycznej wynosi:

$$/1.7/ \quad r_y = \frac{d_y}{2} = \frac{1}{2\pi} \frac{K}{\sigma_y}$$

Wprowadzając układ biegunowy (r, θ) w wierzchołku szczeliny Irwina, można opisać rozkład naprężeń poza strefą plastyczną równaniami analogicznymi do /1.6/:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{K_{eff}}{\sqrt{2\pi r_1}} f_{\alpha\beta}(\theta_1) \quad \text{dla} \quad r_1 > r_y$$

Rozkład naprężeń wewnątrz strefy plastycznej pozostaje niezny. Efektywny współczynnik intensywności naprężeń K_{eff} związany jest z długością szczeliny Irwina $l_{eff} = l + r_y = l \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_y} \right)^2 \right]$ i dla przypadku nieskończonej płyty wynosi:

$$/1.8/ \quad K_{eff} = \sigma \sqrt{\pi l \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_y} \right)^2 \right]}$$

Taki rozkład naprężeń nie narusza równowagi sił w przekroju szczeliny, gdyż pola 1 i 2 na rys. 1.1 są w przybliżeniu równe.

Jak wykazał Irwin, współczynnik uwalniania energii potencjalnej określany wzorem /1.5/, może być wyznaczany z lokalnych rozkładów naprężeń i przemieszczeń w sąsiedztwie wierzchołka szczeliny i wyraża się wzorem:

$$/1.9/ \quad \mathcal{G} = \frac{K^2}{E} H$$

W przypadku dowolnego obciążenia szczeliny otrzymuje się podobne zależności:

$$/1.10/ \quad E \mathcal{G} = \begin{cases} (1 - \nu^2)(K_I^2 + K_{II}^2) + (1 + \nu)K_{III}^2 \\ K_I^2 + K_{II}^2 + (1 + \nu)K_{III}^2 \end{cases}$$

gdzie K_I , K_{II} i K_{III} są współczynnikami intensywności naprężenia dla I, II i III sposobu obciążenia /patrz Irwin [14]/. Zakładając, że szczelina traci stateczność w momencie gdy współczynnik uwalniania energii potencjalnej osiągnie krytyczną wartość, otrzymuje się nowe kryterium odporności na pęknięcie, które np. dla pierwszego sposobu obciążenia zapisuje się w postaci:

$$/1.11/ \quad K_{eff} = \begin{cases} K_C & \text{dla PSN} \\ K_{IC} & \text{dla PSO} \end{cases}$$

Jest to najszerszej stosowane, obecnie kryterium zniszczenia materiałów.

Trzeci model szczeliny, uwzględniający tworzenie się stref plastycznych w jej wierzchołkach /rys.1.2/ zaproponowany niezależnie przez Dugdale'a [17] i Barenbłatta [18] opiera się na trzech postulatach:

- na pewnych odcinkach szczeliny, w pobliżu jej wierzchołków działają siły kohezji, dowolne w modelu Barenbłatta, a równe granicy plastyczności w modelu Dugdale'a. Wprowadzenie tych sił umożliwia postawienie warunku skończoności naprężeń w wierzchołku szczeliny,
- długość obszarów oddziaływania sił kohezji jest mała w porównaniu z długością szczeliny, w przypadku modelu Barenbłatta, zaś w przypadku modelu Dugdale'a postulat ten odrzuca się,
- w chwili utraty stateczności kształt szczeliny w obszarach graniczących ze strefami oddziaływania sił kohezji oraz rozkład sił kohezji jest zawsze taki sam.

Żądanie skończoności naprężeń we wierzchołku szczeliny prowadzi, dla danego rozkładu sił kohezji, do wyznaczania zasięgu stref plastycznych, który przy utrzymaniu postulatu 2 daje zależność:

$$/1.12a/ \quad d_y^{D-B} = \frac{\pi K^2}{8\sigma_y^2} = \frac{1}{8} \left(\frac{\pi \sigma}{\sigma_y} \right)^2$$

zaś po odrzuceniu tego postulatu otrzymuje się:

$$/1.12b/ \quad d_y^D = \left[\frac{1}{\cos(\pi\sigma/2\sigma_y)} - 1 \right]$$

Postulat trzeci pozwala wybrać pewną wielkość charakteryzującą kształt wierzchołka szczeliny jako kryterium zniszczenia. Wells [19] zaproponował aby określać stan krytyczny szczeliny poprzez

wielkość rozwarcia jej dna. Wielkość ta dla modelu szczeliny Dugdale'a-Barenblatta wyraża się wzorem:

$$/1.13a/ \quad \delta_{tc}^{D-B} = \frac{\pi I \sigma_y}{2E} \frac{\sigma_y}{\sigma_y}$$

natomiast w przypadku uplastycznienia dalekiego zasięgu

$$/1.13b/ \quad \delta_{tc}^D = \frac{8I \sigma_y}{\pi E} \ln \left| \frac{1}{\cos(\pi \sigma_y / 2 \sigma_y)} \right|$$

Można udowodnić, że w obu wypadkach związek pomiędzy współczynnikiem uwalniania energii potencjalnej a rozwarciem wierzchołka szczeliny, opisywany jest zależnością:

$$/1.14/ \quad \mathcal{G}_c = \sigma_y \cdot \delta_{tc}$$

Ze względu na specyficzny kształt stref plastycznych, jaki przyjmuje się w modelu Dugdale'a-Barenblatta, zastosowanie tego modelu jest bardzo ograniczone. W rzeczywistości podobne strefy plastyczne obserwowane są tylko w przypadku rozciągania cienkich folii metalowych.

Wszystkie omówione przykłady kryteriów zniszczenia materiałów sprowadzają się do warunku, aby współczynnik uwalniania energii potencjalnej \mathcal{G} osiągał krytyczną wartość. Rice [20] podał ogólny sposób na wyznaczanie tego współczynnika w przypadku zadań płaskich, który ważny jest dla materiałów liniowo i nieliniowo sprężystych, a także dla materiałów plastycznych, opisywanych deformacyjną teorią plastyczności. przy założeniu, że nie doznają one odciążenia. Energia potencjalna w tych przypadkach wyraża się wzorem:

$$\Pi = \int_V (U - b_i u_i) dV - \int_{\partial V} T_i u_i d(\partial V)$$

gdzie jak poprzednio:

U - energia odkształcenia,

u_i - wektor przemieszczenia,

b_i - wektor sił masowych,

T_i - wektor sił powierzchniowych.

Zaniedbując siły masowe i ograniczając się do zadań płaskich ze szczeliną, można pokazać, że wariacja energii potencjalnej po długości szczeliny zapisze się w formie:

$$\delta \Pi = \left[\int_{\Gamma} U dy - T_{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x} ds \right] \delta l$$

gdzie zgodnie z rysunkiem 1.3:

Γ - kontur krzywej otaczającej wierzchołek szczeliny,

ds - element łuku krzywej,

α - indeks przebiegający wartości x i y .

Całka w nawiasach kwadratowych jest jedną z wielu całek niezależnych od drogi, stosowanych w mechanice ośrodków ciągłych, która ze względu na prostą interpretację znalazła najszersze zastosowanie w mechanice zniszczenia. Jak widać z powyższej zależności - jest ona miarą współczynnika uwalniania energii potencjalnej:

$$/1.15/ \quad J = \int_{\Gamma} (U dy - T_{\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x} ds) = \mathcal{G}$$

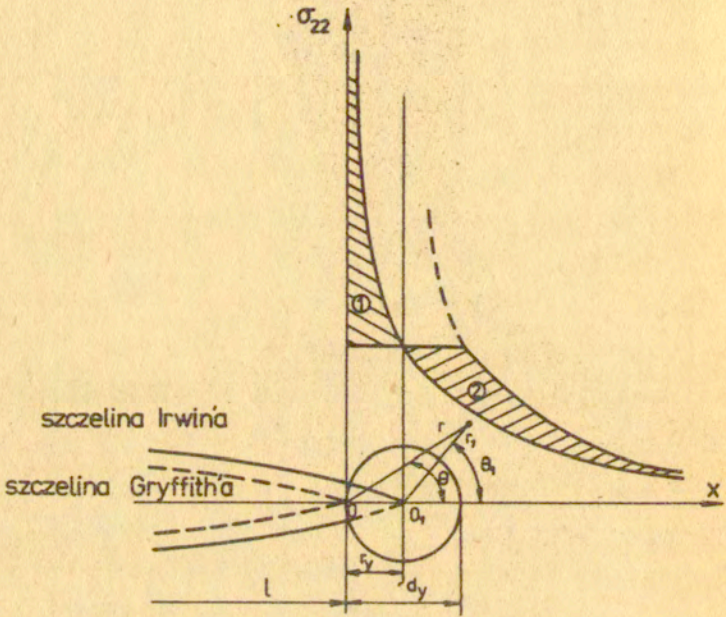
Przydatność całki J uwydatnia się szczególnie w przypadkach, gdy założenia liniowej mechaniki zniszczenia są zbyt niedokładnym przybliżeniem rzeczywistego zachowania się materiału. Równoważność nieliniowej teorii sprężystości, w ramach której Rice wyprowadził zależność /1.15/, z deformacyjną teorią plastyczności, gdy

wykluczyć możliwość zajścia odciążenia, pozwala stosować tę formułę w przypadkach materiałów sprężysto-plastycznych ze wzmocnieniem. Ze względów wspomnianych powyżej, wykluczyć należy takie procesy, jak np. cykliczne obciążanie, podkrytyczny wzrost szczeliny itp.

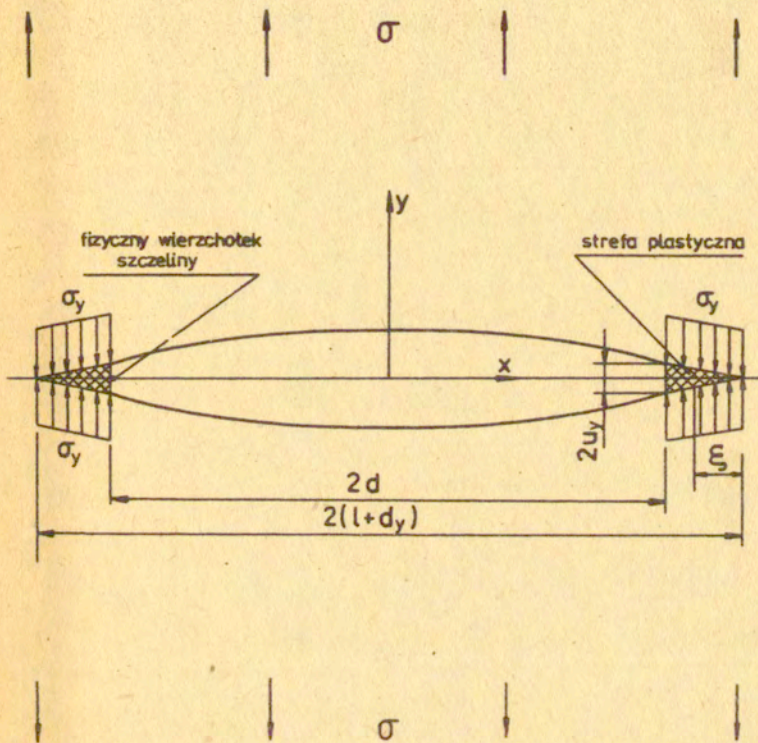
W omawianych dotąd modelach zakładano, że w materiale istnieje szczelina i badano zachowanie się jej w trakcie obciążania ciała. Żaden z przedyskutowanych modeli nie opisywał procesów tworzenia się mikropęknięć. W literaturze spotyka się wiele propozycji mechanizmów zarodkowania mikrodefektów. Większość z nich opiera się na obserwowanym doświadczalnie zjawisku spiętrzania się dyslokacji na granicach ziarn, jak np. model Stroha [21]; natomiast w przypadku pewnych gatunków stali, spiętrzania te występują na węglkach, co prowadzi do kruchego ich pęknięcia, np. model Smitha [22]. Inne próby opisu zarodkowania mikropęknięć oparte są na założeniu, że na skutek łączenia się wakansów istniejących w materiale, powstają pustki /pory/, które predysponowane są do dalszego wzrostu, prowadzącego do powstania szczeliny Griffitha /Krzemiński [23]/. Tego rodzaju modele wyjaśniają mechanizmy tworzenia się mikrodefektów, prowadzących do kruchego pęknięcia materiału. Podejmowane są także próby opisu zniszczenia ciągliwego. Na podstawie analizy złomu włóknistego, powstającego w wyniku tego rodzaju zniszczenia wysnuto wnioski, że pory w materiale powstają na skutek obecności w nim twardych wtrąceń, takich np. jak cząstki drugiej fazy czy zanieczyszczenia. Podatność tych wtrąceń jest mniejsza od podatności otaczającej je osnowy. Zatem, w procesie deformacji ciała, po początkowej fazie wspólnego odkształcania, zachodzi proces oddzielania się wtrąceń od osnowy materiału. W dalszej fazie odkształcania plastycznego

tworzą się pustki. W modelu ciągłego zniszczenia Thomasona [24] zakłada się, że pory mogą się łączyć ze sobą dzięki mechanizmowi wewnętrznego szyjkowania. Istnieją również próby fenomenologicznego opisu tych zjawisk poprzez teorię plastyczności z parametrami wewnętrznymi; Mc Clintock [25], Dragon [26]. Na skutek pojawiania się w materiale porów, ulega on względnemu osłabieniu pomimo, że osnowa materiału wzmacnia się w dalszym ciągu. Zatem, przyjmując jako parametr odpowiedzialny za osłabienie materiału względną objętość wtrąceń i pustek, odniesioną do całkowitej objętości materiału, można opisać deformację takich ciał.

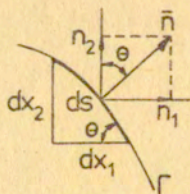
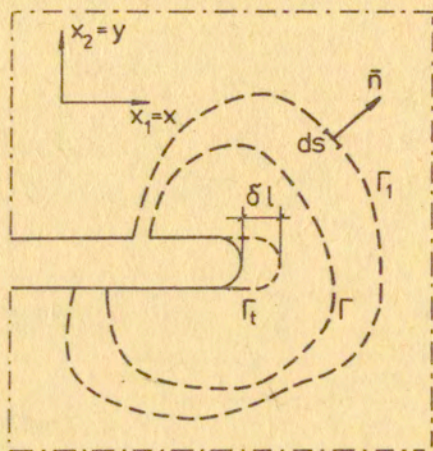
Spotyka się także próby przewidywania makroskopowych własności materiałów na podstawie znanych mechanizmów nukleacji mikrodefektów. Własności te z kolei silnie zależą od procesów metalurgicznych jakim poddawany był materiał. Z drugiej strony, badania z dziedziny mechaniki zniszczenia dostarczają cennych informacji metalurgom i przyczyniają się do poszukiwania nowych technologii wytwarzania, a także do powstawania nowych rodzajów materiałów konstrukcyjnych. Badania wpływu temperatury na proces zniszczenia materiałów mają istotne znaczenie praktyczne i poznawcze, mogące przyczynić się do rozwiązania problemu temperatury kruchego przejścia.



Rys. 1.1



Rys. 1.2



$$\begin{aligned}
 n_1 &= \sin \theta \\
 n_2 &= -\cos \theta \\
 -dx_1 &= \cos \theta ds \\
 dx_2 &= \sin \theta ds
 \end{aligned}$$

Rys. 1.3

2. Analiza sprężysto-plastycznych deformacji osiowo-symetrycznych prętów z obwodowym karbem typu V

2.1. Wybór materiału

Sformułowany we wstępie cel pracy, a dokładniej punkt dotyczący propozycji nowej próby określenia temperatury kruchego przejścia poprzez pomiar KTP /Krytycznej Temperatury Propagacji/, narzuca pewne warunki, jakie musi spełniać wybrany do badań materiał. Mianowicie, powinien on charakteryzować się zmianą własności z plastycznych na kruche przy obniżaniu temperatury. Takimi materiałami są między innymi miękkie stale, będące w obecnej chwili najpopularniejszymi tworzywami konstrukcyjnymi. Doświadczenia zamierzano przeprowadzić na maszynie wytrzymałościowej INSTRON 1250, która wyposażona jest w standardową komorę umożliwiającą wykonywanie badań w zakresie temperatur od 195 do 575 K. Zatem, wybrana do eksperymentów stal powinna mieć temperaturę kruchego przejścia wyższą niż 195 K. Jako kryterium oceny temperatury kruchego przejścia przyjęto temperaturę T_C , wyznaczaną na podstawie standardowej próby Charpy [4, 5]. Próba ta przeprowadzana jest na młocie wahadłowym i polega na pomiarze energii absorbowanej w procesie dynamicznego łamania próbek o wymiarze 55x10x10 mm. Na próbkach nacięte są karby typu V o głębokości 2 mm. Łamiąc próbki schładzane do różnych temperatur, można zbudować krzywą zmian energii pochłanianej w procesie zniszczenia w funkcji temperatury. Krzywa taka, jak pokazano na rys. 2.1, charakteryzuje się dwoma płaskimi poziomami energii oraz ostrym przejściem z jednego poziomu na drugi, w stosunkowo wąskim przedziale temperatur. Najwyższa temperatura, przy której energia

zniszczenia leży jeszcze na dolnym poziomie, nazywana jest krytyczną temperaturą kruchości i oznaczana będzie symbolem T_C . Jak wspomniano we wstępie, na podstawie próby Charpy'ego wyznacza się także inne krzywe, Temperaturę FATT /ang: Fracture Appearance Transition Temperature/ wyznacza się z przebiegu krzywej udziału złomu włóknistego w całkowitym polu powierzchni, powstałej w wyniku zniszczenia próbki. Krzywa ta ma podobny charakter do wykresu zmian energii, który był omówiony powyżej. Na rys. 2.1 zaznaczono temperaturę T_C , a także FATT/O tzn. temperaturę przy jakiej złom próbki jest w 100 % rozdzielczy.

Na podstawie dostępnych danych, np. [27,28], do badań wybrano stal 45, której krytyczna temperatura kruchości - T_C , w zależności od sposobu obróbki cieplnej wynosi:

288 K - dla stali walcowanej na gorąco,

273 K - dla stali wyżarzanej,

238 K - dla stali normalizowanej,

185 K - dla stali ulepszanej.

Rysunek 2.2 zaczerpnięty został z pracy [28] i pokazuje wpływ sposobu i prędkości obciążania na temperaturę kruchego przejścia dla stali 45. Krzywa 1 jest wykreślona na podstawie wyników uzyskanych w próbie Charpy, krytyczna temperatura kruchości wynosi - $T_C = 210$ K. Krzywa 2 sporządzona została w oparciu o wyniki z próby statycznego gięcia próbek z karbem V. Charakteryzuje się ona dużo łagodniejszym przebiegiem, jest bardziej rozciągnięta, a temperatura kruchego przejścia określona na jej podstawie wynosi - $T_g^s = 90$ K i jest dużo niższa od T_C . Przebieg trzeciej krzywej, uzyskanej w wyniku dynamicznego rozciągania, ma charakter podobny do krzywej pierwszej, tzn. przejście z jednego poziomu energii na drugi zachodzi w wąskim przedziale temperatur,

natomiast temperatura kruchego przejścia T_r^d jest w przybliżeniu równa T_g^s i wynosi - $T_r^d = 80 \text{ K}$. Jak widać, zarówno prędkość jak i sposób obciążania mają zdecydowany wpływ na wartość temperatury kruchego przejścia. Przy czym, zmniejszenie prędkości obciążania powoduje rozciągnięcie krzywej w kierunku niższych temperatur i tym samym zwiększenie przedziału temperatur przejścia z jednoczesnym obniżeniem temperatury krytycznej.

Aby sprawdzić czy dostarczona stal 45 rzeczywiście charakteryzuje się temperaturą przejścia w stan kruchy wyższą niż 195 K, przeprowadzono badania statycznego rozciągania osiowo-symetrycznych próbek z karbem typu V.

2.2. Quasi- statyczne rozciąganie osiowo-symetrycznych próbek z obwodowym karbem typu V oraz próbek gładkich

Geometria próbek wybranych do badań statycznych podyktowana była wymogami, które zostały omówione w czwartym rozdziale tej pracy /p. 4.2/. Do badań użyto osiowo- symetrycznych próbek z karbem V o kącie rozwarcia 45° , jak na rys. 2.3 b. Średnice w karbie wynosiły $d=5 \text{ mm}$ i $d=7,8 \text{ mm}$. Średnica walcowej części wynosiła zawsze $D=12 \text{ mm}$. Promień zaokrąglenia dna karbu dopuszczano nie większy niż $\rho \leq 0,03 \text{ mm}$. Wymaganie to zapewniało dostatecznie wysoką koncentrację naprężeń na dnie karbu. Badania przeprowadzono na próbkach wykonanych z materiału w stanie dostawy, a więc bez żadnej dodatkowej obróbki cieplnej.

Doświadczenia wykonywano na maszynie wytrzymałościowej INSTRON 1250. Schemat stanowiska doświadczalnego przedstawiono na rys. 2.4. Próbkę, wraz z górną szczęką, zamknięte były w komorze schładzanej do żądanej temperatury za pomocą CO_2 w stanie

stałym. Pomiar temperatury dokonywany był za pomocą termopary umieszczonej w bezpośrednim sąsiedztwie próbki. Na próbce, symetrycznie względem karbu, mocowano rozdzielczy ekstensometr Petersa o bazie pomiarowej 50 mm. Sygnał z cewki indukcyjnej ekstensometru, wzmacniony przez wzmacniacz N-101, przekazywany był na kanał X rejestratora X-Y. Kanał Y połączony był z wyjściem z maszyny wytrzymałościowej, do którego doprowadzony był sygnał elektryczny z dynamometru. Tak zestawione stanowisko dawało możliwość dokładnego pomiaru krzywej $P(\Delta L^e)$, obciążenie-przemieszczenie na bazie ekstensometru Petersa. Oprócz tego, równolegle trzykanałowy rejestrator maszyny rejestrował krzywe zmian siły $P(t)$ i przemieszczenia trawersy maszyny w funkcji czasu, $\Delta L^t(t)$. Po eliminacji czasu uzyskiwano krzywą zmian siły w funkcji przemieszczenia trawersy maszyny, $P(\Delta L^t)$. Porównanie ze sobą obu tych przebiegów, tzn. $P(\Delta L^e)$ i $P(\Delta L^t)$, pozwalało określić zależność podatności maszyny od siły, co z kolei umożliwiało uzyskanie w miarę dokładnych przebiegów $P(\Delta L^e)$ w przypadku bardzo niskich temperatur, kiedy to użycie ekstensometru Petersa było niemożliwe.

Doświadczenia tego typu przeprowadzono w pięciu różnych temperaturach, a mianowicie; $T = 295, 270, 250, 230$ i 200 K, przy prędkości trawersy maszyny $v = 0,5$ mm/min. Charakter krzywych, które zostały przedstawione na rys. 2.12, 2.15, 2.18 oraz 2.21, wskazuje na to, że temperatura kruchego przejścia dla badanej stali 45 powinna leżeć w zastosowanym przedziale temperatur. Krzywe rozciągania próbek o obu geometriach karbu w temperaturze $T = 295$ K wykazują, że w przekroju karbu zaszło uplastycznienie, co manifestuje się obecnością bardzo wyraźnego maksimum na wykresach $P(\Delta L^e)$, gdy tymczasem analogiczne krzywe otrzymane w temperaturze $T = 200$ K, aż do momentu zniszczenia, minimalnie od-

chylają się od przebiegu prostopadłościowego.

Bezpośrednio po wykonanej próbie, fotografowano złomy zniszczonych próbek na mikroskopie metalograficznym. Ze zdjęć tych określano procentowy udział złomu rozdzielczego w całkowitym polu przekroju próbki w karbie. Uzyskana krzywa $\alpha^2(T) = F_T(T)/F$, gdzie F_T - pole złomu rozdzielczego, a F - całkowite pole złomu, przedstawiona jest na rysunku 2.5. Zgodnie z definicją temperatury FATT/0 dla próby Charpy przedstawioną na rys. 2.1, analogicznie do niej zdefiniowano temperaturę $T_f/0$ dla próby rozciągania. W przypadku badanej stali 45 wynosi ona, $T_f/0 = 203 \text{ K}$. Na rys. 2.6 krzywa 1 przedstawia z kolei zmianę ilości energii pochłoniętej przez próbkę w funkcji temperatury. Energia ta liczona była jako całkowite pole pod krzywą $P(\Delta L^e)$, zarejestrowaną przez rejestrator X-Y. Charakter przebiegu krzywej zmian energii jest podobny do analogicznego wykresu otrzymanego w próbie statycznego gięcia, który na rys. 2.2 reprezentuje linia 2. Charakterystyczne dla prób statycznych łagodne przejście z górnego poziomu energii na dolny, obserwowane jest również na tym wykresie.

Druga krzywa na rys. 2.6 przedstawia zmianę krytycznego rozwarcia dna karbu S_k w funkcji temperatury. Wartości S_k liczone z następującej zależności:

$$/2.1/ S_k = \frac{4(1-\nu^2)}{\pi E} \cdot \left[\begin{aligned} & \left(\frac{P^2}{d^2 \sigma_y} [0,0624 - 0,0472 \left(\frac{d}{D}\right)^3 - 0,0135 \left(\frac{d}{D}\right)^5 + 0,0105 \left(\frac{d}{D}\right)^6 \right. \right. \\ & \left. \left. - 0,0086 \left(\frac{d}{D}\right)^7 \right) + \frac{P^4}{d^2 \sigma_y^3} [0,0026 - 0,0003 \left(\frac{d}{D}\right)^3 + 0,0008 \left(\frac{d}{D}\right)^5 \right. \right. \\ & \left. \left. - 0,0017 \left(\frac{d}{D}\right)^6 - 0,0010 \left(\frac{d}{D}\right)^7 \right) + \frac{P^6}{(d^2)^3 \sigma_y^5} [0,0001 - 0,0001 \left(\frac{d}{D}\right)^3 \right. \right. \\ & \left. \left. - 0,0001 \left(\frac{d}{D}\right)^5 + 0,0002 \left(\frac{d}{D}\right)^6 \right) \right] \end{aligned} \right.$$

gdzie P^* jest siłą, przy której rozpoczyna się dynamiczne zniszczenie. Powyższy asymptotyczny wzór na krytyczną wartość rozwarcia dna karbu w osiowo-symetrycznej próbce podany został przez Panasiuka i in. [29]. Wypróbowano go w wyniku przyjęcia analogicznego modelu ciała ze szczeliną jak model Dugdale'a - Barenblatt'a dla przypadku płaskiego. Obie krzywe na rys. 2.6 pomimo, że nie można wyznaczyć z ich przebiegu temperatury kruchego przejścia, przemawiają za trafnością wyboru stali 45 do dalszych badań. Statyczny charakter procesu obciążenia, a także zniszczenie na skutek rozciągania, przesuwają temperaturę kruchego przejścia w kierunku temperatur niższych w odniesieniu do temperatury określanej w próbie Charpy.

Druga seria badań statycznych na gładkich próbkach, których geometria przedstawiona jest na rys. 2.3a, przeprowadzona była w celu zbadania sprężystych i plastycznych własności stali 45, w całym zakresie zastosowanych temperatur. Doświadczenia przeprowadzone były na podobnym stanowisku jak próby rozciągania próbek z karbem /rys. 2.4/. W rezultacie otrzymano szereg krzywych zmian siły w funkcji przemieszczenia mierzonego na bazie ekstensometru. Rysunek 2.7 przedstawia końcową postać uzyskanych wyników tzn. zmiany intensywności naprężeń w funkcji intensywności całkowitych odkształceń dla pięciu temperatur; $T = 295, 270, 250, 230$ i 200 K, oraz zależność granicy plastyczności od temperatury. Stwierdzono ponadto, że moduł sprężystości jest liniową funkcją temperatury i zmienia się od $E = 217000 \text{ MN/m}^2$ dla $T=295\text{K}$ do wartości $E = 226600 \text{ MN/m}^2$ dla $T = 200$ K. Uzyskane charakterystyki materiału wykorzystane zostały do numerycznej analizy procesu deformacji osiowo-symetrycznych prętów z obwodowym karbem.

Znajomość procesów deformacji, a przede wszystkim stanu w jakim się znajduje materiał tuż przed rozpoczęciem dynamicznej propagacji szczeliny, może przyczynić się do rozpoznania zjawisk kręcego przejścia oraz zmian mechanizmów zniszczenia. Analiza numeryczna przeprowadzona została za pomocą metody elementów skończonych. Rozwiązania uzyskaną stosując do obliczeń jeden z prostszych rodzajów elementów, a mianowicie elementy o przekrojach trójkątnych.

2.3. Numeryczna analiza procesów deformacji prętów z korbami metodą elementów skończonych

Problemy osiowo-symetryczne zalicza się do grupy zagadnień dwuwymiarowych, gdyż tylko dwie składowe wektora przemieszczenia \bar{U} , w walcowym układzie współrzędnych, są różne od zera i są funkcjami tylko dwóch zmiennych niezależnych:

$$/2.2/ \quad \bar{U} = \begin{bmatrix} u_r \\ u_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u(r,z) \\ v(r,z) \end{bmatrix}$$

Do analizy tego typu problemów przystosowano program rozwiązujący zadania płaskie, tzn. płaskiego stanu odkształcenia i naprężenia. W przypadkach płaskich dokonuje się podziału płyty na graniastosłupy o podstawie trójkątnej i wysokości równej grubości płyty, zaś w przypadkach osiowo-symetrycznych bryłę należy podzielić na "torusy" o przekrojach trójkątnych, jak pokazano na rys. 2.8 a. Rozwiązywanie problemów brzegowych metodami elementów skończonych polega na znalezieniu przemieszczeń węzłów elementów na jakie podzielono ciało, takich, aby spełnione były warunki równowagi. Znajomość przemieszczeń węzłów oraz funkcji ich rozkładów wewnątrz elementów, które dobiera się tak, aby warunek

ciągłości spełniony był wewnątrz i przy przechodzeniu od jednego do drugiego elementu, pozwala określić stan odkształcenia i naprężenia w ciele. Wprowadzając za Zienkiewiczem [30] oznaczenia, podstawowe zależności dla brył osiowo-symetrycznych zapiszą się jak następuje. Jeśli wektor przemieszczeń węzłów wybranego elementu ma postać, rys. 2.8 b:

$$/2.3/ \quad \{\delta\}^e = \begin{bmatrix} \delta_i \\ \delta_j \\ \delta_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_i \\ v_i \\ u_j \\ v_j \\ u_m \\ v_m \end{bmatrix}$$

to przyjmując liniowy rozkład przemieszczeń w trójkącie, zapiszą się one wzorem:

$$u = \frac{1}{2\Delta} [(a_i + b_i + c_i)u_i + (a_j + b_j + c_j)u_j + (a_m + b_m + c_m)u_m]$$

/2.4/

$$v = \frac{1}{2\Delta} [(a_i + b_i + c_i)v_i + (a_j + b_j + c_j)v_j + (a_m + b_m + c_m)v_m]$$

gdzie:

$$2\Delta = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ z_i & z_j & z_m \\ r_i & r_j & r_m \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \begin{aligned} a_i &= z_j r_m - z_m r_j \\ b_i &= r_i - r_m \\ c_i &= z_m - z_j \end{aligned}$$

a $z_i, z_j, z_m, r_i, r_j, r_m$ oznaczają współrzędne węzłów i, j, m trójkąta.

Zatem tensor odkształceń przyjmie postać:

$$/2.5/ \quad \{\varepsilon\} = \begin{bmatrix} \varepsilon_z \\ \varepsilon_r \\ \varepsilon_\theta \\ \gamma_{rz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial v / \partial z \\ \partial u / \partial r \\ u / r \\ \partial u / \partial z - \partial v / \partial r \end{bmatrix} = [B] \{\delta\}^e$$

Macierz B występująca w powyższym wzorze wynosi:

$$/2.6/ [B] = \begin{bmatrix} 0 & c_1 & 0 & c_1 & 0 & c_m \\ b_i & 0 & b_i & 0 & b_m & 0 \\ (a_i + b_i r + c_i z)/r & 0 & (a_i + b_i r + c_i z)/r & 0 & (a_m + b_m r + c_m z)/r & 0 \\ c_i & b_i & c_i & b_i & c_m & b_m \end{bmatrix}$$

I jak widać jej wyrazy odpowiedzialne za wartość odkształcenia ϵ_θ nie są stałe, lecz zależą od współrzędnych r oraz z. Zatem, odkształcenie w elemencie nie jest jednorodne jak w przypadku problemów płaskich. Znając tensor odkształcenia można wyznaczyć stan naprężenia w trójkącie. Dla materiału sprężystego otrzymuje się:

$$/2.7/ [\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_z \\ \sigma_r \\ \sigma_\theta \\ \sigma_{rz} \end{bmatrix} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1 & \nu/1-\nu & \nu/1-\nu & 0 \\ \nu/1-\nu & 1 & \nu/1-\nu & 0 \\ \nu/1-\nu & \nu/1-\nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2(1+\nu)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_z \\ \epsilon_r \\ \epsilon_\theta \\ \gamma_{rz} \end{bmatrix} = [D][B][\delta]^e$$

Definiując macierz sztywności elementu jako:

$$/2.8/ [k]^e = \int_{V^e} [B]^T [D] [B] dV^e = 2\pi \int_{S^e} r [B]^T [D] [B] dS^e$$

gdzie V^e jest objętością, a S^e powierzchnią osiowego przekroju elementu, widać że wyrazy tej macierzy również zależą od współrzędnych i wyznaczenie ich wymaga numerycznego całkowania. W pracy [30], aby uniknąć czasochłonnej operacji całkowania, zaproponowano przybliżony sposób wyznaczania macierzy $[k]^e$, polegający na zastąpieniu macierzy [B] jej wartością średnią, obliczaną dla średnich wartości współrzędnych r i z dla danego trójkąta. Jednakże, takie przybliżenie jest zbyt grube, dlatego w niniejszej pracy przyjęto inne rozwiązanie sprowadzające się do rozbicia

macierzy [B] na część niezależną $[\bar{B}]$ i zależną $[\hat{B}]$ od współrzędnych r i z. Wprowadzając oznaczenie:

$$s_i = \frac{a_i b_i r - c_i z}{r}$$

otrzymuje się:

$$/2.9/ \quad [B] = [\bar{B}] + [\hat{B}] = \frac{1}{2\Delta} \cdot \left(\begin{array}{cccccc} 0 & c_i & 0 & c_j & 0 & c_m \\ b_i & 0 & b_j & 0 & b_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_i & b_i & c_j & b_j & c_m & b_m \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array} \right) + \left(\begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ s_i & 0 & s_j & 0 & s_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array} \right)$$

W związku z tym, macierz sztywności elementu zapisuje się jako:

$$[k]^e = 2\pi \int_{S^e} r([\bar{B}]^T + [\hat{B}]^T) [D] ([\bar{B}] + [\hat{B}]) r dr dz = 2\pi [\bar{B}]^T [D] [\bar{B}] \int_{S^e} r dr dz + \\ + 2\pi [\bar{B}]^T [D] [\hat{B}] \int_{S^e} r dr dz + 2\pi ([\hat{B}]^T \int_{S^e} r dr dz) [B] [D] + 2\pi \int_{S^e} [\hat{B}]^T [D] [\hat{B}] r dr dz$$

Trzy pierwsze całki w powyższym wyrażeniu wyznaczają się bardzo prosto. Oznaczając $\int_{S^e} [\hat{B}] r dr dz$ symbolem L otrzymuje się:

$$/2.10/ \quad [k]^e = 2\pi \Delta \tau [\bar{B}]^T [D] [\bar{B}] + 2\pi \Delta [\bar{B}]^T [D] L + 2\pi \Delta L^T [D] [\bar{B}] + \\ + 2\pi \int_{S^e} [\hat{B}]^T [D] [\hat{B}] r dr dz$$

gdzie $\bar{r} = \frac{r_1 + r_2 + r_m}{3}$, $\bar{z} = \frac{z_1 + z_2 + z_m}{3}$ oraz trzy niezerowe wyrazy macierzy L:

$$L[3,1] = a_i b_i \bar{r} + c_i \bar{z}, \quad L[3,3] = a_j b_j \bar{r} + c_j \bar{z}, \quad L[3,5] = a_m b_m \bar{r} + c_m \bar{z}$$

Ostatnia całka w /2.10/ wyznaczana jest w sposób przybliżony. Te składniki elementów macierzy, które zależą od $1/r$ określa się według następującej reguły:

$$\int_{S_e} \frac{f(z)}{r} dr dz \approx \frac{1}{r} \int_{S_e} f(z) dr dz = \frac{\Delta}{r} F(z_i, z_j, z_m).$$

Takie postępowanie w końcowym efekcie może prowadzić do lepszych wyników aniżeli całkowanie numeryczne, gdyż na skutek obecności pod znakiem całki wyrażen typu $1/r$ rozwiązania są funkcjami logarytmicznymi, które przy argumentie dążącym do zera mogą być przyczyną znacznych błędów obliczeniowych.

Gdy macierze sztywności wszystkich elementów są już znane - wyznacza się macierz sztywności całej konstrukcji [K]. Jeżeli [S] jest wektorem przemieszczeń wszystkich węzłów konstrukcji, a [R] wektorem sił zewnętrznych, to związek pomiędzy tymi trzema wielkościami jest następujący:

$$/2.11/ \quad [R] = [K][S]$$

Jest to układ $2n$ równań liniowych z $2n$ niewiadomymi, gdzie n jest ilością węzłów, który można rozwiązywać wieloma metodami. W tej pracy wykorzystano metodę eliminacji Gaussa.

Na podstawie przytoczonych powyżej zależności zbudowano podprogram rozwiązujący problemy sprężyste. Aby można było rozwiązywać zadania w ramach teorii plastycznego płynięcia, ułożono procedurę iteracyjną opartą na metodzie początkowych naprężeń. Zakładając, że materiał opisywany jest stowarzyszonym prawem płynięcia a wzmocnienie jest izotropowe i zależne od intensywności odkształceń plastycznych, następujące związki są słuszne:

$$[\dot{\epsilon}] = [\dot{\epsilon}^e] + [\dot{\epsilon}^p] - [D]^{-1} [\dot{\sigma}] - \frac{1}{H_p} \frac{\partial f}{\partial \sigma} \left[\dot{\sigma} \right] \frac{\partial f}{\partial \sigma}$$

oraz

$$\lambda = \left(\frac{2}{3} [\dot{\epsilon}^p]^T [\dot{\epsilon}^p] \right)^{1/2}$$

gdzie:

$f(\sigma, \lambda)$ - znana funkcja plastyczności,

λ - parametr wzmocnienia równy intensywności odkształceń plastycznych.

Wykorzystując warunek zgodności odkształceń:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [\dot{\sigma}] + \frac{\partial f}{\partial \lambda} \dot{\lambda} = 0$$

można wyznaczyć moduł wzmocnienia plastycznego:

$$/2.12/ \quad H_p = - \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] \frac{\partial f}{\partial \lambda}$$

Wychodząc natomiast ze związków sprzężonych otrzymuje się następujące wyrażenie na prędkość zmian naprężeń:

$$/2.13/ \quad [\dot{\sigma}] = [D][\dot{\epsilon}] = [D]([\dot{\epsilon}] - [\dot{\epsilon}^p]) = [\dot{\sigma}^e] - [\dot{\sigma}^p]$$

Podstawiając do zależności /2.13/ wzór na odkształcenia plastyczne

$$/2.14/ \quad [\dot{\epsilon}^p] = \frac{1}{H_p} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [\dot{\sigma}] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]$$

otrzymuje się następujące zależności na prędkość naprężeń:

$$[\dot{\sigma}] = [D][\dot{\epsilon}] - \frac{1}{H_p} [D] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [\dot{\sigma}] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]$$

Mnożąc obie strony powyższego związku przez wielkość $\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T$ można wyznaczyć skalar:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [\dot{\sigma}] = \frac{H_p \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [D][\dot{\epsilon}]}{H_p + \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [D] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]}$$

który po podstawieniu do wzoru /2.14/ oraz wykorzystaniu /2.12/

daje ostateczną postać wyrażenia na prędkość odkształceń plastycznych:

$$/2.15/ \quad [\dot{\epsilon}^p] = \frac{[\frac{\partial f}{\partial \sigma}]^T [\dot{\sigma}^o]}{\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [D] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] - (2/3)^{1/2} \frac{\partial f}{\partial \lambda} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right],$$

gdzie

$$[\dot{\sigma}^o] = [D][\dot{\epsilon}] .$$

Niech rozwiązanie sprężyste, uzyskane dla sił zewnętrznych $[R^e]$, opisywane będzie przez wektory odkształcenia $[\epsilon^e]$ i naprężenia $[\sigma_0^e]$. Przyrost obciążenia o wielkość $[\Delta R^e]$ spowoduje uplastycznienie pewnego obszaru ciała. Rozwiązując ponownie zadanie sprężyste dla obciążenia $[R^e + \Delta R^e]$ otrzymuje się w każdym elemencie nowy wektor naprężenia $[\sigma_1]$, który jest przedłużeniem wektora $[\sigma_0^e]$. Przyjmując, że w elementach uplastycznionych różnica

$$[\Delta \sigma_1^o] = [\sigma_1] - [\sigma_0^e]$$

jest nieznanym wektorem $[\Delta \sigma_1^o]$ występującym w związku /2.15/, oblicza się odpowiadający mu wektor przyrostu odkształceń plastycznych:

$$[\Delta \epsilon_1^p] = \frac{[\frac{\partial f}{\partial \sigma}]^T [\Delta \sigma_1^o]}{\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T [D] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] - (2/3)^{1/2} \frac{\partial f}{\partial \lambda} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]^T \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right].$$

Na jego podstawie określa się następnie siły iteracyjne:

$$[\Delta J_i] = \int_V [B]^T [D] [\Delta \epsilon_1^p] dV^e .$$

które przykłada się do węzłów konstrukcji i ponownie rozwiązuje zadanie sprężyste. W wyniku otrzymuje się wektor naprężenia $[\Delta \sigma_2^o]$. Postępując dalej według tego schematu, po pewnej liczbie iteracji proces stabilizuje się. Uzyskane rozkłady naprężeń i odkształceń

sprężysto-plastycznych są poszukiwanym rozwiązaniem.

Do obliczeń przyjęto, że stal 45 spełnia warunek plastyczności Hubera-Misesa:

$$/2.16/ \quad f(\sigma, \lambda) = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} ((S)^T |S|)^{1/2} - \sigma_V(\lambda) = 0$$

gdzie [S] jest dewiatorem naprężenia. Ponadto założono, że funkcja wzmocnienia ma postać wykładniczą:

$$/2.17/ \quad \sigma_V(\lambda) = C(\lambda_0 + \lambda)^m$$

co powoduje, że zależność /2.15/ da się zapisać jako:

$$/2.18/ \quad \dot{\epsilon}^P = \frac{\left[\frac{\partial f}{\partial \sigma}\right]^T [d^* \sigma]}{m C^m \sigma_V^{(m-1)} \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right] \left[\frac{\partial f}{\partial \sigma} \right]}$$

Na rys. 2.9 przedstawiono przebiegi funkcji wzmocnienia dla badanej stali w temperaturach $T = 295 \text{ K}$ i $T = 200 \text{ K}$. Krzywe te uzyskano z doświadczalnych krzywych rozciągania przedstawionych na rys. 2.7. Policzono cztery zadania dla dwóch geometrii próbek w karbie, każda w temperaturze $T = 295 \text{ K}$ i $T = 200 \text{ K}$. Obliczenia przeprowadzono na elektronicznej maszynie cyfrowej ODRA 1204. Na rys. 2.10 pokazano geometrię oraz sposób obciążenia na przykładzie próbki o średnicy w karbie $d = 5 \text{ mm}$. Próbkę obciążano byłym zadaniem przemieszczeniem δ , przykładanym symetrycznie względem karbu w odległości 25 mm od przekroju karbu. Taki wybór długości próbki odpowiada wielkości bazy pomiarowej ekstensometru Petersa użytego w doświadczeniach. Zatem, daje to możliwość bezpośredniego porównania numerycznych i doświadczalnych przebiegów krzywych $P(\delta)$ oraz $P(\Delta l^e)$.

Rysunek 2.11 przedstawia podział próbki na elementy skrócone na przykładzie tej samej geometrii zadania / $d = 5 \text{ mm}$ /.

Dokonując podziału, starano się, aby elementy były jak najbardziej foremne, co zapewniało optymalne rozwiązanie przy danym rodzaju i ilości elementów. Poniżej przedstawiono wyniki uzyskane w toku obliczeń.

i/ Rozwiązanie dla geometrii o średnicy w karbie $d = 5$ mm
w temperaturze $T = 295$ K.

Na rys. 2.12 porównano doświadczalną i numeryczną krzywą zmian siły w funkcji przemieszczeń punktów odległych o 25 mm od przekroju karbu. Natomiast na rysunkach 2.13 i 2.14 rozkłady naprężenia σ_z wzdłuż promienia próbki przy różnych wartościach obciążenia zewnętrznego oraz rozwój stref plastycznych. Pierwsze uplastycznienie zachodzi przy sile $P^e = 5,8$ kN, w elemencie przy wierzchołku karbu. Rozkład naprężeń σ_z charakteryzuje się znaczną koncentracją na dnie karbu. Zgodność krzywych $P(2S)$ i $P(\Delta^e)$ na tym etapie obciążenia jest bardzo dobra. W miarę wzrostu siły rozkład naprężenia σ_z wzdłuż promienia /w przekroju karbu/ wyrównuje się stopniowo, tworząc w końcu lokalne maksimum na osi próbki. Strefy plastyczne wychodzące z dna karbu powiększają się szybko, dążąc do połączenia się na osi. Do tego momentu, który reprezentuje punkt 3 na rys. 2.12, zgodność krzywych obciążenie-przemieszczenie jest dobra. Intensywność odkształceń plastycznych w elemencie usytuowanym przy karbie osiąga wartość $\lambda = 0,02$. Dalszy wzrost obciążenia charakteryzuje się coraz silniejszym odchyleciem się krzywej numerycznej od doświadczalnej. Obliczenia przerywano w momencie, gdy przemieszczenia $2S$ osiągnęły wartość przy jakiej na rzeczywistej krzywej $(P \Delta^e)$ wystąpiło maksimum siły. Intensywność odkształceń plastycznych w elemencie przy wierzchołku karbu wynosiła $\lambda = 0,08$. Rozkład naprężeń σ_z w przekroju karbu charakteryzuje się wyraźnym maksimum na osi próbki, równym około

$\sigma_2 = 1010 \text{ MPa}$. Próbkę uplastyczniała się w całym przekroju karbu.

ii/ Rozwiązanie dla geometrii o średnicy w karbie $d = 5 \text{ mm}$
w temperaturze $T = 200 \text{ K}$.

Krzywe obciążenie-przesunięcie, numeryczną i doświadczalną dla tego zadania, wykreślono na rys. 2.15. Mają one zgodny przebieg aż do wartości przesunięcia, przy którym zachodziło zniszczenie próbek podczas badań. Jako pierwszy uplastyczniał się element usytuowany przy wierzchołku karbu. Zachodziło to, gdy siła osiągała wartość $P^e = 6.5 \text{ kN}$. Odpowiadający temu obciążeniu rozkład naprężeń σ_2 w przekroju karbu, reprezentuje najniższa krzywa na rys. 2.16. Charakteryzuje się ona, tak jak w zadaniu poprzednim, silną koncentracją naprężenia. Współczynnik koncentracji wynosi około $Q = 3.8$. Kolejne krzywe, których numeracja jest zgodna z oznaczeniami na rys. 2.15, przedstawiają rozkłady naprężenia σ_2 w dalszych fazach obciążania. Ostatnia krzywa wykreślona została dla obciążenia przy jakim w doświadczeniach próbki pękały. Charakteryzuje się ona maksimum na śnie koncentratorka. Tak więc, największe naprężenie $\sigma_2 = 1090 \text{ MPa}$ występują w tym wypadku przy wierzchołku karbu. Rysunek 2.17 obrazuje tworzenie się i propagację stref plastycznych dla kolejnych poziomów obciążania. Intensywność odkształceń plastycznych, w końcowej fazie obliczeń, osiągnęła wartość $\Lambda = 0.025$ w elemencie przy wierzchołku karbu. Strefy plastyczne połączyły się ze sobą na osi próbki. Do końca symulacji procesu obciążania pozostało jednak dość znaczne jądro sprężyste odizolowane od reszty ciała pozostającej w stanie sprężystym obszarem odkształconym plastycznie.

iii/ Rozwiązanie dla geometrii o średnicy w karbie $d = 7,8 \text{ mm}$
w temperaturze $T = 295 \text{ K}$.

Tak jak poprzednio, również dla tego zadania porównano

krzywe obciążenie-przemieszczenie na bazie 50 mm, numeryczną i doświadczalną - rys.2.18. Uplastycznienie pierwszego elementu zachodzi na poziomie obciążenia $P^e = 1,25 \text{ kN}$. Zgodność wykresów jest bardzo dobra dopóki strefy plastyczne nie połączą się na osi próbki, co następuje przy wartości obciążenia oznaczonej cyfrą 4. Proces obliczeniowy prowadzono do wartości przemieszczeń, odpowiadających maksimum siły na krzywej doświadczalnej $P(\Delta l^e)$. Pomimo znacznego zaawansowania procesu płynięcia, do końca obliczeń w przekroju karbu na osi próbki, obecne było jądro sprężyste. Pozostała część próbki była w stanie plastycznym, rys. 2.20. Fakt ten odzwierciedla również poziomy przebieg krzywej $P(2\theta)$ na rys. 2.18. Intensywność odkształceń plastycznych w elemencie najbliższym wierzchołka karbu osiągnęła wartość $\lambda = 0,10$. Sprężysty rozkład naprężeń $\sigma_2(r)$, pokazany na rys. 2.19, jest podobny do omawianych wcześniej. Natomiast rozkład tego naprężenia uzyskany w końcowej fazie obliczeń, charakteryzuje się bardzo wyraźnym maksimum na osi próbki. Wynosi ono około $\sigma_2 = 1080 \text{ MPa}$.

iv/ Rozwiązanie dla geometrii o średnicy w karbie $d = 7,8 \text{ mm}$ w temperaturze $T = 200 \text{ K}$.

Krzywe obciążenie-przemieszczenie /rys.2.21/ doświadczalna i numeryczna, w całym zakresie przemieszczeń leżą bardzo blisko siebie. Obciążenie przy jakim następuje uplastycznienie pierwszego elementu wynosi $P^e = 1,42 \text{ kN}$. Uzyskane rozkłady naprężenia $\sigma_2(r)$ pokazane na rys. 2.22 dla różnych faz procesu deformacji nie różnią się zasadniczo od przedstawionych wcześniej. Końcowy rozkład charakteryzuje się ostrym maksimum na dnie koncentratora wynoszącym $\sigma_2 = 1070 \text{ MPa}$. Strefy plastyczne, które prezentuje rys. 2.23, rozwijają się bardzo szybko, dopóki nie nastąpi ich połączenie na osi próbki. Do końca procesu obliczeniowego, w przekroju

karbu istnieje bardzo duże jądro sprężyste. Intensywność odkształceń plastycznych w najbardziej zdeformowanym elemencie osiągnęła wartość $\Lambda = 0,02$.

Pomimo znacznych różnic występujących pomiędzy końcowymi przebiegami krzywych obciążenie-przemieszczenie, uzyskanymi w temperaturze $T = 295$ K dla obu geometrii, otrzymane rozwiązania numeryczne dostarczają cennych informacji o procesie deformacji osiowo-symetrycznych prętów z karbem. Wspomniane różnice wynikają najprawdopodobniej z faktu, że w okolicy wierzchołka karbu w rzeczywistym ciele tworzą się i wzrastają pory powodujące lokalne osłabienie materiału. Świadczą o tym uzyskane fraktogramy, pokazane na rys. 2.5, na których widoczne są znaczne obszary złomu włóknistego, występujące w pobliżu wierzchołka karbu. Aby poprawić zgodność omawianych krzywych, należałoby przyjąć do obliczeń model materiału uwzględniający efekty osłabienia, spowodowane zarodkowaniem i wzrostem porów.

Z uzyskanych rozkładów naprężenia $\sigma_z(r)$ wynikają dwa wnioski. Jeżeli przyjąć, że zniszczenie rozpoczyna się w miejscu, gdzie naprężenie normalne osiąga pewną krytyczną wartość, to zachodzą dwa sposoby zniszczenia próbek; pierwszy, gdy proces rozpoczyna się z osi, który obserwuje się w temperaturach wyższych, drugi, gdy zniszczenie rozpoczyna się z dna karbu. Podobny wniosek wynika z rozkładu składowej hydrostatycznej tensora naprężenia, $\sigma_{kk} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$, który w końcowej fazie deformacji podobny jest do rozkładu naprężenia σ_z . Wykresów tych nie zamieszczono w pracy. Inne spostrzeżenie wynikające z uzyskanych rozkładów naprężenia dotyczy wielkości krytycznego naprężenia na poziomie obciążeń odpowiadających zniszczeniu próbek. Naprężenie to jest

niezależne od temperatury i geometrii i wynosi dla stali 45 około $\sigma_F = 1080$ MPa. Analizując wartości odkształceń plastycznych przy jakich rozpoczyna się proces zniszczenia widać, że wielkość ich zależna jest od temperatury. Przyjmując, że zniszczenie zachodzi według jednego z omówionych wyżej schematów, intensywność odkształceń plastycznych na osi próbki w temperaturze $T = 295$ K wynosi zero lub prawie zero, a na dnie karbu wynosi około 10 %, natomiast w temperaturze $T = 200$ K na osi próbki jest zawsze równa zero, zaś na dnie karbu wynosi około 2,5 %.

Kształt otrzymanych we wszystkich zadaniach stref plastycznych nie budzi zastrzeżeń, natomiast ich wielkość jest zbyt duża w porównaniu z wynikami doświadczalnymi uzyskanymi dla stali 45 przez Koszelewa i in. [31]. Jednakże, w pracy tej Koszelew wykazał, że oprócz regularnych stref plastycznych zlokalizowanych w bezpośrednim sąsiedztwie karbów, obserwuje się także pasma poślizgu rozchodzące się promieniowo na znaczne odległości od karbów. Użyta do badań stal 45, charakteryzuje się własnościami idealnie plastycznymi dla małych wartości odkształceń /półka plastyczna na rys. 2.9/, co wyjaśnia tworzenie się tego rodzaju pasm. Zatem, zwiększając doświadczalnie pomierzone strefy plastyczne o obszary, w których obserwuje się poślizgi, osiągają one rozmiary porównywalne ze strefami otrzymanymi w przedstawionych obliczeniach numerycznych.

2.4. Analiza stanu naprężenia w przekroju karbu na poziomie obciążeń niszczących w temperaturach 295 K i 200 K

Próby wyjaśnienia przyczyn kruchego pęknięcia materiałów plastycznych wiązane są od dawna ze stanem naprężenia panującym w ciele w momencie zniszczenia. W 1950 r. Użik [32] wprowadził

pojęcie odporności na zniszczenie pod działaniem normalnych naprężeń rozciągających i sformułował kryterium kruchego przejścia w postaci:

$$/2.19/ \quad \frac{\tau_{\max}}{\sigma_1} \leq \frac{\tau_F}{R_F}$$

które sugeruje, że kruche zniszczenie /rozrywanie/ zachodzi, gdy stosunek maksymalnego naprężenia ścinającego τ_{\max} do największego naprężenia głównego $\sigma_1 (< 0)$ jest mniejszy od stosunku odporności na zniszczenie przy ścinaniu τ_F do odporności na rozrywanie R_F .

Nowsze badania Hendricksona i in. [33] oraz Knotta i Cottrella [34] wykazały słuszność założenia Uzika. Wprowadzone przez nich lokalne naprężenie kruchego złomu σ_F decyduje o powstawaniu mikropęknięć. Późniejsze badania Tetelmana i in. [35] oraz Griffiths'a i Owena [36] wykazały niezależność tej miary odporności na zarodkowanie mikropęknięć od prędkości obciążania oraz temperatury. Zależy ona tylko od wielkości ziarn i rozkładu drugiej fazy. Najnowsze kryteria kruchego zniszczenia /patrz np. [37]/ sprowadzają się do nierówności:

$$/2.20/ \quad \sigma_1^{\max} \geq \sigma_F \beta$$

gdzie współczynnik β jest zależny od objętości najbardziej obciążonej części ciała, w której zaszło lokalne uplastycznienie, oraz średniej wielkości ziarna materiału d . Objętość ta zależna jest od temperatury T , prędkości obciążania \dot{Q} i geometrii ciała G . Z drugiej strony, wprowadzając pojęcie współczynnika stanu naprężenia:

$$/2.21/ \quad \Pi = (1 + H_1^2 + H_2^2 - H_1 - H_2 - H_1 H_2)$$

gdzie $H_1 = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ a $H_2 = \frac{\sigma_3}{\sigma_1}$, można maksymalne naprężenia główne σ_1 wyrazić jako:

$$/2.22/ \quad \sigma_1 = \frac{\sigma_v(T, \dot{Q})}{\Pi}$$

gdzie σ_v jest granicą plastyczności na jednoosiowe rozciąganie, zależną od temperatury T i prędkości deformacji \dot{Q} . Ostatecznie zależność /2.20/, po uwzględnieniu /2.21/ i /2.22/ przekształci się do następującego warunku koniecznego na to, aby mogło zajść zarodkowanie mikropeknięć:

$$/2.23/ \quad \sigma_v(T, \dot{Q}) \geq \alpha(d) \cdot \Pi(T, Q, \dot{Q}) \cdot \beta(T, \dot{Q}, G, d)$$

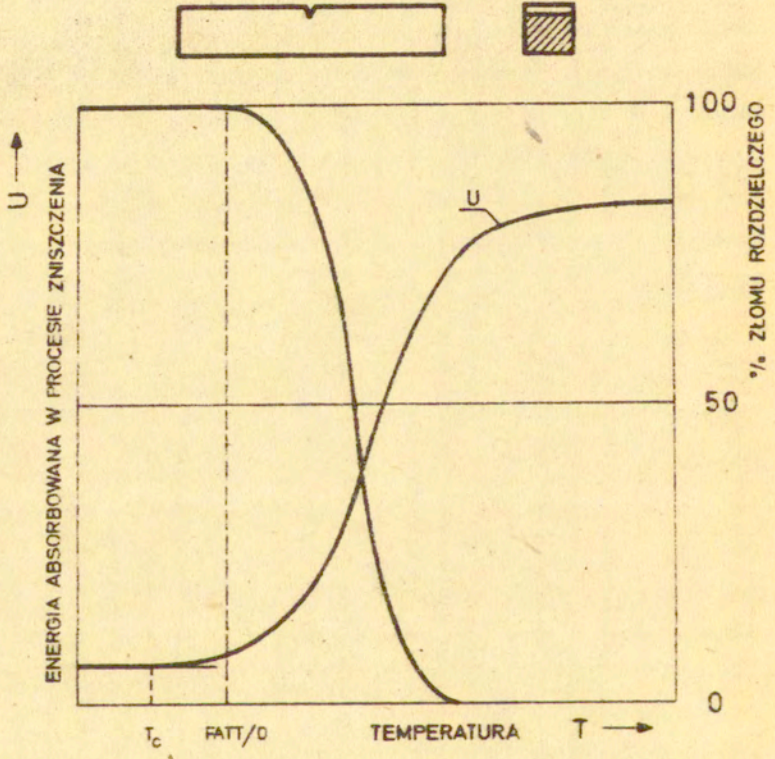
Przeprowadzona analiza numeryczna umożliwia dokonanie oceny współczynnika stanu naprężenia Π . Na rys. 2.24 pokazano, w jaki sposób geometria próbki oraz temperatura wpływają na stan naprężenia na osi próbki i na dnie karbu. Zestawienie przedstawione na tym rysunku wykazuje, że stan deformacji cząstek na dnie karbu, początkowo zbliżony do płaskiego stanu odkształcenia, w przypadku zaawansowanego płynięcia, przechodzi w płaski stan naprężenia. Towarzyszy temu wzrost współczynnika Π . Na osi próbki obserwuje się przeciwną tendencję. Stan naprężenia, w początkowej fazie zbliżony do stanu jednoosiowego, dla którego Π jest równe jedności, w miarę procesu deformacji przechodzi w stan trójosiowy. Towarzyszy temu zdecydowany spadek wartości współczynnika stanu Π . Dzieje się tak w przypadku rozciągania próbek o obu geometriach karbu w temperaturze $T=295$ K. W tym miejscu uwidacznia się pozorna sprzeczność pomiędzy wynikami doświadczalnymi i numerycznymi. Z badań statycznych wynika, że w temperaturze pokojowej próbki niszczą się w sposób ciągły,

natomiast z rozwiązań numerycznych wynika, że inicjacja szczeliny odbywa się na osi próbki w warunkach wysokiej trójosiowości. Przemawia to za kruchym rozdzielaniem materiału. Sprzeczność ta daje się wyjaśnić w następujący sposób. Po osiągnięciu krytycznego poziomu przez składową σ_2 tensora naprężenia, zachodzi inicjacja kruchego mikropęknięcia, ze względu na dużą wartość Π . Powstała mikroszczelina nie może jednak przejść w stan niekontrolowanej propagacji, gdyż utworzyła się w niewielkim jądrze, które jest oddzielone od reszty ciała, pozostającej w stanie sprężystym, bardzo dużymi strefami plastycznymi, uniemożliwiającymi swobodny dopływ energii do jej wierzchołków. Przy dalszym odkształcaniu, mikroszczelina stępia się i zamienia się w nieforemny otwór. Za tego typu mechanizmem zniszczenia przemawiają wyniki doświadczeń uzyskane przez Lange'a [38]. Zaobserwował on tworzenie się mikropołów na osi rozciąganych próbek oraz zrastanie się ich w makroszczelinę, prowadzącą do ciągłego zniszczenia ciała.

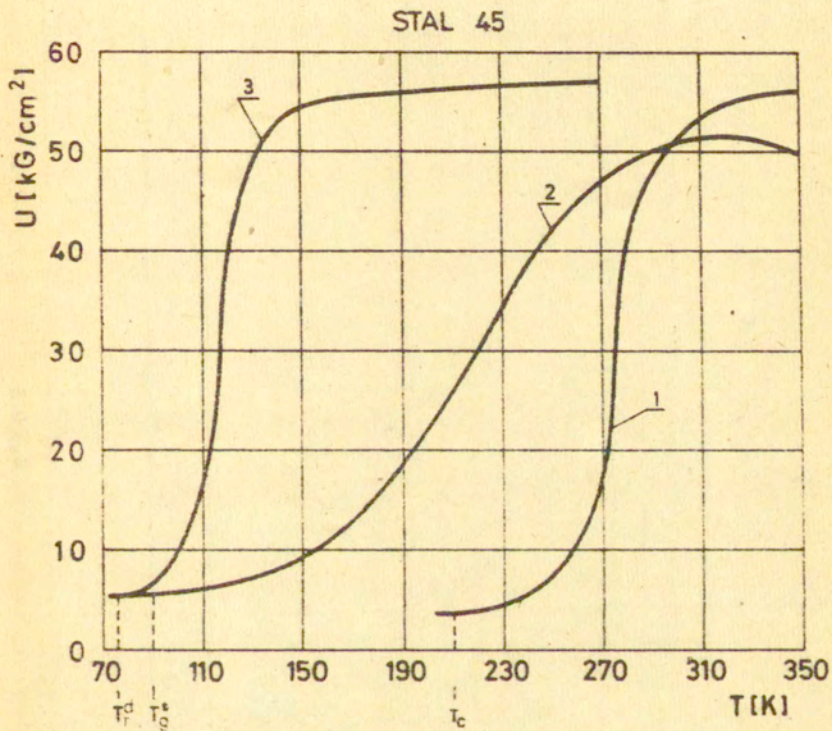
Stosowanie elementów trójkątnych do rozwiązywania zadań koncentracji naprężeń budzi spore zastrzeżenia ze względu na bardzo duże gradienty naprężeń i odkształceń, występujące w pobliżu ostrych korbów /szczelin/. Jednakże, w analizowanym przypadku, rzeczywiste promienie zaokrąglenia dna karbu miały skończone wartości, co powoduje, że współczynniki koncentracji naprężeń przyjmują również wartości skończone. Ponadto, w okolicy wierzchołków korbów zastosowano dosyć gęsty podział na elementy.

Wykorzystanie metody elementów skończonych do analizy deformacji osiowo-symetrycznych próbek z karbem pozwoliło na dosyć dokładną symulację rzeczywistego, bardzo złożonego procesu, prowadzącego, w zależności od temperatury, do dwóch różnych me-

chanizmów zniszczenia próbek. Pierwszy, w wyniku którego złom ma wygląd gładki, błyszczący i krystaliczny, oraz drugi, gdy otrzymuje się złom matowy i szary z licznymi zagłębieniami. Jak wykazały badania Duffy'ego i jego współpracowników [9], z każdym rodzajem złomu związana jest inna prędkość propagacji szczeliny. Nasuwa to pomysł badania temperatury kruchego przejścia poprzez pomiar prędkości propagacji szczeliny. Jednakże, wiąże się to z poważnymi trudnościami doświadczalnymi, spowodowanymi bardzo dużymi prędkościami z jakimi szczeliny poruszają się. Dlatego też, konieczne jest opracowanie w miarę prostej metody pomiaru tej prędkości.

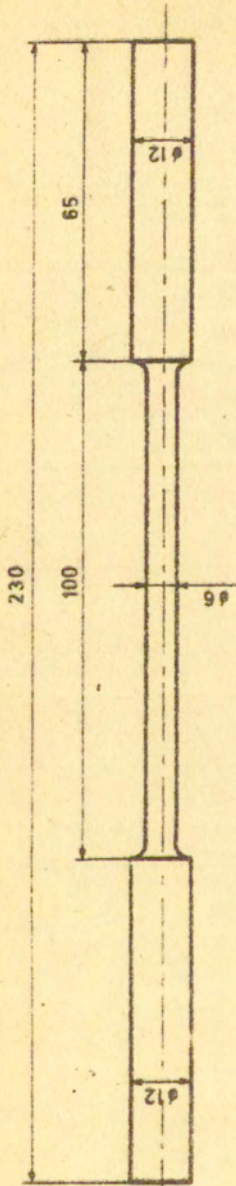


Rys. 2.1

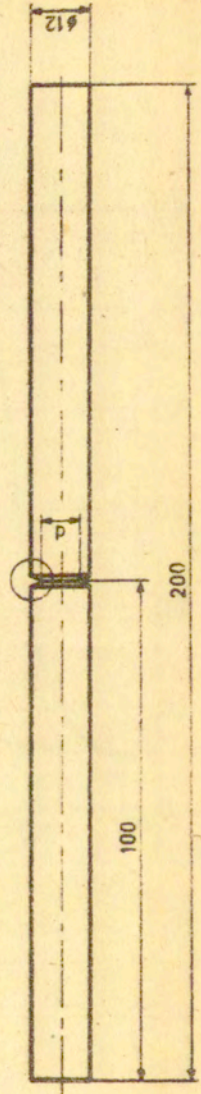
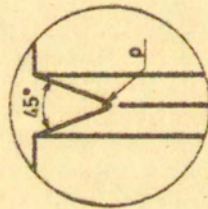


Rys. 2.2

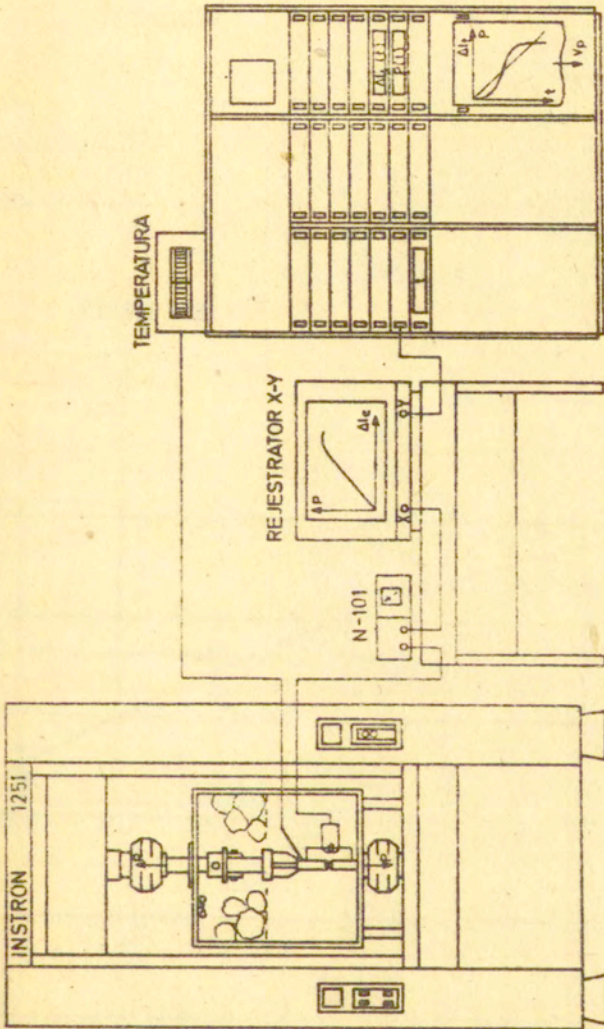
a)



b)

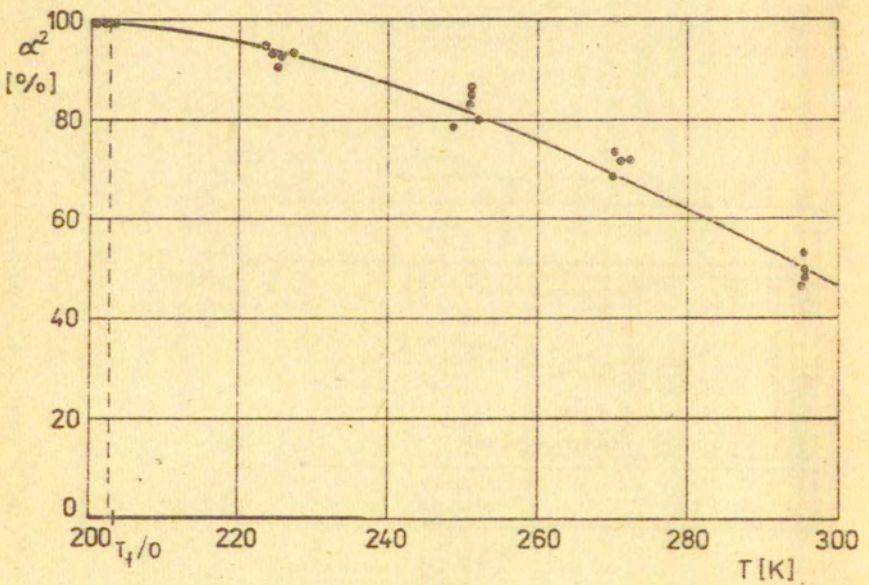
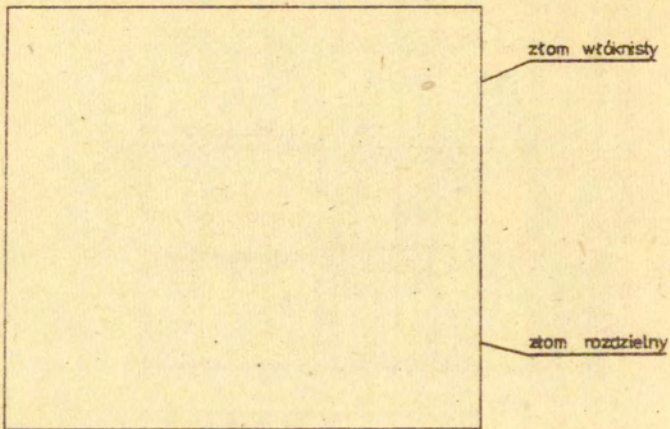


Rys.2.3

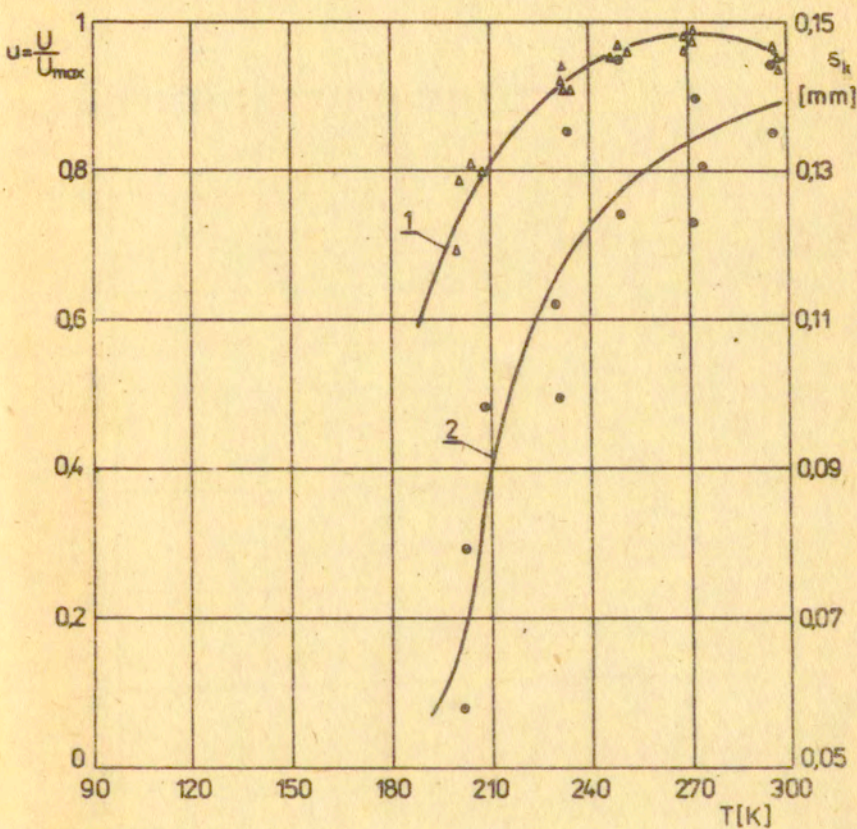


Rys. 2.4

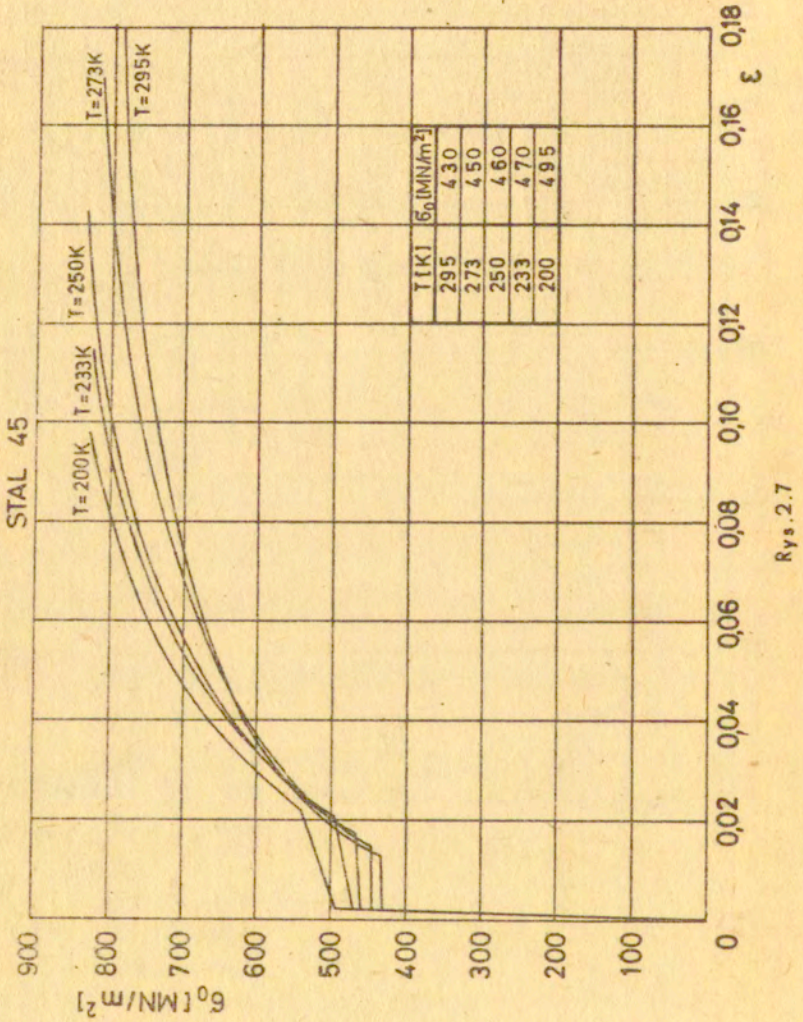
Stal 45



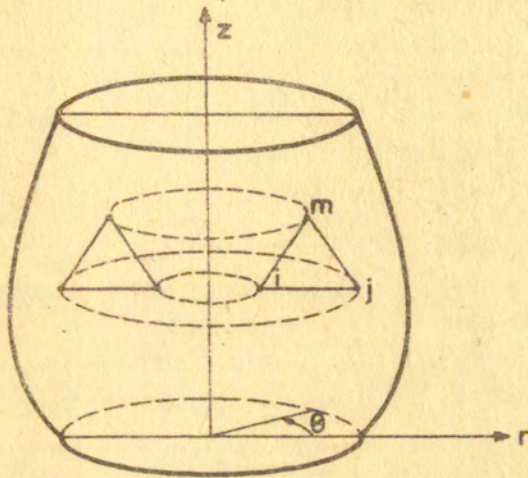
Rys. 2.5



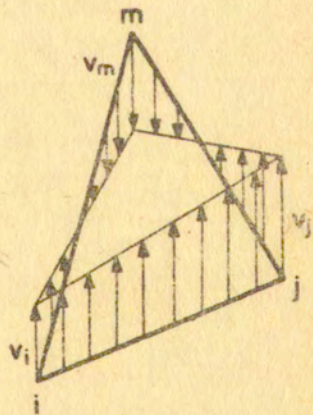
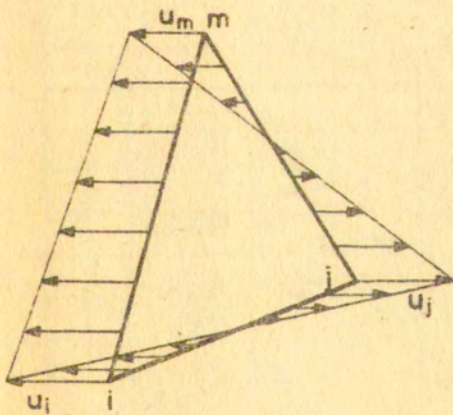
Rys. 2.6



a)

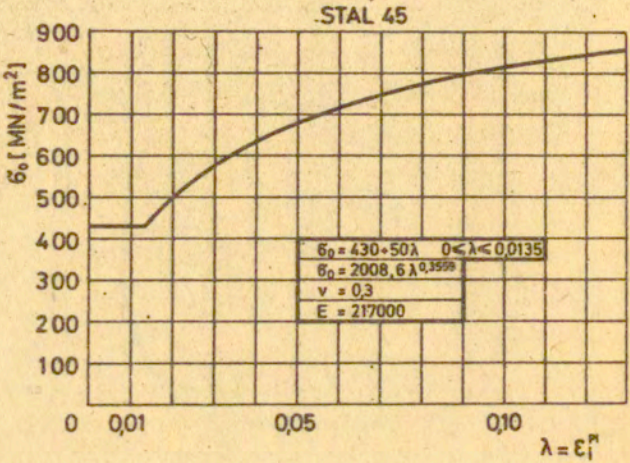


b)

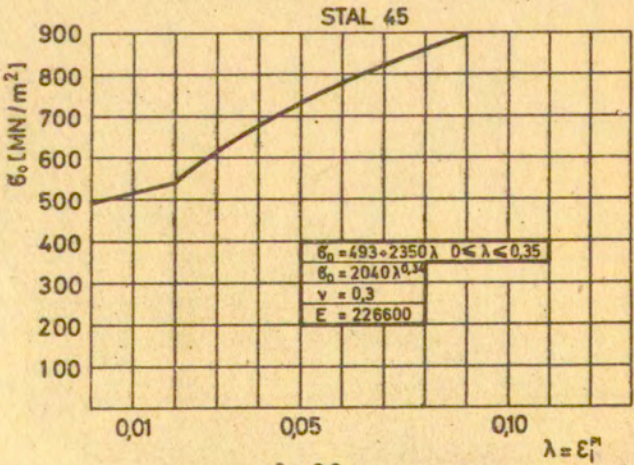


Rys. 2.8

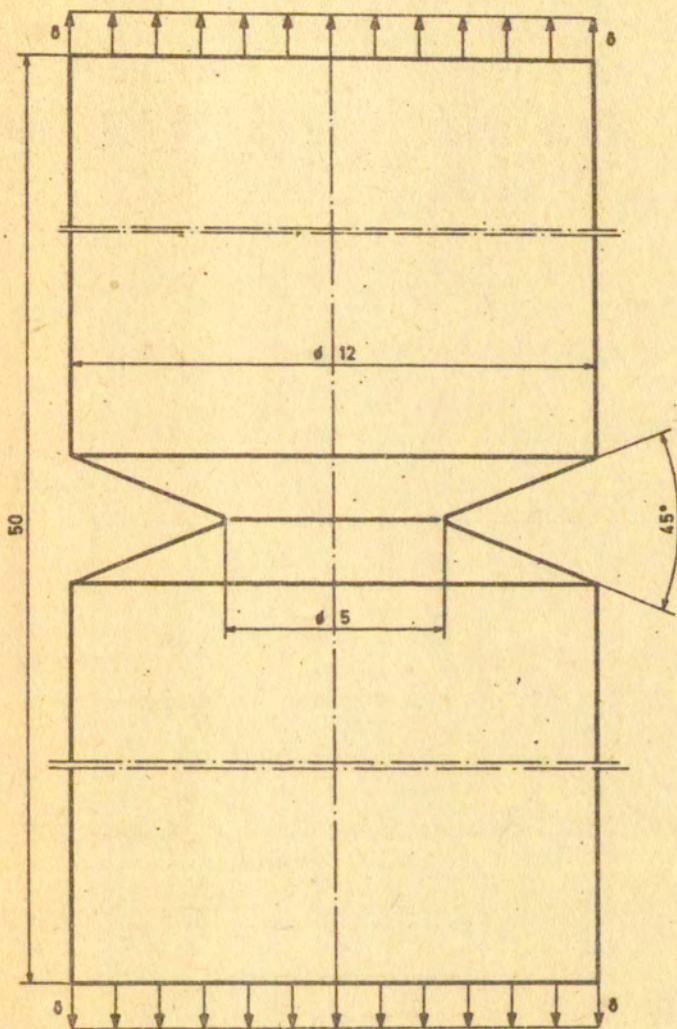
a)



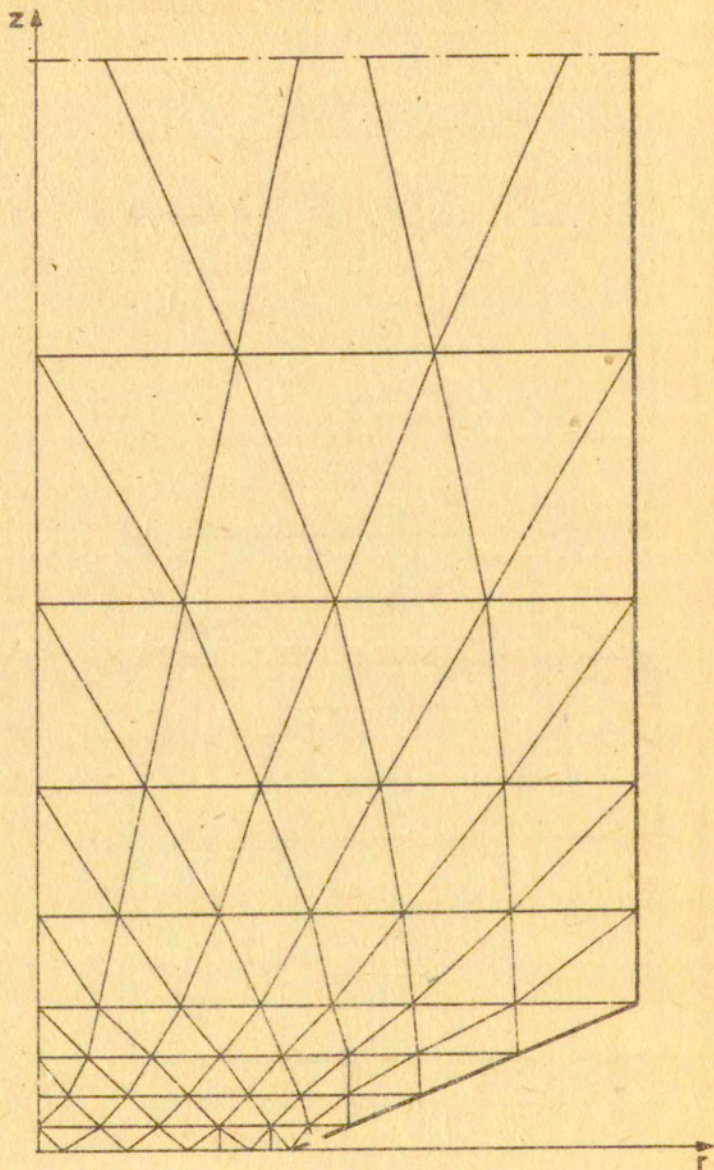
b)



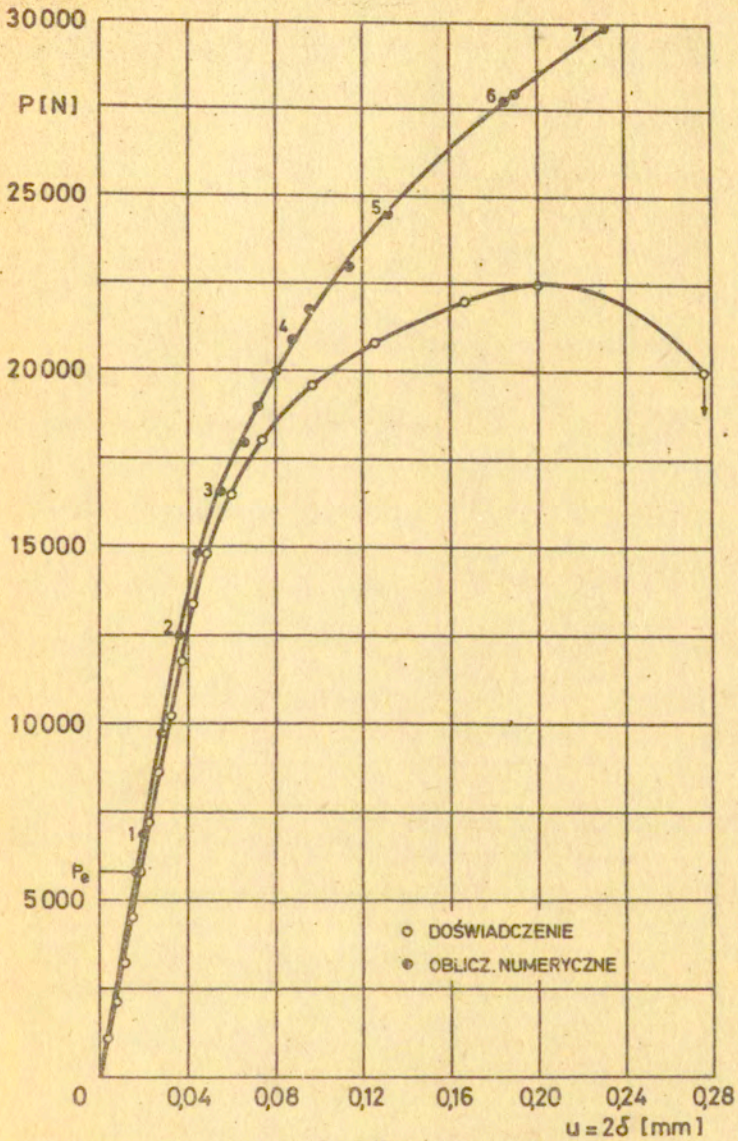
Rys. 2.9



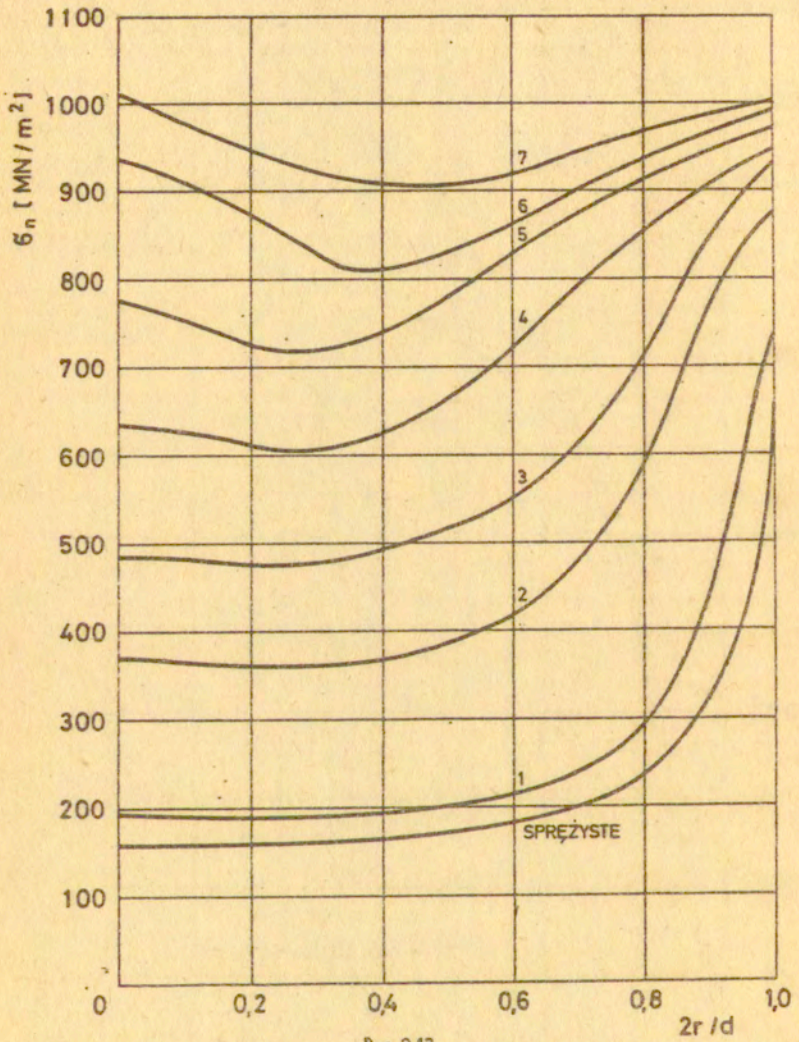
Rys. 2.10










Rys.2.11

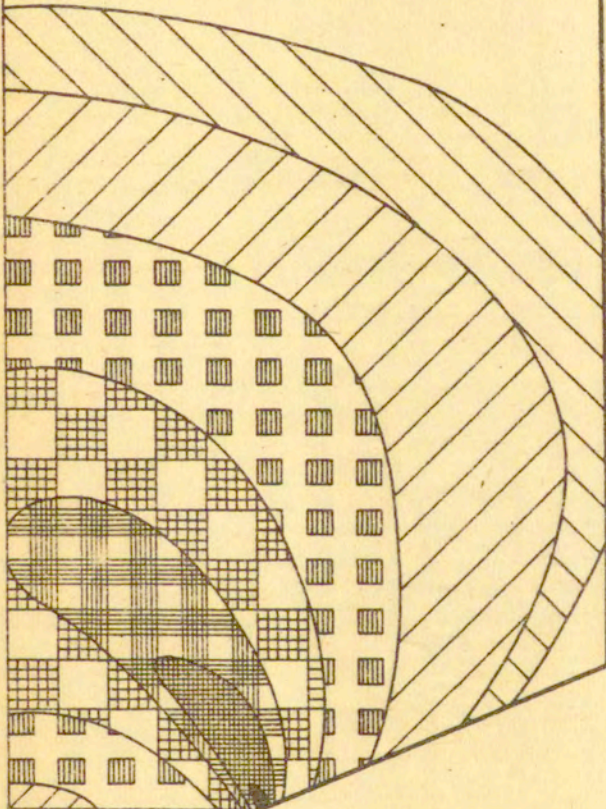


Rys. 2.12

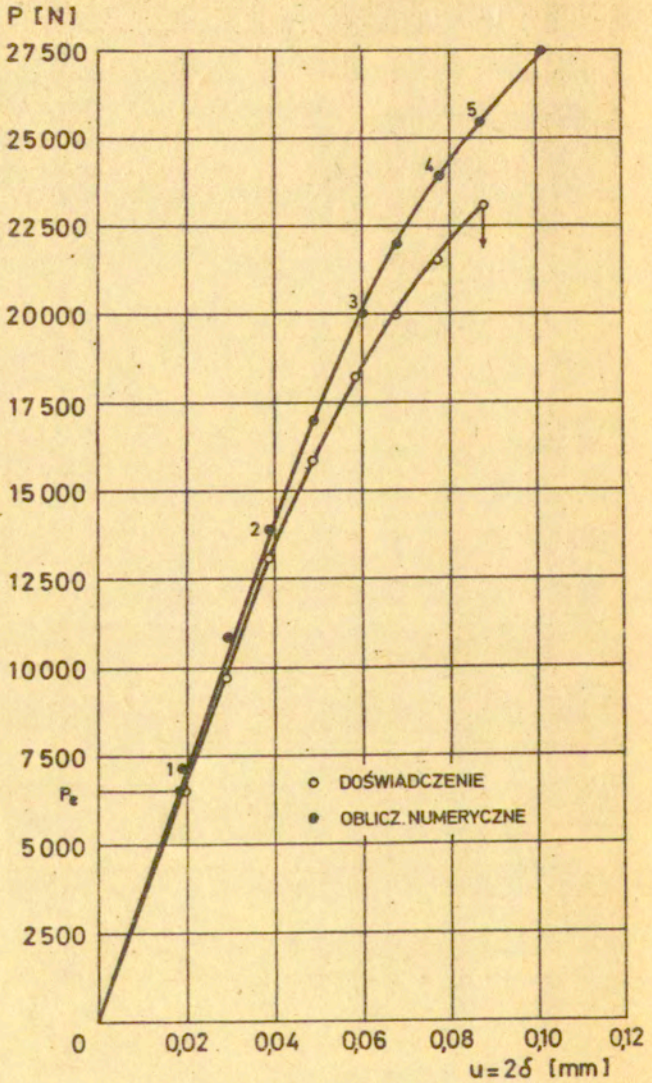


Rys. 2.13

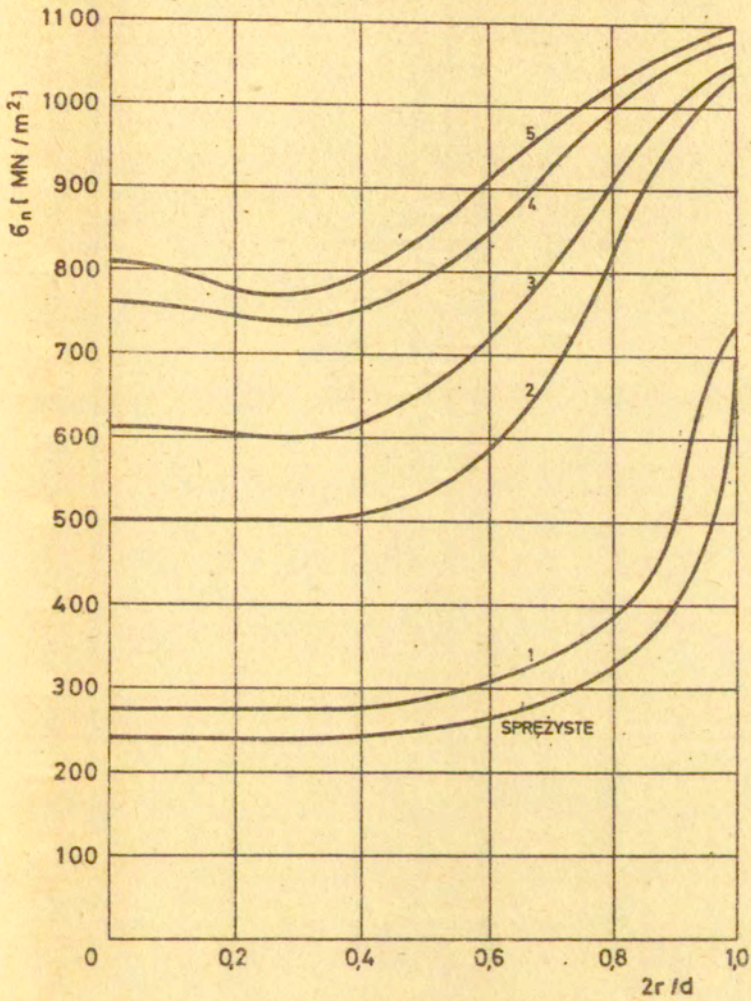
- | | | | | | |
|---|---|------------------------------|---|---|------------------------------|
| 1 |  | $0,044 \leq \lambda$ | 5 |  | $0,005 \leq \lambda < 0,010$ |
| 2 |  | $0,032 \leq \lambda < 0,044$ | 6 |  | $0,001 \leq \lambda < 0,005$ |
| 3 |  | $0,020 \leq \lambda < 0,032$ | 7 |  | $\lambda < 0,001$ |
| 4 |  | $0,010 \leq \lambda < 0,020$ | | | |



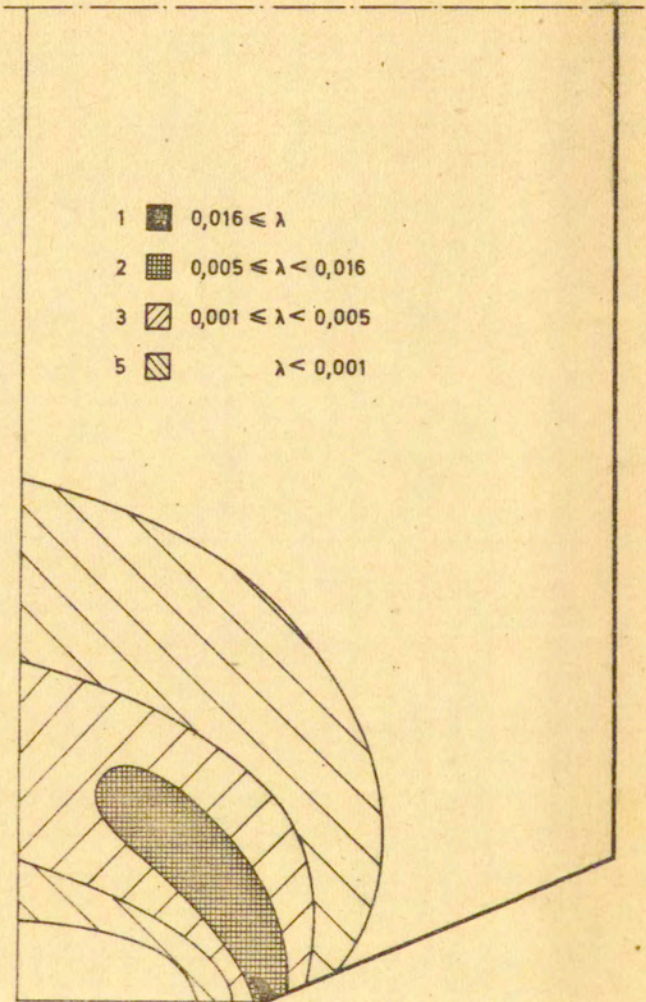
Rys. 2.14



Rys. 2.15



Rys. 2.16



Rys. 2.17

P [N]

50000

45000

40000

35000

30000

25000

20000

15000

10000

5000

0

0,1

0,2

0,3

0,4

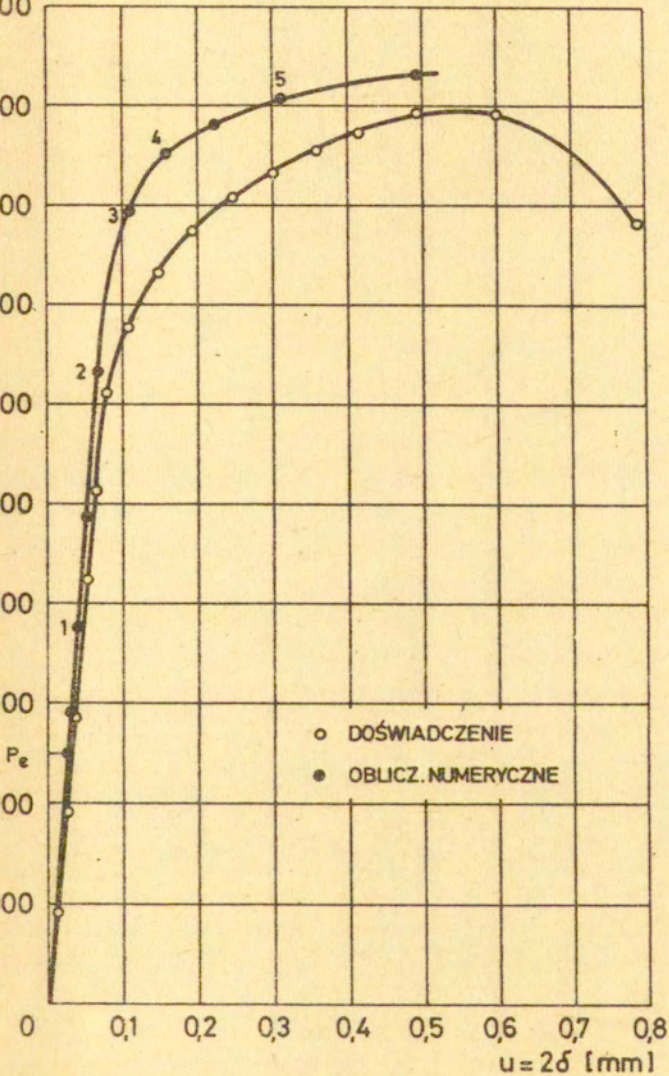
0,5

0,6

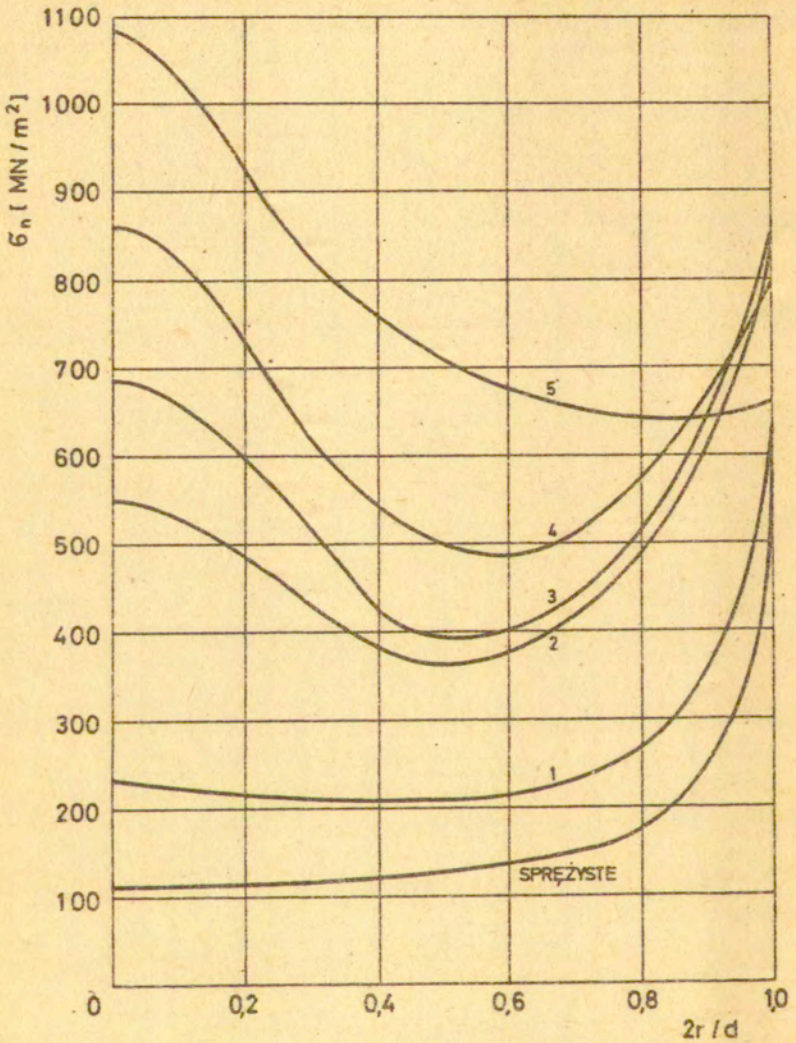
0,7

0,8

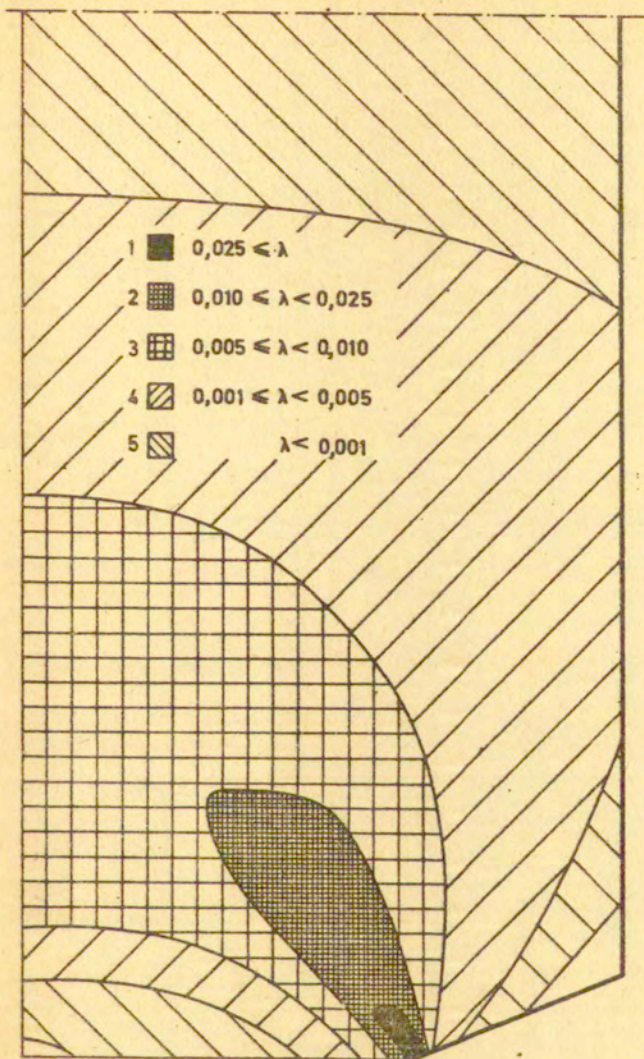
$u = 2\delta$ [mm]



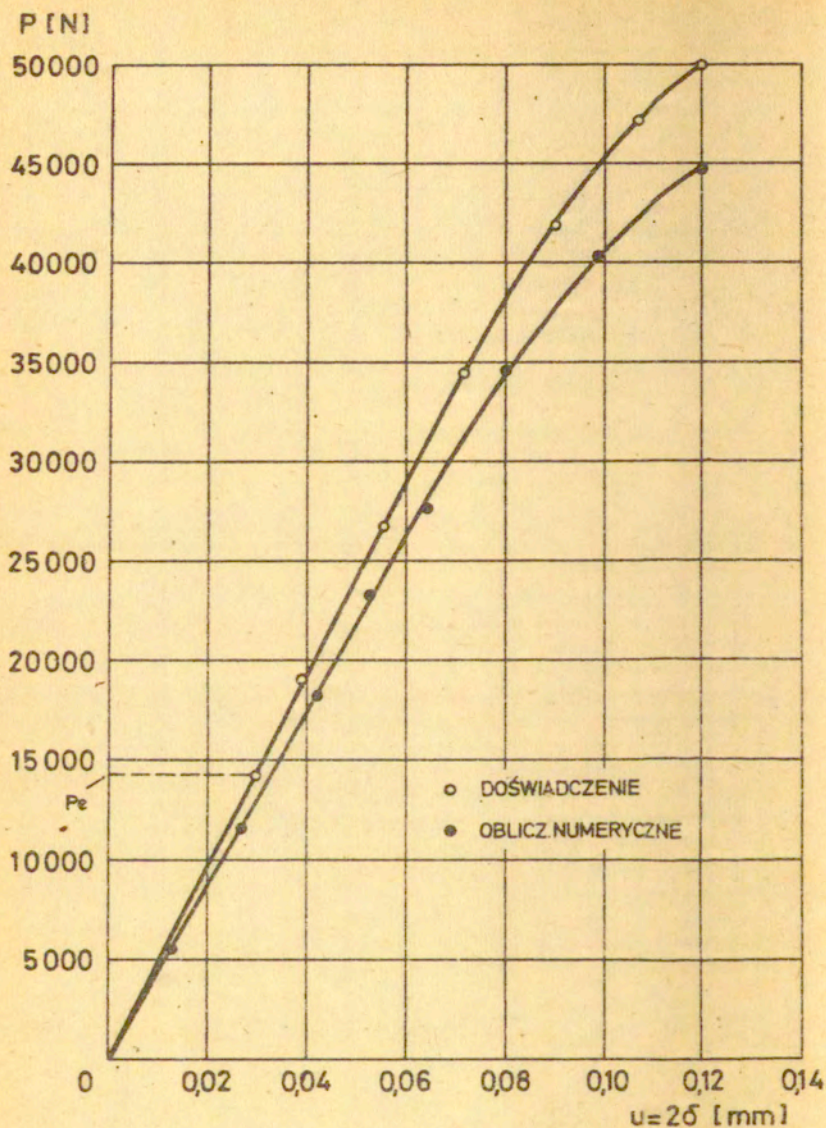
Rys. 2.18



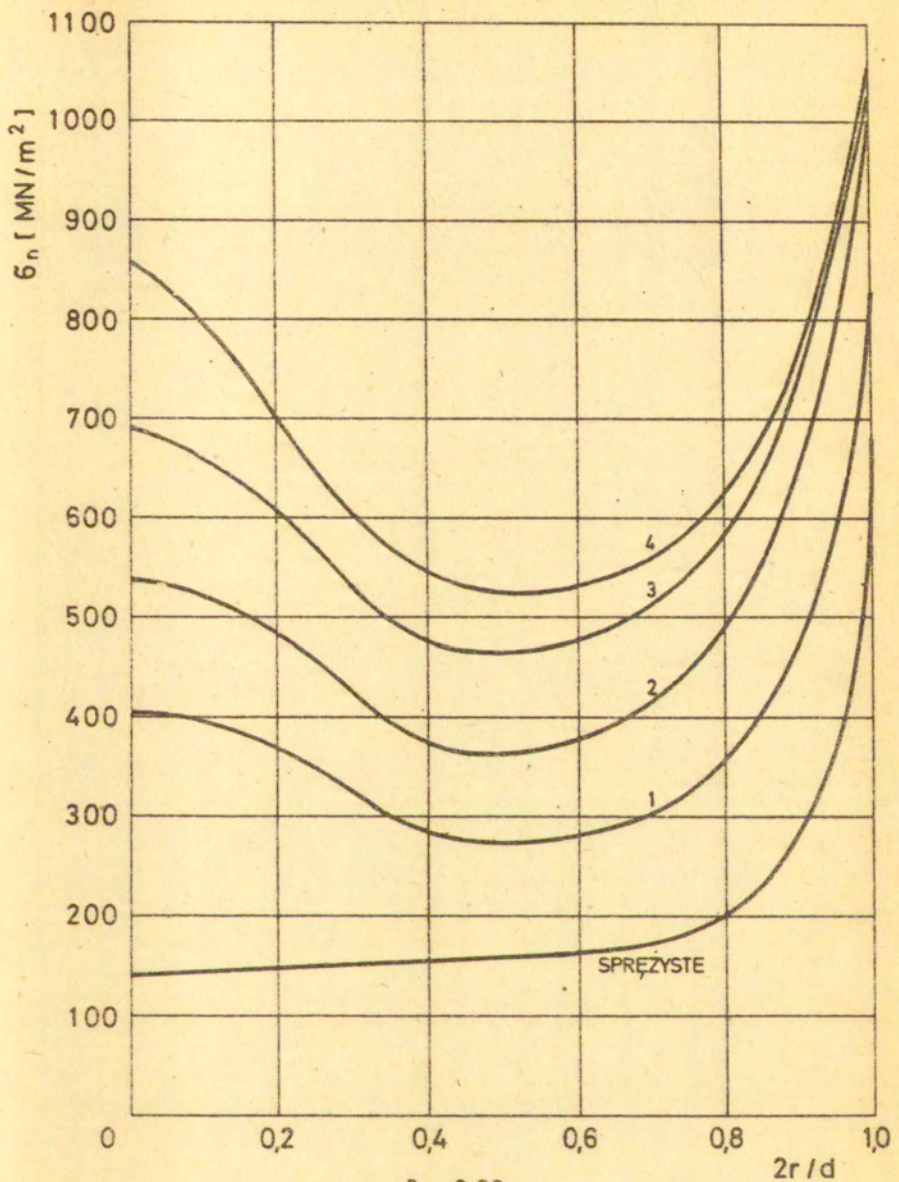
Rys. 2.19



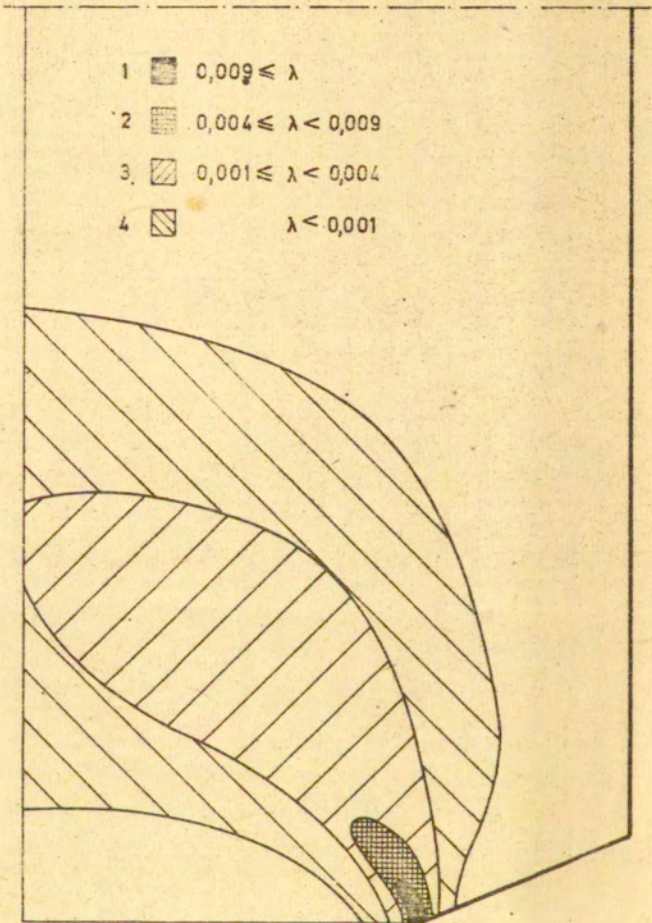
Rys. 2. 20



Rys. 2.21



Rys. 2.22



Rys. 2.23

X	W KARBIE		NA OSI	
	Napężenia główne	Π	Napężenia główne	Π
d = 5 mm	<p>T = 295 K</p> <p>$\sigma_z = 1,42 \sigma_y$ $\sigma_r = -0,176 \sigma_y$ $\sigma_\theta = 1,28 \sigma_y$</p>	0,696	<p>$\sigma_z = 2,31 \sigma_y$ $\sigma_r = -1,31 \sigma_y$ $\sigma_\theta = 1,31 \sigma_y$</p>	0,433
	<p>T = 200 K</p> <p>$\sigma_z = 2,18 \sigma_y$ $\sigma_r = -0,58 \sigma_y$ $\sigma_\theta = 1,62 \sigma_y$</p>	0,458	<p>$\sigma_z = 1,63 \sigma_e$ $\sigma_r = -0,79 \sigma_e$ $\sigma_\theta = 0,79 \sigma_e$</p>	0,514
d = 7,8 mm	<p>T = 295 K</p> <p>$\sigma_z = 1,04 \sigma_y$ $\sigma_r = -0,01 \sigma_y$ $\sigma_\theta = 1,02 \sigma_y$</p>	0,962	<p>$\sigma_z = 2,49 \sigma_e$ $\sigma_r = -1,66 \sigma_e$ $\sigma_\theta = 1,66 \sigma_e$</p>	0,337
	<p>T = 200 K</p> <p>$\sigma_z = 2,16 \sigma_y$ $\sigma_r = -0,49 \sigma_y$ $\sigma_\theta = 1,63 \sigma_y$</p>	0,462	<p>$\sigma_z = 1,74 \sigma_e$ $\sigma_r = -0,89 \sigma_e$ $\sigma_\theta = 0,89 \sigma_e$</p>	0,488

Rys. 2.24

3. Podstawowe rozwiązania teoretyczne oraz metody pomiaru prędkości propagacji szczelin

Nadkrytyczny ruch szczelin odbywa się z bardzo dużymi prędkościami. Zależą one od wielu czynników, spośród których najistotniejszymi są; geometria ciała [39], prędkość obciążania [40], własności plastyczne materiałów [41] oraz temperatura [9]. Jednakże w przypadku szczelin swobodnych, których prędkość rozchodzenia się zależy tylko od sił bezwładności cząstek materiału w jakim ruch zachodzi, zakłada się, że istnieje graniczna wartość prędkości propagacji.

3.1. Rozwiązania teoretyczne z dynamiki propagacji szczelin

W 1948 r. ukazała się praca Motta [42] traktująca o niekontrolowanym ruchu szczelin w sprężystej, nieskończonej płycie. Podał on wzór na prędkość propagacji szczelin z dokładnością do nieznanego mnożnika k . Do klasycznego bilansu energetycznego Griffitha /1.1/ Mott dołączył człon opisujący energię kinetyczną cząstek ciała i otrzymał:

$$/3.1/ \quad -\frac{2\pi\sigma^2 l}{E} + 4\gamma + \frac{\partial K}{\partial l} = 0$$

Wyrażenie na energię kinetyczną K określił na podstawie analizy wymiarowej:

$$/3.2/ \quad K = \frac{1}{2} k_s v_c^2 \left(\frac{\sigma l}{E}\right)^2$$

gdzie v_c jest prędkością propagacji szczeliny, a ρ gęstością materiału. Zatem, podstawiając /3.2/ do /3.1/ otrzymuje się zależność:

$$/3.3/ \quad v_c = \left(\frac{E}{9} \frac{2\pi}{k} - \frac{4\gamma E^2}{k^2 g^2} \right)^{1/2}$$

Gdy długość szczeliny rośnie nieograniczenie $l \rightarrow \infty$, otrzymuje się asymptotyczną prędkość propagacji:

$$/3.4/ \quad v_c^\infty = \sqrt{\frac{E}{9}} \sqrt{\frac{2\pi}{\nu}}$$

Wartość nieznanego mnożnika k wyznaczyli Roberts i Wells [43].

Zbudowali oni wyrażenie na energię kinetyczną na podstawie statycznego rozwiązania problemu szczeliny o długości l w nieskończonej tarczy sprężystej. Z pola przemieszczeń otrzymali:

$$K = \frac{1}{2} g v_c^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2 \right] dx dy$$

Wyrażenie to scałkowali numerycznie. Uzyskaną wartość energii kinetycznej porównali z /3.2/ otrzymując $k = 43,49$ co daje asymptotyczną wartość prędkości propagacji szczeliny równą:

$$/3.5/ \quad v_c^\infty = 0,38 \left(\frac{E}{9} \right)^{1/2} = 0,38 c_0$$

gdzie $c_0^2 = E/g$ jest prędkością rozchodzenia się fal podłużnych w przecie.

Broberg [44] podał pełne dynamiczne rozwiązanie dla symetrycznie propagującej się ze stałą prędkością szczeliny w nieskończonej tarczy sprężystej. W pracy tej udowodnił, że maksymalna prędkość wzrostu swobodnej szczeliny nie może przekroczyć prędkości propagacji powierzchniowych fal Rayleigha c_r . Dynamiczny współczynnik intensywności naprężenia dla tego modelu szczeliny, zmierza do zera, gdy prędkość propagacji szczeliny dąży do c_r . Yoffe [45], rozważając problem ruchu szczeliny ze stałą prędkością

przy zachowaniu stałej długości szczeliny /oba wierzchołki poruszają się w tym samym kierunku/, uzyskała rezultaty, z których wynika, że współczynnik intensywności naprężenia jest niezależny od prędkości ruchu szczeliny. W pracy tej wykazała również, że stosunek naprężeń σ_y/σ_x jest równy jedności w przypadku spoczynku i dąży do zera gdy prędkość propagacji szczeliny zdąży do c_r .

Bardzo trudny do rozwiązania, od strony matematycznej, problem propagacji szczelin ze stałą prędkością, staje się o wiele bardziej skomplikowany, gdy rozważa się nieustalony ruch szczeliny. Do tej pory zadania takie rozwiązano tylko dla przypadków jednowymiarowych tzn. gdy tylko jedna składowa wektora przemieszczenia różna jest od zera. Kostrow [46] podał rozwiązanie problemu nieustalonego ruchu szczeliny w antyplaskim stanie deformacji. Zadanie jakie rozważył pokazano na rys. 3.1 a. W nieograniczonym ośrodku sprężystym o module ścinania $\mu=1$ i prędkości rozchodzenia się fal poprzecznych $b=1$, istnieje szczelina o powierzchniach, których położenie wyznaczają zależności:

$$x_1 \leq x \leq x_2; \quad -\infty \leq y \leq +\infty; \quad z = 0.$$

Wszystkie siły przyłożone do ośrodka skierowane są po osi y i są stałe wzdłuż tej osi $p = p(x,y)$. Wynika stąd, że wektor przemieszczenia jest również skierowany wzdłuż osi y . Zatem jego jedyną niezerową składową jest $w = w(x,y)$. Równanie ruchu, przy tego typu założeniach, upraszcza się bardzo i zapisuje się w postaci:

$$/3.6/ \quad \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

Jeżeli x_0 i t_0 wyznaczają punkt w czasoprzestrzeni, dla którego poszukuje się rozwiązania, to naprężenie τ_{zy} w okolicy wierzchołków poruszającej się szczeliny można opisać asymptotycznymi

zależnościami typu:

$$/3.7/ \quad \begin{cases} \tau_{yz}(x_0, t_0) = \frac{K}{\pi|x_1(t) - x_0|^{1/2}} & \text{dla } x_0 \rightarrow x_1(t) \\ \tau_{yz}(x_0, t_0) = \frac{K}{\pi|x_0 - x_2(t)|^{1/2}} & \text{dla } x_0 \rightarrow x_2(t) \end{cases}$$

gdzie K jest współczynnikiem intensywności naprężenia, który w ruchomym układzie współrzędnych

$$x' = \begin{cases} x - x_1(t) \\ x_2(t) - x \end{cases}$$

daje się wyrazić wzorem:

$$/3.8/ \quad K = (1 - v_c)^{1/2} \int_0^t p(x', t - x') (x')^{-1/2} dx'$$

gdzie

$$v_c = \begin{cases} -\dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{cases}$$

Żądanie, podobnie jak w modelu Dugdale'a-Barenblatta, aby naprężenia we wierzchołkach szczeliny były skończone, wymaga wprowadzenia do rozważań sił kohezji p_0 działających w pobliżu tych wierzchołków w strefach, których rozmiar jest mały w porównaniu z długością szczeliny. Rozkład naprężeń od tych sił opisywany jest zależnością analogiczną do /3.7/ tylko w miejsce K należy wstawić tak zwany "moduł spójności" \mathcal{K} , określony całką:

$$/3.9/ \quad \mathcal{K}(v_c) = \sqrt{1 - v_c} \int_0^t p_0(x', t - x') \frac{dx'}{\sqrt{x'}}$$

Warunek skończoności naprężeń sprowadza się teraz do równości współczynnika intensywności naprężenia K i modułu spójności \mathcal{K} :

$$/3.10/ \quad K = \mathcal{K}(v_c)$$

Znajomość zależności modułu spójności i współczynnika intensywności

ności naprężenia od czasu pozwala określić prędkość dynamicznego wzrostu szczeliny. Kostrow [46] rozważył najprostszy przypadek, gdy obciążenie zewnętrzne jest stałe i niezależne od współrzędnych, $p = \tau_0$ jak na rys. 3.1 b. Pozwoliło mu to wyznaczyć współczynnik intensywności naprężenia:

$$/3.11/ \quad K = 2\sqrt{1-\nu_k} \tau_0 \sqrt{t}$$

Zatem, gdy $t \rightarrow \infty$, przy skończonej wartości modułu spójności K , po podstawieniu /3.11/ do /3.10/ wynika, że prędkość propagacji szczeliny dąży do prędkości rozchodzenia się fal poprzecznych $b=1$, rys. 3.1 b.

Istnieje kilka innych rozwiązań dynamicznego wzrostu szczeliny. Do najciekawszych należy zaliczyć pracę Achenbacha [47], dotyczącą dynamicznego obciążania szczeliny znajdującej się w antypłaskim stanie deformacji. Do drugiej grupy problemów nieustalonego ruchu szczeliny należą zadania rozrywania długich belek, które oparte są na teorii zginania belek [48], [49]. Były one przyczyną powstania nowego rodzaju próbek - DCB /Double Cantilever Beam/, które w obecnej chwili są najszerzej stosowanymi próbkami w badaniach dynamicznych.

Jak wykazał w swoich pracach Freund [50], [51], prędkość propagacji szczeliny w jej nieustalonym ruchu związana jest ze współczynnikiem uwalniania energii potencjalnej ξ . Ruch szczeliny, w ogólnym przypadku, jest rozwiązaniem zwyczajnego równania różniczkowego, będącego uogólnieniem równania /3.10/podanego przez Kostrowa:

$$/3.12/ \quad \xi(1, \nu_0) = f(1, \nu_0, a, \dots)$$

gdzie $\Gamma(1, V_c, \sigma, \dots)$ jest energią zniszczenia zależną od długości szczeliny, jej prędkości i przyśpieszenia oraz wyższych pochodnych po czasie. Jest ona uogólnieniem modułu spójności K , natomiast współczynnik wyzwalaenia energii potencjalnej ξ może być wyznaczony ze znajomości pól sprężystych w pobliżu wierzchołka szczeliny:

$$/3.13/ \quad V_c \xi = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_{\Delta} (\sigma_{ij} u_i n_j + V_c \xi \eta_x) ds$$

gdzie Δ jest małą pętlą wokół wierzchołka, która porusza się wraz ze szczeliną a n_j jest zewnętrzną normalną do tej pętli. ξ oznacza gęstość całkowitej energii, natomiast \dot{u}_i prędkość cząstek.

Nieliczne badania doświadczalne nie potwierdzają przewidywanej teoretycznie granicznej wartości prędkości propagacji szczelin. Pomiaru wykazują, że prędkości te dla materiałów kruchych zawarte są w granicach:

$$0.3c_r \leq V_c \leq 0.65c_r$$

a dla materiałów ciągliwych osiągane są 'co najwyższej wartości:

$$V_c \leq 0.3c_r$$

Próbie wyjaśnienia niezgodności przewidywań teoretycznych z wynikami doświadczeń podjął Kanninen [41], wychodząc z założenia, że prędkość szczeliny jest w zdecydowany sposób ograniczana wzrastającym oporem plastycznego płynięcia, spowodowanym dużymi prędkościami deformacji materiału w pobliżu wierzchołków dynamicznie rozchodzącej się szczeliny. Zakładając model Dugdale'a, Kanninen wykazał, że wielkość strefy plastycznej takiej szczeliny, poruszającej się ze stałą prędkością, nie zależy od prędkości propa-

gacji i jest taka sama jak w przypadku szczeliny stacjonarnej. Przyjmując liniową zależność granicy plastyczności od prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon}$ /liniowa lepko-plastyczność/

$$/3.14/ \quad \sigma_Y = \sigma_{Ys} + F \dot{\epsilon}$$

gdzie σ_{Ys} jest statyczną granicą plastyczności dla prędkości odkształcenia $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, natomiast F jest stałym współczynnikiem.

Jeżeli dodatkowo przyjąć, że gradient odkształcenia w pobliżu wierzchołka propagującej się szczeliny jest niezależny od prędkości $d\epsilon/dx = C$, to dochodzi się do wniosku, że dynamiczne rozwarucie dna szczeliny jest również nieczułe na prędkość propagacji i równe COD. Prowadzi to do następującej równości wynikającej z zależności /1.8/ i /1.12/:

$$/3.15/ \quad \frac{K_C^2}{\sigma_{Ys}^2} = \frac{K_d^2}{\sigma_Y^2}$$

gdzie K_C i K_d są współczynnikami intensywności naprężenia - statycznym i dynamicznym. Podstawiając do /3.15/ w miejsce σ_Y wyrażenie /3.14/ oraz uwzględniając, że

$$/3.16/ \quad \dot{\epsilon} \Big|_{x=0} = \frac{d\epsilon}{dx} \frac{dx}{dt} = v_C C$$

otrzymuje się wzór na prędkość propagacji szczeliny:

$$/3.17/ \quad v_C = \frac{\sigma_{Ys}}{C F} \left[\left(\frac{K_d}{K_C} \right)^2 - 1 \right]$$

Z zależności powyższej wynika, że prędkość wzrostu szczeliny, w przypadku materiałów sprężysto-lepko-plastycznych nie jest stałą materiałową. Ponadto, krytyczna wartość współczynnika intensywności

ności naprężenia rośnie w kwadracie z prędkością propagacji szczeliny. Inny wniosek otrzymuje się z zależności /3.15/, która po pewnych przekształceniach daje się zapisać jako:

$$/3.18/ \quad \left(\frac{K_d}{\sigma_y}\right)^2 = \left(\frac{K_0}{\sigma_{ys}}\right)^2 \left(\frac{K_0}{K_d}\right)^2$$

Gdy prędkość szczeliny rośnie, to stan naprężenia zmienia się z PSN na PSO, gdyż:

$$V_c \xrightarrow{3.17} \left(\frac{K_0}{K_d}\right)^2 \xrightarrow{3.18} \left(\frac{K_d}{\sigma_y}\right)^2$$

Badania doświadczalne opisane w pracy [41] potwierdzają słuszność zależności /3.17/ dla przypadku rozciągania cienkich folii stalowych. Jednakże porównanie z wynikami badań przeprowadzonych na stopie aluminium wykazują już znaczne rozbieżności między teorią i eksperymentem. Główny wniosek wynikający z analizy przeprowadzonej przez Kanninen, który jest słuszny nie tylko w przypadku gdy geometria stref plastycznych towarzyszących szczelinie jest zbliżona do modelu Dugdale'a, można sformułować następująco: w zakresie stosunkowo niedużych prędkości propagacji szczeliny wzrastający opór plastycznego pękania, spowodowany wzrostem prędkości deformacji, jest mechanizmem kontrolującym prędkość wzrostu szczeliny w materiałach lepko-plastycznych.

Z drugiej strony, w rzeczywistych ciałach, wzrost oporu plastycznego pękania i związany z nim wzrost granicy plastyczności musi powodować redukcję strefy plastycznej i w konsekwencji ilość energii dysypowanej w procesie zniszczenia powinna maleć. Tymczasem, badania doświadczalne przeprowadzone przez Paxsona i in. [53] świadczą o zupełnie przeciwnej tendencji. Ilość energii dysypo-

wanej w procesie zniszczenia próbek z polimetakrylanu metylu, dla szczelin propagujących się z prędkościami równymi około 70% prędkości fali Rayleigha, była około 50 razy większa aniżeli w momencie utraty stateczności. Broberg [52] w swojej pracy, opierając się na wcześniej uzyskanych wynikach [54] dotyczących propagacji szczelin z prędkościami rzędu $v_c = 0,6c_r$, w paśmie o innych własnościach sprężystych aniżeli otaczającego go materiału, doszedł do wniosku, że takie ilości energii pochłanianej w procesie zniszczenia związane są z tendencją do rozrywania materiału w kierunku normalnym do kierunku propagacji szczeliny. Taki model zniszczenia wymaga dużo większych ilości energii niż model, dla którego kierunki wzrostu szczeliny i rozrywania materiału pokrywają się:

3.2. Metody doświadczalne w dynamice zniszczenia

Trudności techniczne jakie napotyka się w badaniach doświadczalnych z zakresu dynamiki zniszczenia, związane są z bardzo dużymi prędkościami z jakimi szczeliny poruszają się. Są to wielkości np. dla stali rzędu od 1 do 2 km/s. Dlatego też wszelkie badania tego typu związane są ze stosowaniem skomplikowanej aparatury elektronicznej lub foto-optycznej. Przyjmując zatem jako kryterium podziału metod rodzaj użytej do badań aparatury, pomiarów dokonuje się najczęściej metodami; elektronicznymi, w których rejestruje się zmiany wybranej wielkości elektrycznej w trakcie wzrostu szczeliny, oraz foto-optycznymi, w których najczęściej rejestruje się zmiany długości szczeliny za pomocą bardzo szybkich kamer filmowych.

Wśród metod elektronicznych najpopularniejszą jest metoda rejestracji skokowych zmian oporności siatki przewodzących prąd

pasemek naniesionej na przewidywanej drodze szczeliny, rys. 3.2. Metoda ta była z powodzeniem stosowana np. w pracach [48], [53]. Na próbce 1 nanosi się epoksydową warstwę izolującą 2, na której metodą naparowywania nanosi się zbiór równoległych pasemek przewodzących 3 o jednakowej oporności. Pasemka łączy się równolegle w grupy, które z kolei równolegle dołączają się do źródła prądu. Każda gałąź obwodu ma wejście na oddzielny kanał wielokanałowego magnetofonu 4. W czasie propagacji szczeliny pojedyncze pasma zrywają się, co powoduje skok oporności w danej gałęzi rejestrowany na taśmie magnetofonu. Po zakończeniu doświadczenia taśma jest przegrywana na oscyloskop z pamięcią. Z wykonanego zdjęcia dokonuje się pomiaru czasu /przy znanej prędkości przesuwu taśmy/ pomiędzy poszczególnymi zmianami oporności zarejestrowanymi na taśmie, co przy znanej odległości między pasemkami daje możliwość oceny prędkości propagacji szczeliny.

Inną metodę zastosowano w pracy [55]. Polega ona na ciągłym pomiarze zmian pozornej oporności próbki na skutek propagacji szczeliny. Próbką, której impedancja zmienia się w znany sposób w miarę zmian długości szczeliny, włączona jest w obwód elektryczny równoległe ze stałym bardzo dużym oporem R , rys 3.3. Dzięki temu, amplituda napięcia na wyjściu z próbki $\hat{U}_0(t)$ zmienia się w przybliżeniu proporcjonalnie do zmian oporności próbki $Z(t)$:

$$\hat{U}_0(t) = \frac{\hat{U}_{00} |Z(t)|}{|R + Z(t)|} \cong \frac{\hat{U}_{00}}{|R|} |Z(t)| = D \cdot |Z(t)|$$

gdzie \hat{U}_{00} - napięcie na wyjściu z generatora. Sygnał $\hat{U}_0(t)$ po wzmocnieniu i demodulacji jako sygnał $U(t)$ rejestrowany jest na oscyloskopie. Reprezentuje on zmiany długości szczeliny w czasie. Sygnał ten po przejściu przez układ różniczkujący proporcjonalny jest do prędkości szczeliny i również może być rejestrowany na

oscyloskopie zarówno w funkcji czasu jak i długości szczeliny. Zastosowanie tej metody wymaga uprzedniej kalibracji, to znaczy znalezienia zależności pomiędzy napięciem rejestrowanym przez oscyloskop a długością szczeliny. Kalibrację przeprowadza się na tym samym stanowisku mierząc oporność próbek o różnej długości szczeliny.

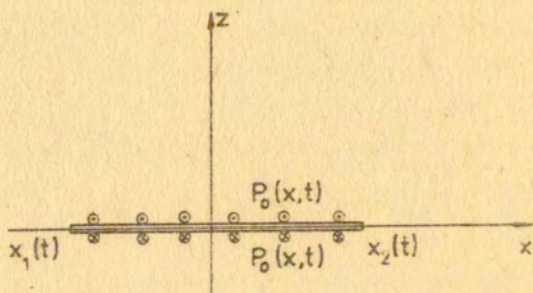
W optycznych metodach pomiaru prędkości propagacji szczelin używa się specjalnych szybkich kamer do dyskretnej lub ciągłej rejestracji zmian długości szczeliny w czasie. Na rys. 3.4 przedstawiono schemat kamery z wirującym lustrem, która umożliwia wykonanie około 2×10^6 klatek na sekundę. W kamerze tej umieszczone jest płaskie dwustronne lustro obracające się w próżni. Na lustro pada wiązka światła z obiektywu i po odbiciu się od niego trafia na jedną z trzydziestu szeregowo ustawionych soczewek 2 za którymi umieszczony jest film. Zatem, kamera ta umożliwia wykonanie trzydziestu oddzielnych zdjęć. Aby zsynchronizować moment rozpoczęcia propagacji szczeliny z odpowiednim położeniem lusterka oraz z włączeniem lampy błyskowej, w kamerze przed pierwszą soczewką umiejscowiona jest fotodioda. Problem synchronizacji w przypadku próbek obciążanych wybuchowo rozwiązano następująco. Po uruchomieniu lusterka włącza się dodatkowe źródło światła, co przy odpowiednim położeniu lusterka powoduje powstanie sygnału elektrycznego z fotodiody, który odpowiednio wzmacniony włącza lampę błyskową i odpala detonator. Taką odmianę pomiaru prędkości wzrostu szczeliny stosuje się w przypadku próbek nieprzeźroczystych [56]. Przygotowanie próbki polega na wypolerowaniu jej na przewidywanej drodze propagacji szczeliny, gdyż w tym przypadku próbka pełni rolę lustro odbijającego światło z lampy błyskowej. Podobną techniką doświadczalną Theocaris [40] stosuje do

pomiaru prędkości rozchodzenia się szczelin w materiałach przezroczystych. Położenie wierzchołka szczeliny w takich materiałach określa ciemna plamka powstająca tuż przed wierzchołkiem szczeliny. Jest to tzw. zjawisko kaustyki.

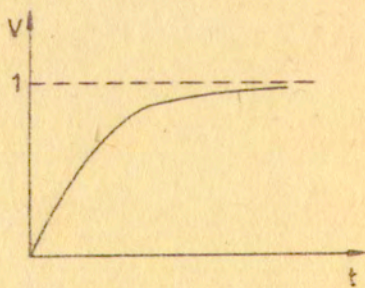
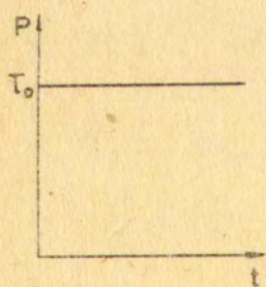
Przedstawione powyżej metody znajdują zastosowanie w przypadku badań przeprowadzanych na stosunkowo dużych próbkach. Zapewniają one ciągłą lub dyskretną rejestrację zmian długości szczeliny w czasie. Wykorzystanie ich związane jest z koniecznością stosowania specjalnego, skomplikowanego oprzyrządowania. W większości wypadków, za pomocą stosowanych metod niemożliwy jest pomiar początkowej, bardzo krótkiej fazy przyspieszania szczeliny.

W niniejszej pracy zastosowano zupełnie inną metodę, polegającą na pomiarze impulsu odciążenia, propagującego się wzdłuż długiej próbki, powstałego w wyniku przejścia szczeliny przez poprzeczny przekrój próbki [57]. Metoda ta oparta jest na zasadzie pręta Hopkinsona i umożliwia dokonanie bardzo dokładnego pomiaru średniej prędkości propagacji szczeliny, a także na podstawie analizy kształtu impulsu, wyznaczenie przyspieszenia oraz charakteru zmian prędkości.

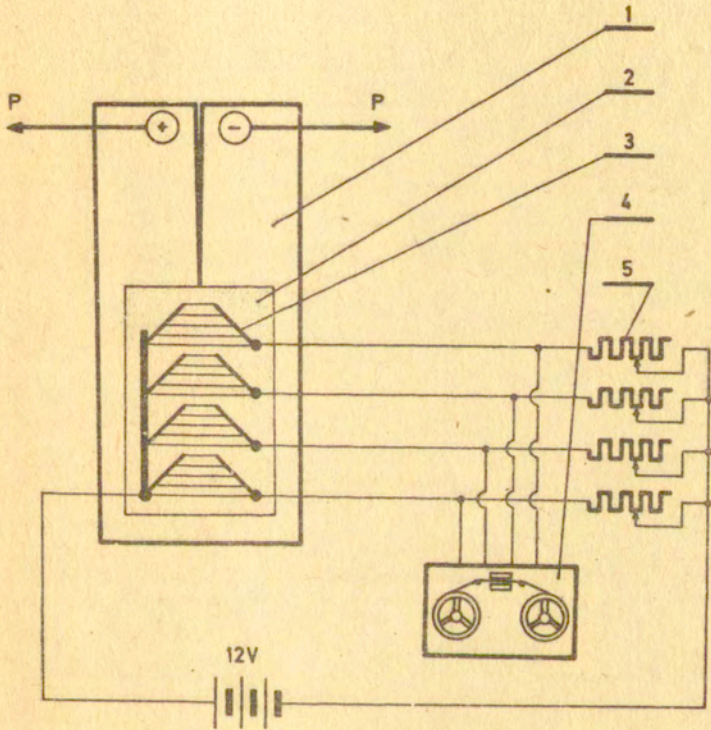
a)



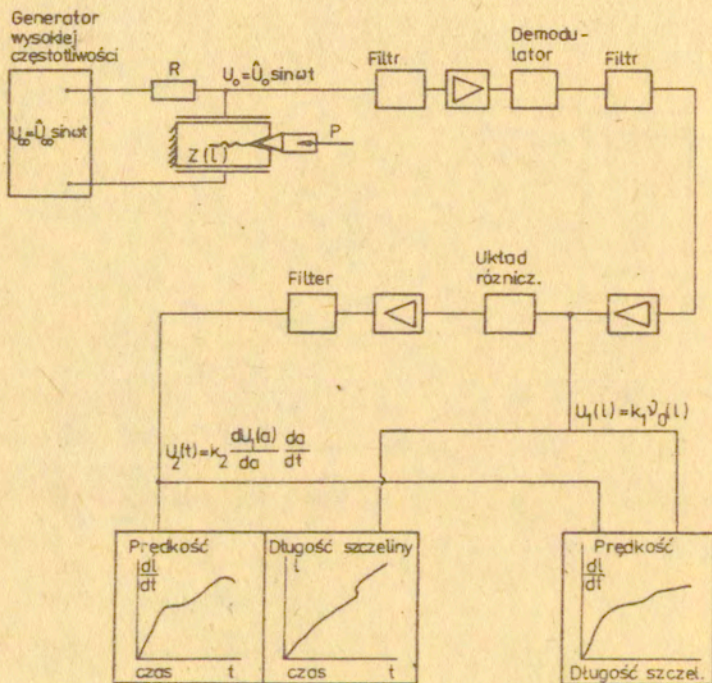
b)



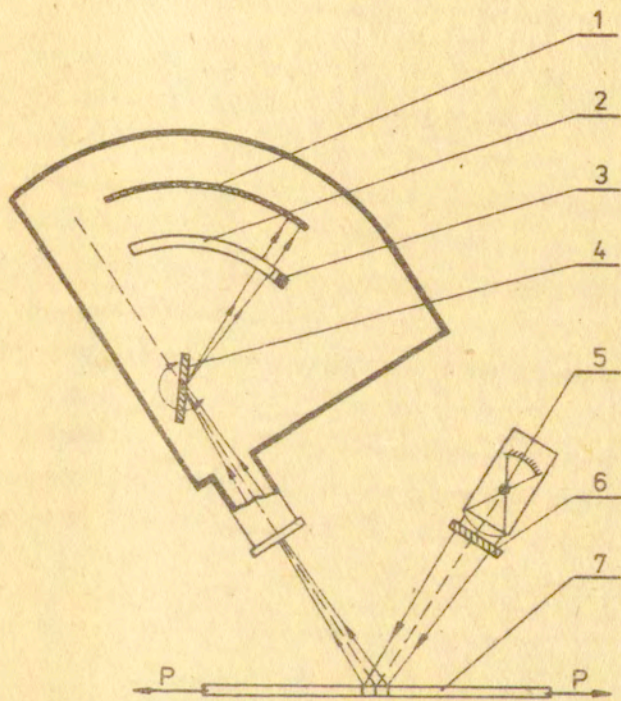
Rys. 3.1



Rys. 3.2



Rys. 3.3



Rys. 3.4

4. Pomiar prędkości propagacji szczelin poprzez rejestrację kształtu fali odciążenia powstałej w wyniku zniszczenia

4.1. Rozchodzenie się fal sprężystych w prętach

Metoda pomiaru prędkości propagacji szczelin zaproponowana w pracy [57] polega na pomiarze kształtu i długości impulsu odciążenia powstałego w wyniku zniszczenia prętów z karbem. Impuls, będący grupą podłużnych fal sprężystych, mierzony jest w pewnej odległości od miejsca nacięcia karbu. Dokładne sformułowanie i rozwiązanie równań rozchodzenia się fal sprężystych w prętach walcowych podane zostało przez Pochhammera oraz Chree [15], [58]. W nieskończonym walcu sprężystym, którego oś symetrii pokrywa się z osią z walcowego układu współrzędnych, propaguje się fala. Niech wektor przemieszczenia \bar{u} ma tylko dwie składowe u_r i u_z niezależne od zmiennej φ . Jest to przypadek rozchodzenia się fal podłużnych. Zaniedbując siły masowe, równania ruchu zapisują się w postaci:

$$/4.1/ \quad \begin{cases} \mu (\nabla^2 - \frac{1}{r^2}) u_r + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial r} = s \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} \\ \mu \nabla^2 u_z + (\lambda + \mu) \frac{\partial e}{\partial r} = s \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \end{cases}$$

gdzie:

μ, λ - stałe Lamego,

s - gęstość materiału,

$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - operator Laplace'a,

$e = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{\partial u_z}{\partial z}$ - dylatacja.

Rozwiązując równanie /4.1/ metodą separacji zmiennych tzn. zakia-

dając rozwiązanie w postaci:

$$/4.2/ \quad \begin{cases} u_r = U(r) \exp [i(kz - \omega t)] \\ u_z = W(r) \exp [i(kz - \omega t)] \end{cases}$$

otrzymuje się formuły na $U(r)$ i $W(r)$, w których występują dwie stałe. Wyznacza się je z warunków znikania naprężeń σ_{rr} i σ_{rz} na pobocznicy walca. Warunki te prowadzą do tzw. równania częstotliwości:

$$[(\frac{\omega}{c_2})^2 - 2k^2] (1 - \frac{1}{8} \sqrt{2} a^2) [\sqrt{1} (1 - \frac{3}{8} \sqrt{1} a^2) + \frac{\lambda}{\mu} (\frac{\omega}{c_1})^2 (1 - \frac{1}{4} \sqrt{1} a^2)] +$$

/4.3/

$$2k^2 \sqrt{1}^2 (1 - \frac{3}{8} \sqrt{2} a^2) (1 - \frac{1}{8} \sqrt{1} a^2) = 0$$

gdzie:

a - promień walca,

$c_1 = (\frac{\lambda + 2\mu}{\rho})^{1/2}$ - prędkość fali dylatacyjnej,

$c_2 = (\frac{\mu}{\rho})^{1/2}$ - prędkość fali ściennej,

$\sqrt{1} = (\frac{\omega}{c_1})^2 - k^2$,

$\sqrt{2} = (\frac{\omega}{c_2})^2 - k^2$.

Ograniczając się do wyrazów zależnych liniowo od promienia walca, równanie częstotliwości upraszcza się tak, że możliwe jest wyznaczenie prędkości rozchodzenia się fal podłużnych:

$$/4.4/ \quad c^{(0)} = (\frac{E}{\rho})^{1/2}$$

Dokładniejsze wyrażenie na prędkość otrzymuje się po uwzględnieniu członów zawierających promień walca w kwadracie:

$$/4.5/ \quad c^{(1)} = (\frac{E}{\rho})^{1/2} [1 - \frac{1}{4} \frac{\lambda}{\lambda + \mu} k^2 a^2]$$

Z zależności /4.5/ wynika, że prędkość fali podłużnej zależy od jej długości, $\Lambda = 2\pi/k$. Zatem, przewiduje ona dyspersję fal.

Podstawiając zależność /4.4/ do /4.5/ otrzymuje się:

$$/4.6/ \quad c^{(1)} = c^{(0)} \left[1 - \sqrt{2} \pi^2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \right]$$

w której $\sqrt{2} = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\lambda + \mu}$ jest ułamkiem Poissona. Z ostatniego wzoru wynika, że człon odpowiedzialny za dyspersję fal zależy od stosunku promienia walca a do długości fali λ . W przypadku, gdy $a/\lambda < \frac{1}{5}$ ograniczenie się do elementarnej teorii propagacji fal w prętach /przybliżenie zerowe/ powoduje, że popełniany błąd jest mniejszy od 4 % i maleje w kwadracie w miarę zmniejszania się stosunku a/λ . Już przy wartości $a/\lambda = 0,1$ wynosi on tylko 0,9%.

W przypadku rozchodzenia się antysymetrycznego impulsu, będącego zbiorem fal giętnych, układ równań /4.2/ należy rozszerzyć o jeszcze jedno równanie na składową u_y wektora przemieszczenia, która również jest niezależna od zmiennej φ . Postępowanie analogiczne do opisanego powyżej, prowadzi do następującego równania na prędkość fali giętnej, jeżeli odpowiednie równanie częstotliwości uprościć do wyrazów zawierających promień walca w kwadracie:

$$/4.7/ \quad c_f^{(1)} = c^{(0)} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 a^2}}}$$

Gdy $\lambda/a \rightarrow 0$ to znaczy w przypadku bardzo krótkich fal giętnych, przybliżenie to przewiduje, że prędkość fazowa dąży do prędkości propagacji fal podłużnych $c_f^{(1)} \rightarrow c^{(0)}$. Dokładniejsza teoria propagacji fal giętnych podaje zaś, że graniczna prędkość równa jest prędkości powierzchniowych fal Rayleigha.

Rozmywanie się grupy fal, tzn. zmiana kształtu i powiększanie się długości impulsu składającego się z fal o różnej częstotliwości, jest przyczyną błędów przy pomiarze długości impulsów. Aby błąd ten był jak najmniejszy, pomiaru należy dokonywać możliwie najbliżej miejsca inicjacji impulsu. Jednakże, w przypadku

gdy stosunek promienia pręta do długości impulsu jest dostatecznie mały, nawet przy znacznych odległościach miejsca pomiaru od miejsca inicjacji, błąd może być pominięty.

Dokonując pomiaru fal za pomocą tensometrów elektrooporowych należy pamiętać, że sygnał elektryczny z tensometru jest proporcjonalny do odkształcenia uśrednionego na długości jego bazy. Zatem, aby błąd pomiaru wynikający ze skończoności długości bazy tensometru był jak najmniejszy, do badań należy używać tensometrów jak najkrótszych. Jeżeli propagujący się impuls ma charakter sprężysty i słuszne jest prawo Hooke'a, to mierzone odkształcenie jest proporcjonalne do siły, $\bar{\epsilon} = A \cdot E \bar{\epsilon}$. Przedstawione zależności tworzą teoretyczne podstawy metody pomiaru sił i naprężeń za pomocą pręta Hopkinsona [58].

4.2. Fala odciążenia powstała w wyniku zniszczenia pręta jako szczególny przypadek fali sprężystej

W latach pięćdziesiątych, badając zniszczenie kruchych próbek ze szkła oraz ze stali, zaobserwowano zjawisko pęknięcia ich w dwóch różnych przekrojach. Fakt ten, nazwany później zjawiskiem drugiego zniszczenia, wyjaśnił Miklowitz [59]. Przyjął on, że impulsy giętny i podłużny, powstające w wyniku zniszczenia pręta w pewnym przekroju, interferują ze sobą po odbiciu się szybszego impulsu podłużnego od końca próbki. Powoduje to, że próbka pęka po raz drugi w pobliżu końca, od którego nastąpiło odbicie. Podłużne impulsy odciążenia, powstające w metalowych drutach pękających w warunkach jednoosiowego rozciągania, zarejestrował Oi [60] za pomocą tensometrów oporowych naklejonych na badanych drutach. Phillips [61] rozwiązał zagadnienie propagacji podłużnych fal odciążenia oraz fal giętnych generowanych w procesie zniszczenia.

Wyniki analizy zgodziły się dosyć dokładnie z wynikami przeprowadzonych przez niego doświadczeń na próbkach szklanych.

Niech w pewnym przekroju pręta, rys. 4.1, propaguje się szczelina z prędkością $V_c(t)$. Siła przenoszona przez niezniszczoną część przekroju w dowolnej chwili czasu jest równa:

$$P = \int_{S(t)} \sigma_2(t) dS$$

gdzie S jest polem niezniszczonej części przekroju zmieniającym się w czasie. W ogólnym przypadku mimośrodowej propagacji szczeliny, oprócz siły P w przekroju pręta działa również moment gnący M . W miarę wzrostu szczeliny wartość siły i momentu będzie się zmieniać. Charakter tych zmian przedstawiono na rys. 4.1. Proces odciążenia kończy się w chwili, gdy cały przekrój pręta ulegnie zniszczeniu, co manifestuje się spadkiem siły i momentu do zera. Taki dynamiczny proces powoduje, że wzdłuż próbki rozchodzą się podłużny impuls odciążenia $\epsilon^-(t)$ oraz zbiór fal giętnych. Jak wykazano w pracy [57], do oceny prędkości propagacji szczeliny wystarczy tylko znajomość podłużnego impulsu odciążenia. Pomiaru tego impulsu dokonuje się w następujący sposób. Na osiowo-symetrycznym długim pręcie w połowie jego długości nacięty jest karb /rys. 4.2/. Pręt rozciąga się w sposób statyczny aż do momentu zniszczenia. W związku z tym, cały pręt za wyjątkiem bezpośredniego otoczenia karbu, znajduje się w stanie jednoosiowego naprężenia, $\sigma_2 = P/S_0$. Proces zniszczenia powoduje dynamiczne odciążenie próbki, które rozchodzi się w postaci impulsu $\epsilon^-(t)$, z prędkością c_0 . Zatem jego długość wynosi $\Lambda = t_k c_0$, gdzie t_k jest czasem trwania procesu zniszczenia. Gdy impuls osiągnie koniec próbki, odbija się od niego i propaguje w przeciwnym kierunku. Na pręcie, w dwóch pozycjach pomiarowych 1 i 2, naklejone

są tensometry elektrooporowe. W pozycji 1 tensometr wyzwalaający, którego zadanie zostanie omówione później, zaś w pozycji 2 tensometr pomiarowy, dokonujący pomiaru kształtu i długości impulsu odciążenia. Aby pomiar zachodził bez zakłóceń zarówno od strony impulsu giętnego jaki od strony impulsu $\varepsilon(t)$ odbitego od końca próbki, należy odpowiednio wybrać długość próbki oraz pozycję pomiarową 2.

Tensometr pomiarowy 2 należy naklejać w takiej odległości od przekroju karbu X_{\min} , aby podłużna fala odciążenia propagująca się z prędkością c_0 , mogła oddzielić się od impulsu giętnego rozchodzącego się z prędkością c_r , która co najwyżej może być równa prędkości powierzchniowych fal Rayleigha c_r /p. 4.17/.
Zatem:

$$\frac{X_{\min}}{c_r} - \frac{X_{\min}}{c_0} = t_k$$

a stąd:

$$/4.8/ \quad X_{\min} = \frac{t_k c_0 c_r}{c_0 - c_r} = \frac{\Lambda}{\frac{c_0}{c_r} - 1}$$

gdzie $\Lambda = c_0 t_k$ jest długością impulsu podłużnego.

Minimalna długość próbki musi być taka, aby czas t_m jaki jest potrzebny na przebycie drogi od pozycji pomiarowej do końca próbki i z powrotem, z prędkością c_0 , był dłuższy od czasu trwania procesu zniszczenia t_k , rys. 4.2:

$$t_m = \frac{L_{\min} - 2X_{\min}}{c_0} \geq t_k$$

Z nierówności tej wynika, że:

$$L_{\min} \geq 2X_{\min} + c_0 t_k$$

Podstawiając do powyższej zależności wyrażenie /4.8/ widać, że

próbka powinna być dłuższa niż:

$$/4.9/ \quad L_{\min} \geq \frac{c_0 + c_f}{c_0 - c_f} \Lambda$$

Aby móc zaniedbać geometryczną dyspersję fal powinien być spełniony warunek $a/\Lambda \leq 1/5$ co zapewnia, że błąd pomiaru czasu t_k będzie mniejszy od 4%. Ponieważ do badań użyto prętów o średnicy $D = 12 \text{ mm}$ / $a = 6 \text{ mm}$, warunek ten nakłada wymagania na średnicę próbki w karbie d , od której zależy długość impulsu $\mathcal{E}(t)$. Mianowicie, impuls nie może być krótszy niż:

$$\Lambda = c_0 t_k \geq 5a = 30 \text{ mm}$$

Zatem, najkrótszy czas trwania procesu zniszczenia wyniesie:

$$t_k \geq \frac{30}{c_0} [\text{s}]$$

Dla stali prędkość rozchodzenia się fal podłużnych w prętach wynosi $c_0 = 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$, więc czas trwania procesu zniszczenia nie powinien być krótszy aniżeli:

$$/4.10/ \quad t_k \geq 6 \mu\text{s}$$

Średnica próbki w karbie związana jest z czasem trwania procesu zniszczenia oraz średnią prędkością propagacji szczeliny. Jeżeli przyjąć najmniej korzystny wariant inicjacji szczeliny na osi próbki, to średnicę próbki w karbie wyznacza zależność:

$$/4.11/ \quad d = 2\bar{V}_c t_k$$

Jak wynika z obliczeń numerycznych przedstawionych w rozdziale 2, taki sposób zniszczenia zachodzi w przypadku zaawansowanego płynięcia próbki w karbie, a więc będzie to zniszczenie ciągłe.

Prędkość propagacji szczelin w materiałach plastycznych jest stosunkowo niska i wynosi około $V_c = 0,15c$, co dla stali daje wartość $V_c = 0,45 \text{ mm}/\mu\text{s}$. Podstawiając tę liczbę do zależności /4.11/ otrzymuje się, że średnica próbki w karbie nie powinna być mniejsza niż:

$$d \geq 5 \text{ mm}.$$

Do badań użyto próbek o dwóch średnicach w karbie $d = 5 \text{ mm}$ oraz $d = 7,8 \text{ mm}$. Dla wszystkich próbek długość wynosiła $L = 900 \text{ mm}$, średnica poza karbem $D = 12 \text{ mm}$, kąt rozwarcia karbu 45° , promień zaokrąglenia dna karbu nie większy niż $0,03 \text{ mm}$. Tensometry pomiarowe naklejane były w odległości $X = 120 \text{ mm}$ od przekroju karbu, zaś tensometry wyzwalające w jego bezpośrednim sąsiedztwie. Próbki o takich wymiarach spełniają warunki /4.8/, /4.9/ i /4.10/ ze znacznym zapasem.

4.3. Kształt podłużnego impulsu odciążenia a prędkość propagacji szczeliny

Rejestrowany przez tensometry pomiarowe impuls odciążenia $\varepsilon^-(t)$, na podstawie prawa Hooke'a, jest proporcjonalny do zmian siły $P(t)$, które wywołane są ubytkiem pola powierzchni przenoszącej obciążenie oraz redystrybucją naprężeń, będących skutkiem dynamicznej propagacji szczeliny. Kształt impulsu $\varepsilon^-(t)$, a co za tym idzie również impulsu $P(t)$, zależy więc od prędkości propagacji szczeliny, rozkładu naprężeń, kształtu frontu szczeliny i miejsca jej inicjacji. Kształt ten można przewidzieć analitycznie, przyjmując założenia upraszczające odnośnie postaci frontu szczeliny oraz charakteru zmian średniego naprężenia $\bar{\sigma}_z$ w trakcie ruchu szczeliny. Naprężenie to zdefiniowane jest jako:

$$\bar{\sigma}_z = \frac{1}{A(t)} \int_{A(t)} \sigma_z(r,t) dA$$

/4.12/

Prędkość propagacji szczeliny wyznacza się poprzez porównanie przebiegów $P(t)$, uzyskanych analitycznie, z impulsami pomierzonymi w doświadczeniach. Porównania tego można dokonać dwoma sposobami:

1/ zarejestrowany doświadczalnie impuls odciążenia $P(t)$, aproksymuje się funkcją wielomianową

$$/4.13/ \quad P(t) = P_{\max} \sum_i a_i t^i$$

w której:

a_i - nieznane współczynniki,

t - czas

P_{\max} - siła przy jakiej rozpoczyna się proces zniszczenia,
 $i = 0, 1, 2, \dots, n$.

Na podstawie zależności /4.12/ oraz przy założonym kształcie frontu szczeliny można napisać:

$$/4.14/ \quad P(t) = \bar{\sigma}_z(t) A(t) = P_{\max} \sum_i a_i t^i$$

Z wyrażenia tego wyznacza się funkcję $A(t)$, zmian pola przekroju przenoszącego obciążenie, która w prosty sposób związana jest z długością szczeliny $l(t)$ oraz kształtem jej frontu, $A(t) = f[l(t)]$. Zatem z zależności /4.14/ otrzymuje się wyrażenie na zmianę długości szczeliny w czasie, a stąd po zróżniczkowaniu, prędkość propagacji szczeliny, $V_c(t)$. Sprawdzeniem poprawności wykonanych obliczeń jest średnia prędkość rozchodzenia się szczeliny:

$$/4.15/ \quad \bar{V}_c = \frac{1}{t_k} \int_0^{t_k} V_c(t) dt = \frac{L}{t_k}$$

gdzie t_k jest doświadczalnie wyznaczonym czasem trwania procesu zniszczenia, L jest drogą przebytą przez szczelinę.

Jest ona znana, gdy określone jest miejsce w jakim szczelina powstaje.

ii/ Drugi sposób polega na przyjęciu funkcji $V_c(t)$ w postaci wielomianu n-tego stopnia:

$$/4.16/ \quad V_c(t) = \bar{V}_c \sum_{i=1}^n \alpha_i t^i$$

Umożliwia to analityczne wyznaczenie zmian pola przekroju przenoszącego obciążenie oraz impulsu $P(t)$, gdy utrzymane są te same założenia upraszczające jak w przypadku poprzednim. Nieznane współczynniki α_i wyznacza się, układając n równań z n niewiadomymi, po dokonaniu pomiarów siły P dla danego czasu t , z doświadczalnie uzyskanych oscylogramów. Rozwiązanie tego układu równań wyznacza bezpośrednio funkcję /4.16/.

Przeprowadzenie pomiaru impulsu odciążenia w różnych temperaturach umożliwi zatem ocenę wpływu temperatury na przyspieszenie i prędkość propagacji szczeliny.

4.4. Opis stanowiska badawczego i wyniki pomiarów

Badania dynamiczne, podobnie jak i badania statyczne, przeprowadzono w pięciu różnych temperaturach: $T = 295, 270, 250, 230$ i 200 K. Osiowo-symetryczne próbki o długości 900 mm z karbem typu V, o kącie rozwarcia 45° i promieniu zaokrąglenia dna karbu $s \leq 0,03$ mm, rozciągane były w sposób quasi-statyczny na maszynie wytrzymałościowej INSTRON 1250, aż do momentu zniszczenia, rys. 4.3. Na próbkach w odległości $X = 120$ mm od przekroju karbu naklejano, na powierzchni bocznej walca, dwa tensometry pomiarowe połączone ze sobą szeregowo. Usytuowane były naprzeciw siebie na jednej średnicy pręta. Szeregowo połączenie dwóch tenso-

metrów powoduje wzmocnienie efektu zmian oporności, a jednocześnie dodatkowo eliminuje możliwość pomiaru fali giętej. W doświadczeniach używano tensometrów foliowych o bazie pomiarowej 3 mm. Natomiast w pobliżu karbu naklejano jeden tensometr wyzwalający, którego zadaniem było wyzwolenie podstawy czasu oscyloskopów. Impuls elektryczny powstały w wyniku przejścia przez tensometr wyzwalający fali odciążenia, wzmocniony przez wzmacniacz tensometryczny WT, wyzwał podstawę czasu oscyloskopu OSA 601 oraz oscyloskopu HP z pamięcią. Umożliwiało to dokonanie dokładnej rejestracji impulsu $\varepsilon^{-}(t)$ przez tensometry pomiarowe.

Próbki, w zależności od temperatury badania, umieszczone były w komorze schładzanej za pomocą CO_2 w stanie stałym lub w celu uzyskania niższych temperatur /230 K i 200 K/ dodatkowo w zbiorniczku z krzepnącym wodnym roztworem alkoholu. Temperaturę krzepnięcia regulowano zmieniając stężenie roztworu. Pomiaru temperatur dokonywano za pomocą termopary umieszczonej w pobliżu karbu. W każdym doświadczeniu rejestrowano proces statycznego obciążania próbek na trzykanałowym rejestratorze konsoli sterującej. Dokonywano na nim zapisu zmian siły $P(t)$ i przemieszczenia trawersy maszyny w czasie, $\Delta l_i(t)$. Impulsy $\varepsilon^{-}(t)$, zarejestrowane przez oscyloskopy, fotografowano za pomocą kamery POLAROID. Po zakończonej próbie wykonywano również zdjęcia fraktograficzne na mikroskopie metalograficznym NEOPHOT. Na rysunkach 4.4 i 4.5 przedstawiono przykładowe fraktogramy i oscylogramy dla próbki o średnicy $d = 5$ mm zniszczonej w temperaturze 232 K oraz dla próbki o średnicy $d = 7,8$ mm, rozerwanej w temperaturze $T = 271$ K. Podobne przebiegi oraz zdjęcia złomów uzyskano w przypadku pozostałych próbek. Charakterystyczną cechą fraktogramów jest to, że wyraźnie widać jest na nich granicę pomiędzy złomem włóknistym

i rozdzielczym, trudno jest natomiast ocenić miejsce inicjacji szczeliny.

Ręjestracja procesu statycznego obciążania próbek umożliwia każdorazową, indywidualną kalibrację impulsów odciążenia $P(t)$. Wartość siły, przy której rozpoczyna się proces dynamicznego zniszczenia odczytuje się z krzywej statycznej. Na oscylogramie odpowiada jej poziom zaznaczony górną linią prostą. Wszystkie oscylogramy pomierzono na mikroskopie pomiarowym. Krzywe otrzymane w ten sposób, po wzorcowaniu, przedstawiono na rysunkach 4.6 i 4.7. Na rys. 4.6 wykreślono krzywe otrzymane dla próbek o średnicy $d = 5$ mm, które zniszczone były w temperaturach 295 K i 200 K. Podobne wykresy dla próbek o średnicy $d = 7,8$ mm przedstawia rys. 4.7. Z przebiegów tych bezpośrednio odczytuje się czas trwania procesu zniszczenia t_k . W tabeli 4.1 zebrano wyniki uzyskane we wszystkich przeprowadzonych próbach. Zamieszczono w niej wartości sił przy jakich rozpoczynał się proces dynamicznego zniszczenia, czasy trwania procesów zniszczenia oraz stosunek średnicy złomu rozdzielczego d_f do średnicy próbki w karbie d . Wielkość ta oznaczona symbolem Q zmienia się od 0,68 dla próbek zniszczonych w temperaturze $T = 295$ K do jedności / brak złomu włóknistego/, dla próbek rozerwanych w temperaturze $T = 200$ K. Przeprowadzono 24 próby z czego tylko w dwóch przypadkach nie zarejestrowano impulsu odciążenia. Spowodowane to zostało przypadkowym wyzwoleniem podstawy czasu oscyloskopów.

Przebiegi, jak przedstawione na rysunkach 4.6 i 4.7 znormalizowano, to znaczy sporządzono na ich podstawie wykresy zmian bezwymiarowej siły ξ w funkcji bezwymiarowego czasu τ . Wielkości te zdefiniowane są jako:

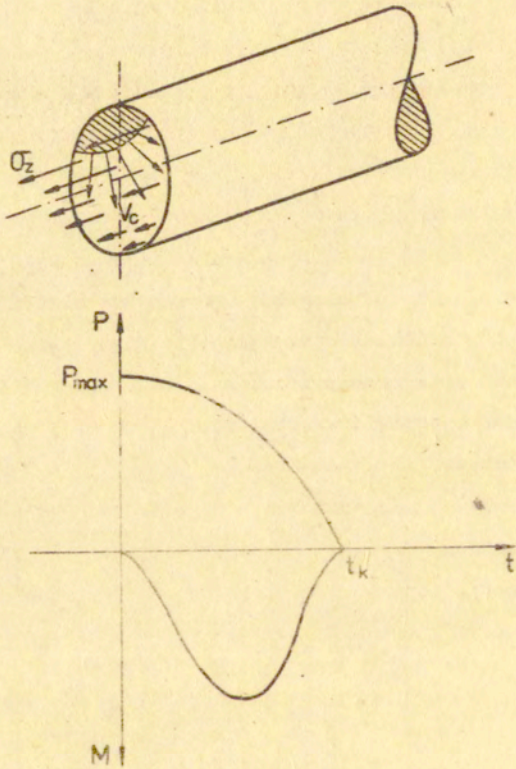
$$\xi = P/P_{\max} ; \quad \tau = t/t_k$$

Nr prób.	Siła	Temp.	Srednica d	Czas	Q
	kG	K	mm	µs	—
I	2112	295	4,975	8,2	0,69
II	2344	200	4,990	8,2	1,00
III	2232	251	5,009	8,5	0,93
IV	1824	203	4,993	8,4	1,00
V	2280	233	4,980	8,2	0,93
VI	2312	231	5,008	8,1	0,96
VII	2272	232	4,992	8,0	0,97
VIII	2288	249	5,015	8,0	0,88
IX	2200	270	5,010	12,0	0,87
X	2330	205	5,007	8,1	1,00
XI	2104	295	4,957	7,6	0,74
XII	2208	269	5,025	8,6	0,83
1	4540	233	7,748	10,5	0,97
2	4440	199	7,793	10,0	1,00
3	4590	252	7,776	10,5	0,90
4	4490	208	7,641	10,2	1,00
5	4260	229	7,605	10,0	0,95
6	4680	295	8,018	8,7	0,68
7	—	—	—	—	—
8	4540	273	7,817	9,8	0,85
9	4530	273	7,767	9,5	0,84
10	—	—	—	—	—
11	5180	251	8,475	12,0	0,92
12	4390	295	7,705	9,8	0,71

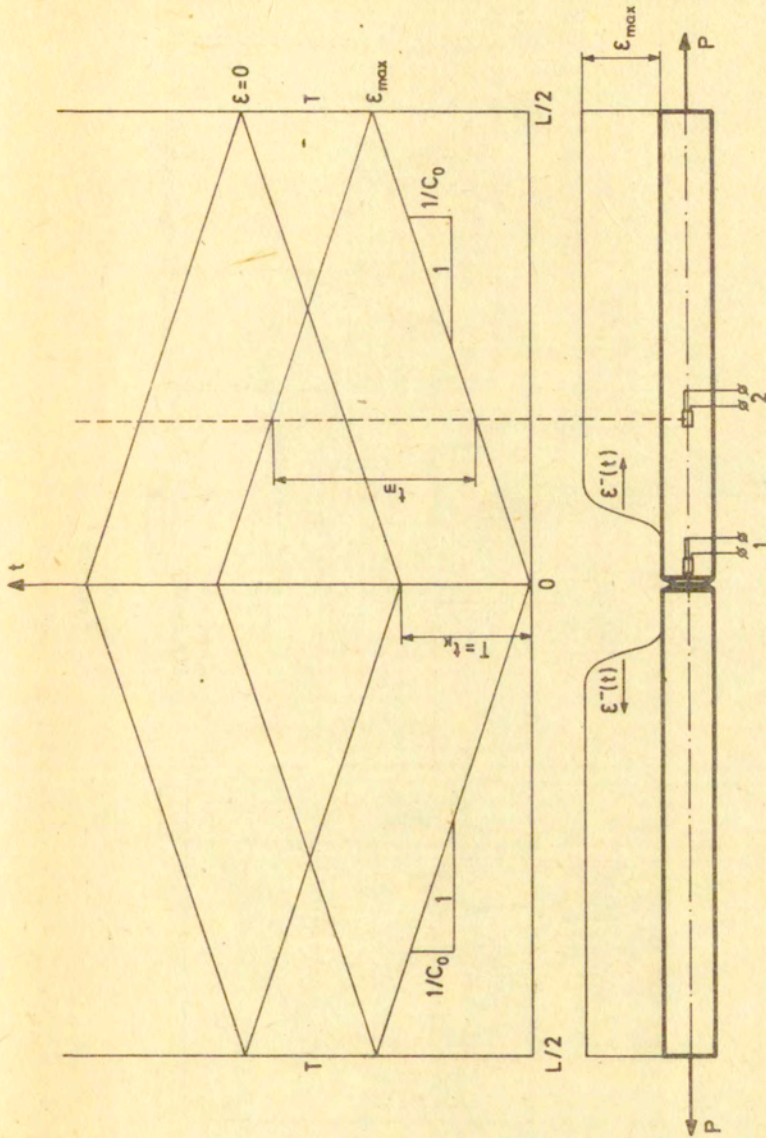
Tabela 4.1

i mogą przyjmować wartości z przedziału $[0, 1]$. Uzyskane w ten sposób wykresy przedstawiono na rysunkach od 4.8 do 4.12 dla próbek o średnicy w karbie $d = 5$ mm, natomiast na rysunkach od 4.13 do 4.17 dla próbek o geometrii $d = 7,8$ mm. Wszystkie otrzymane krzywe charakteryzują się niewielkim rozrzutem dla danej geometrii karbu i temperatury. Rozrzut ten maleje w miarę obniżania temperatury i w przypadku prób w najniższej temperaturze $T = 200$ K uzyskane krzywe pokrywają się. Wyjątkowo duża niezgodność krzywych widoczna jest dla próbek o średnicy $d = 7,8$ mm zerwanych w temperaturze $T = 250$ K. Rozrzut wyników spowodowany jest różnymi miejscami inicjacji dynamicznego wzrostu szczeliny. W temperaturze $T = 250$ K w próbkach o większej średnicy w karbie zachodzi zmiana sposobu zniszczenia z osiowego na zniszczenie z dna karbu. Jest to zgodne z przewidywaniami uzyskanymi na podstawie obliczeń numerycznych /rozdział 2 /.

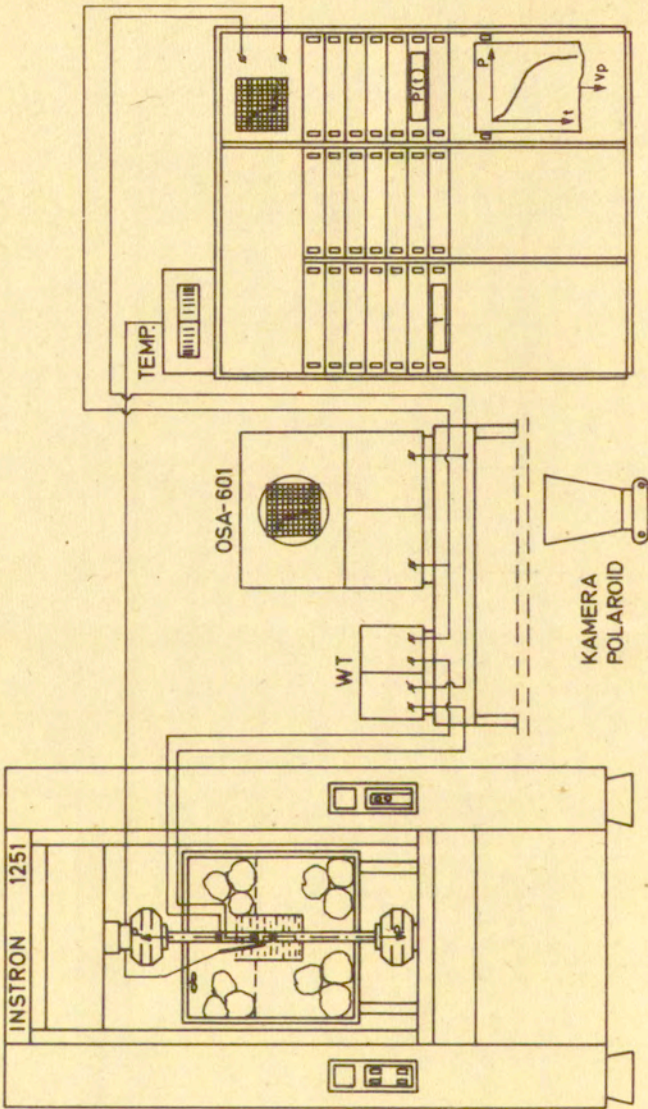
Przebiegi $\xi(T)$ przedstawione na rysunkach od 4.8 do 4.17 stanowią podstawowe wyniki badań doświadczalnych, na podstawie których w dalszej części pracy wyznaczona zostanie prędkość propagacji szczeliny.



Rys. 4.1



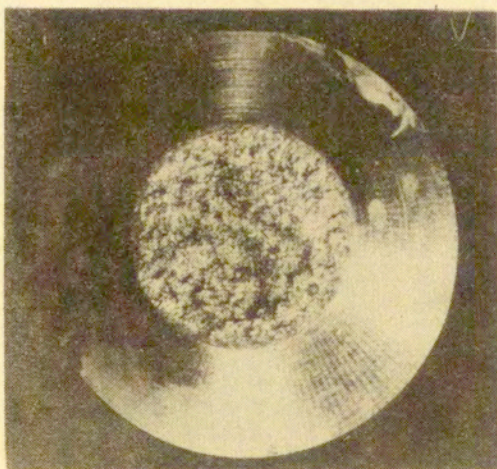
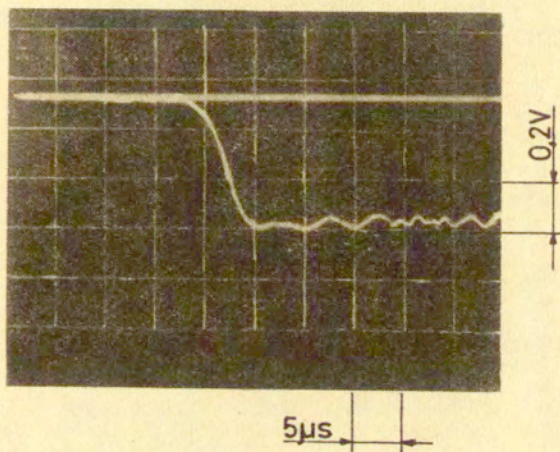
Rys. 4.2



Rys. 4.3

STAL 45

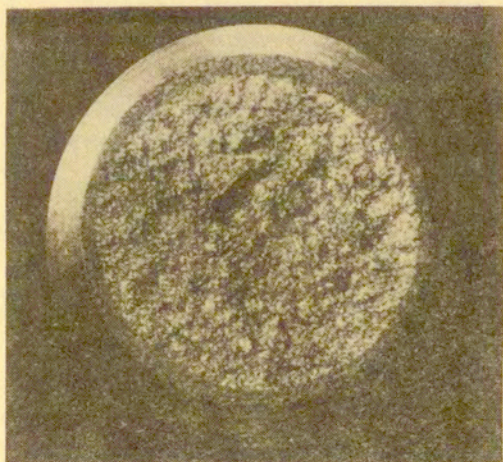
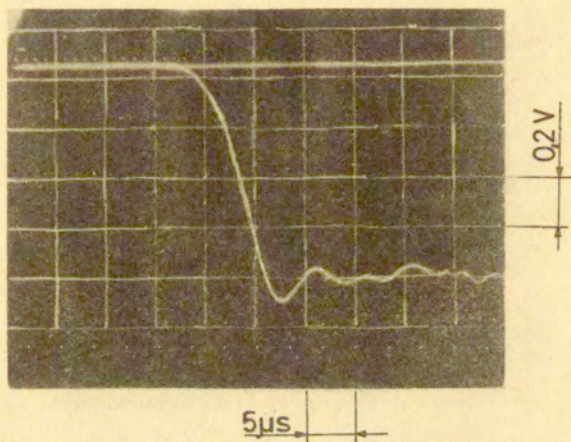
$T = 232\text{K}$ ($d = 5\text{mm}$)



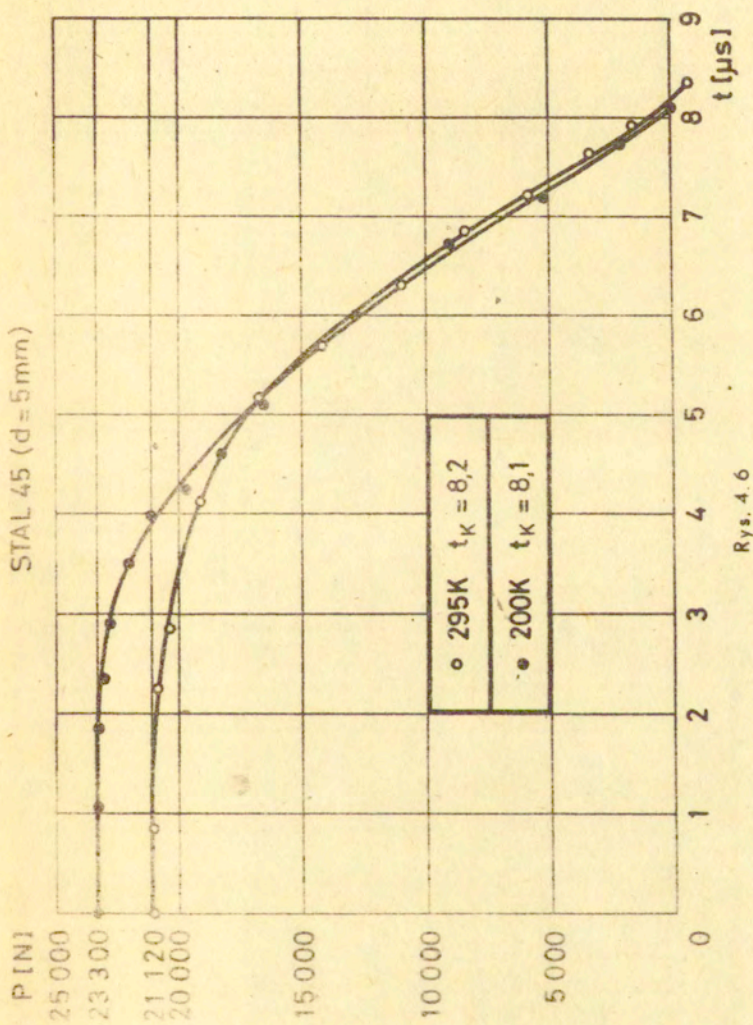
Rys. 4.4

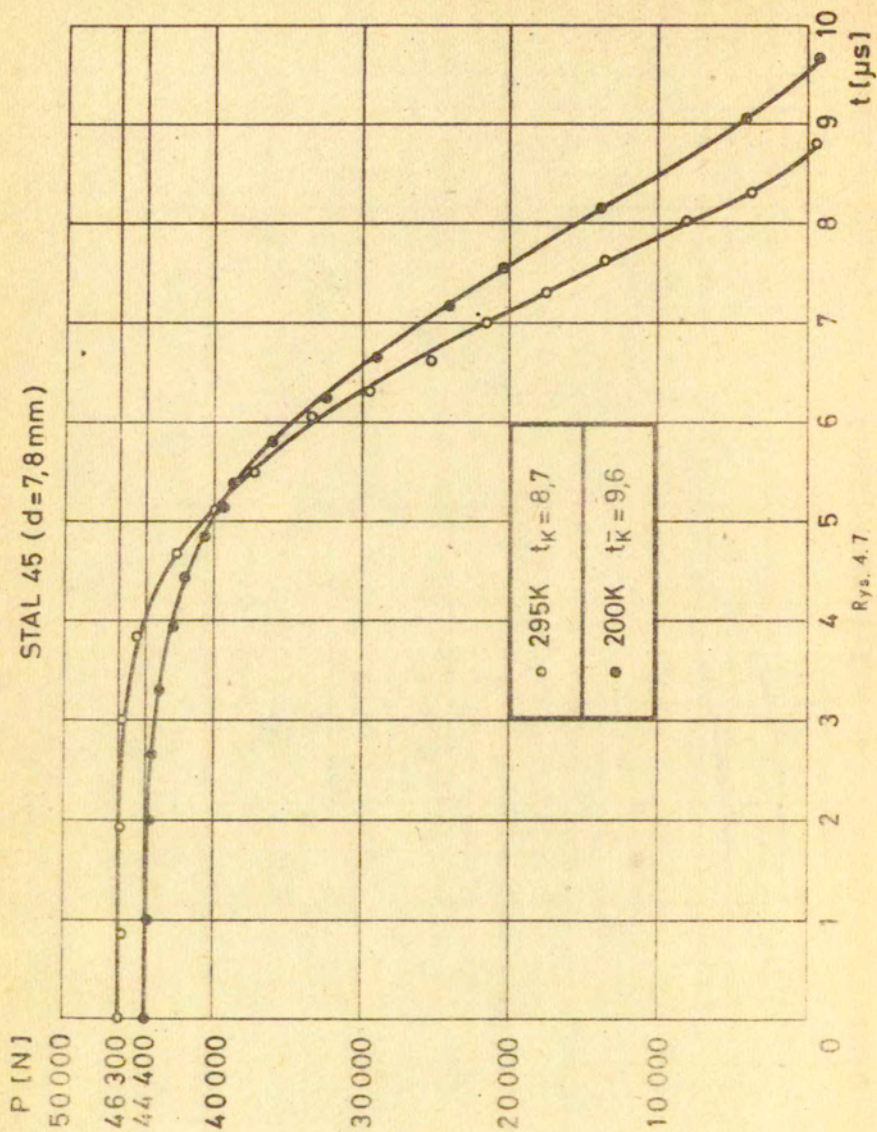
STAL 45

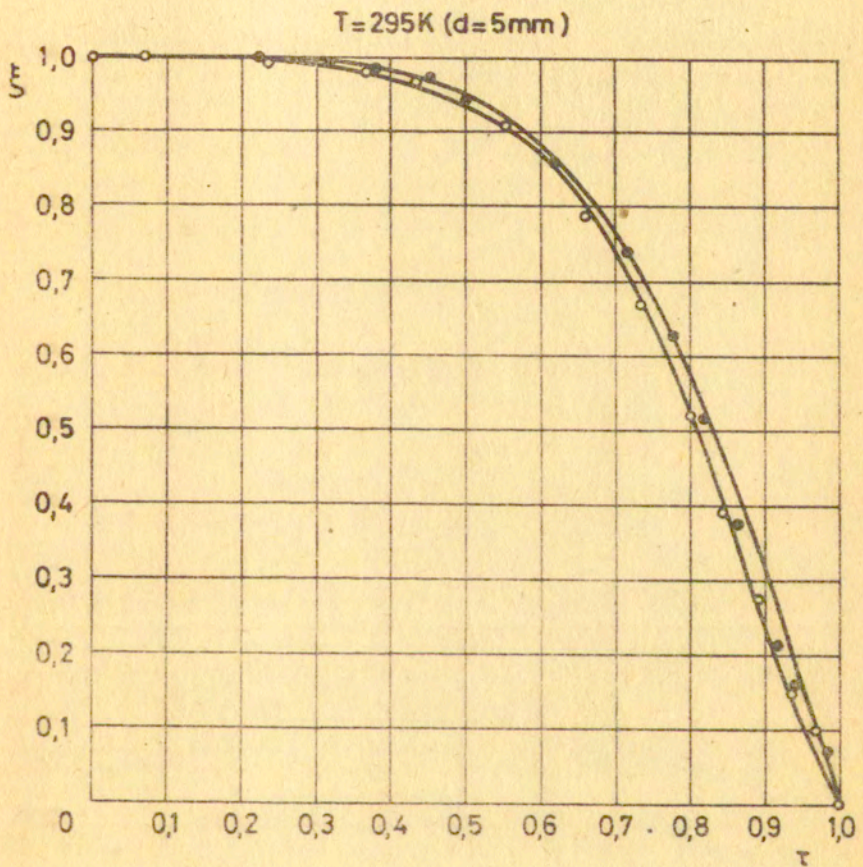
T = 271 K (d = 7,8 mm)



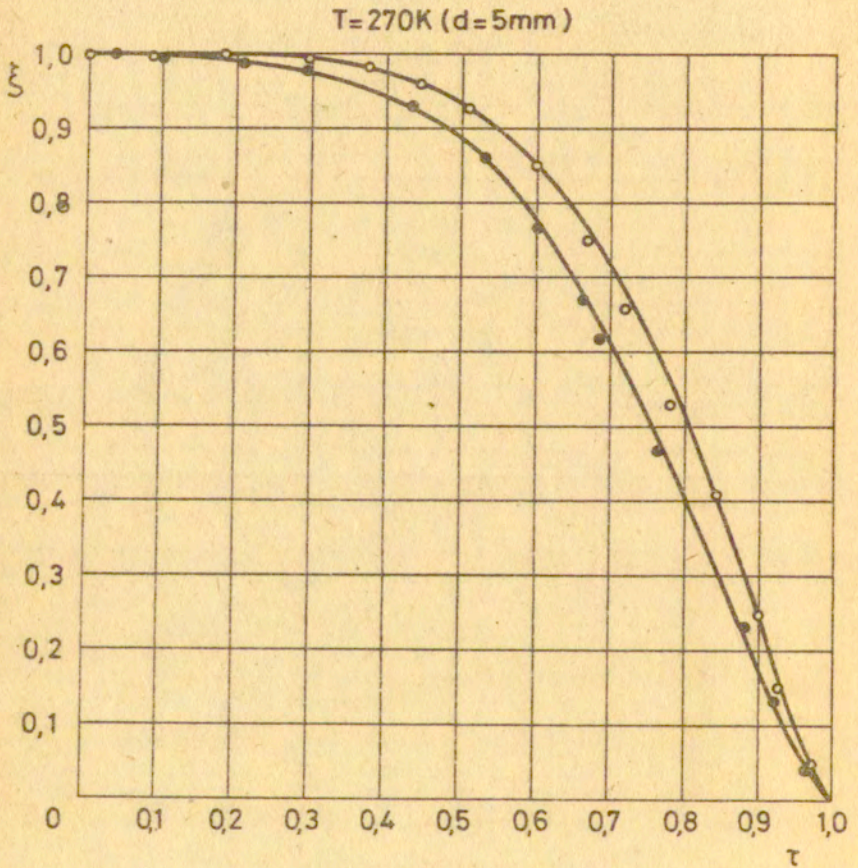
Rys. 4.5





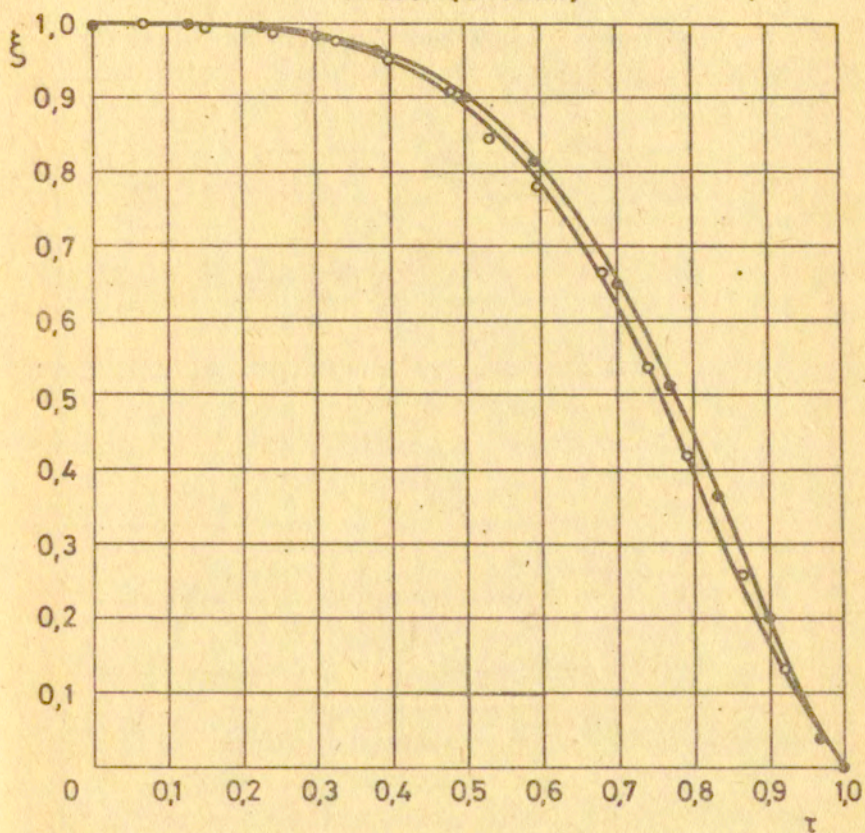


Rys. 4.8

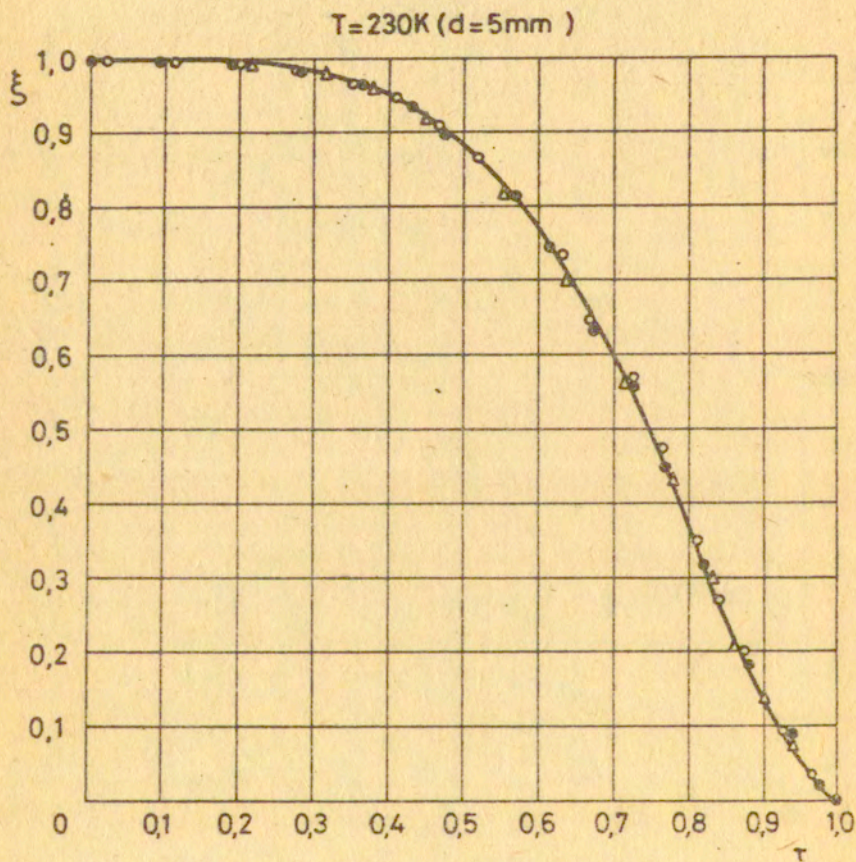


Rys. 4.9

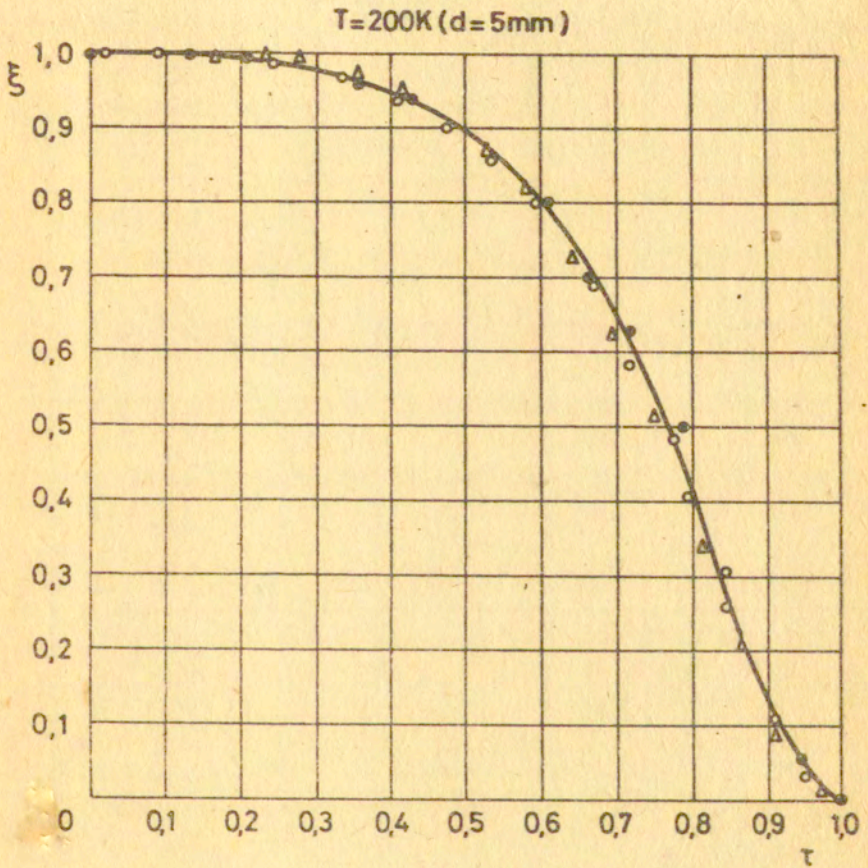
T = 250K (d = 5mm)



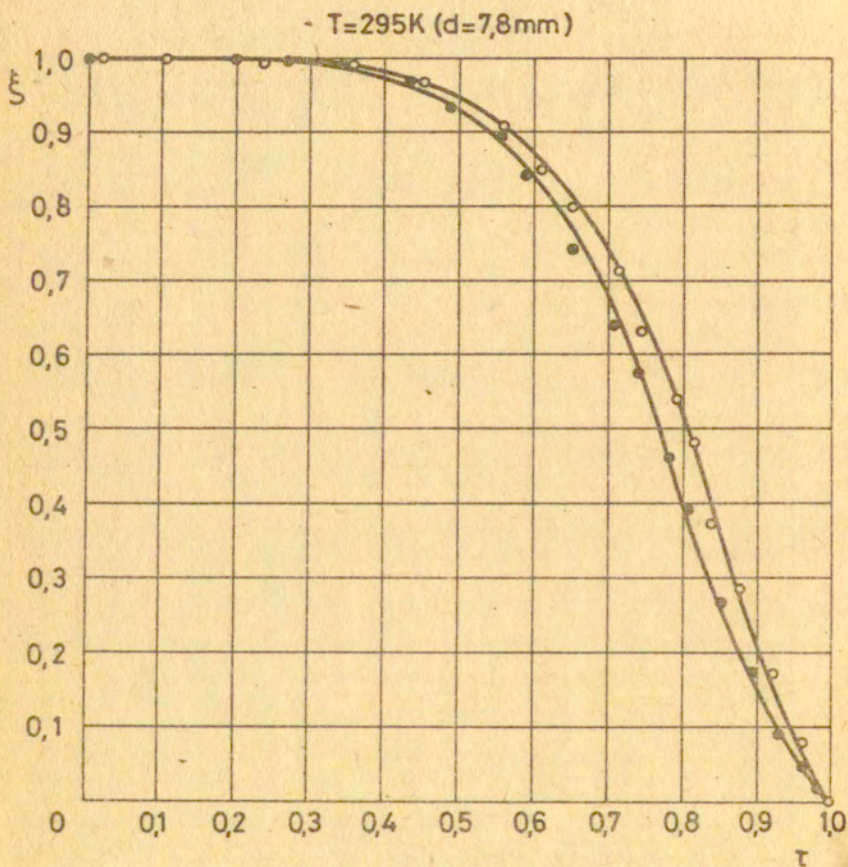
Rys. 4. 10



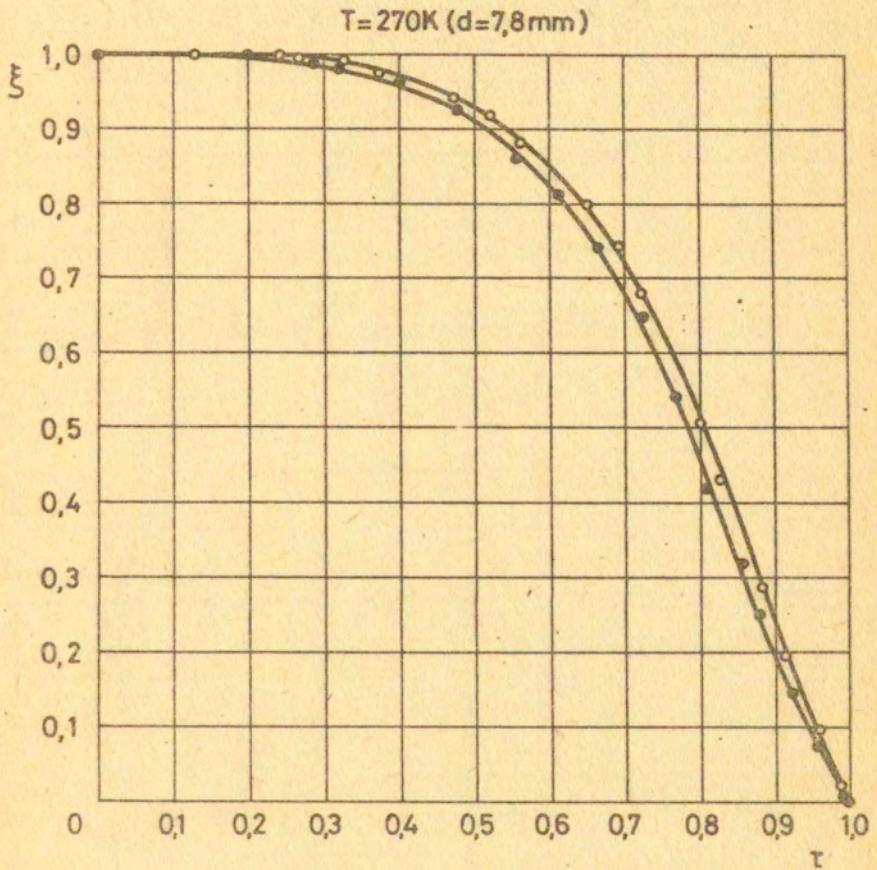
Rys. 4.11



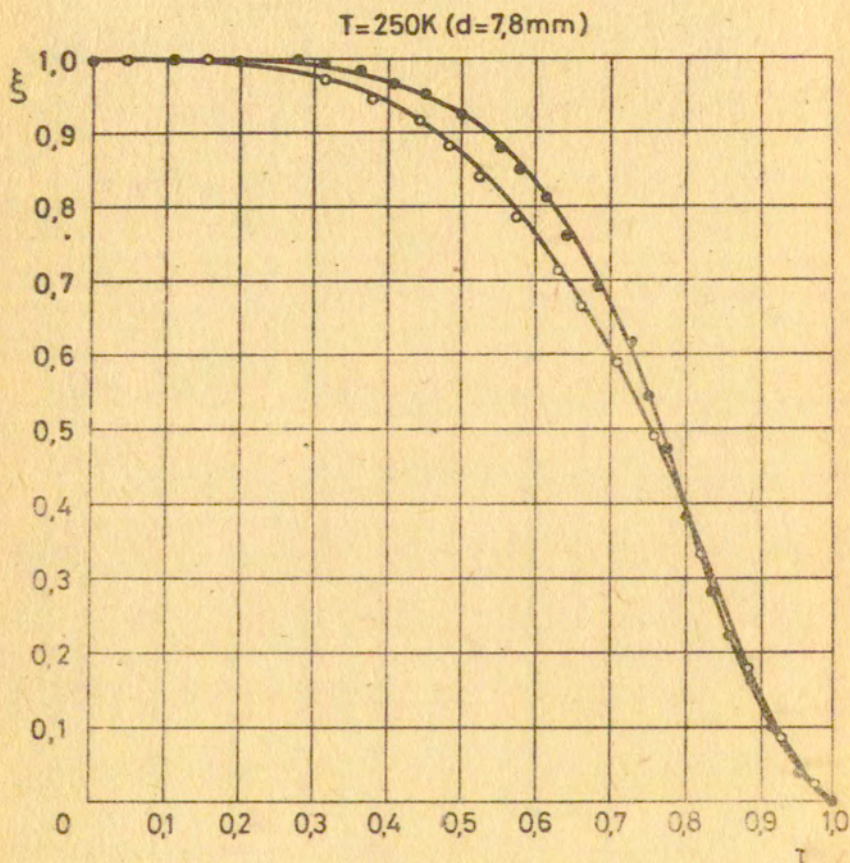
Rys. 4.12



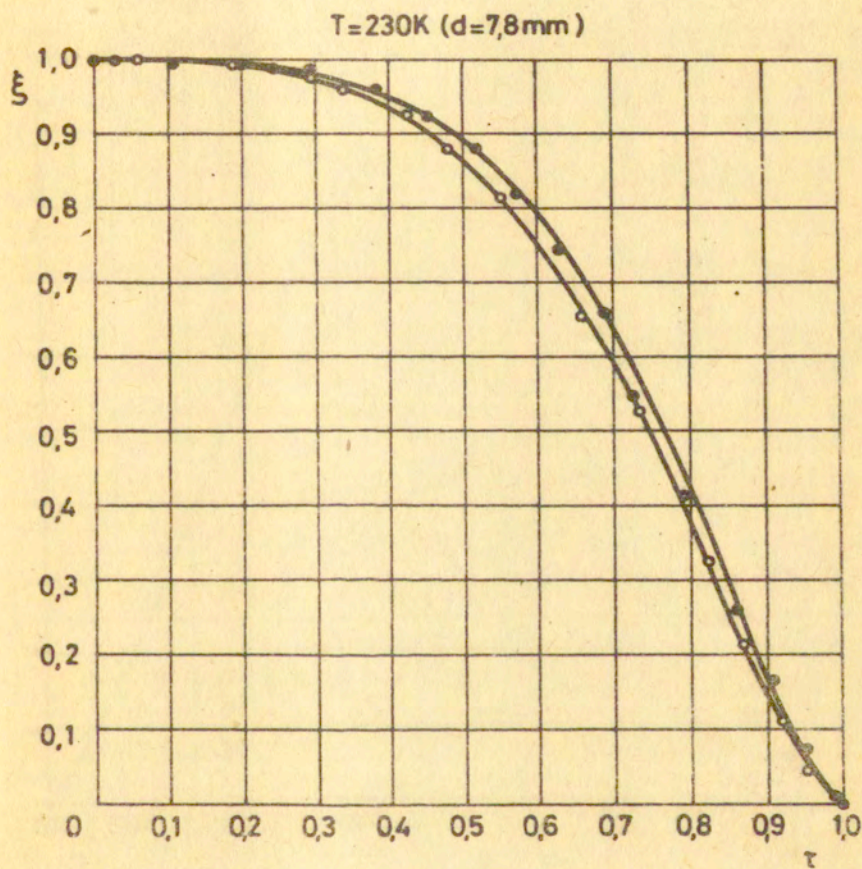
Rys. 4.13



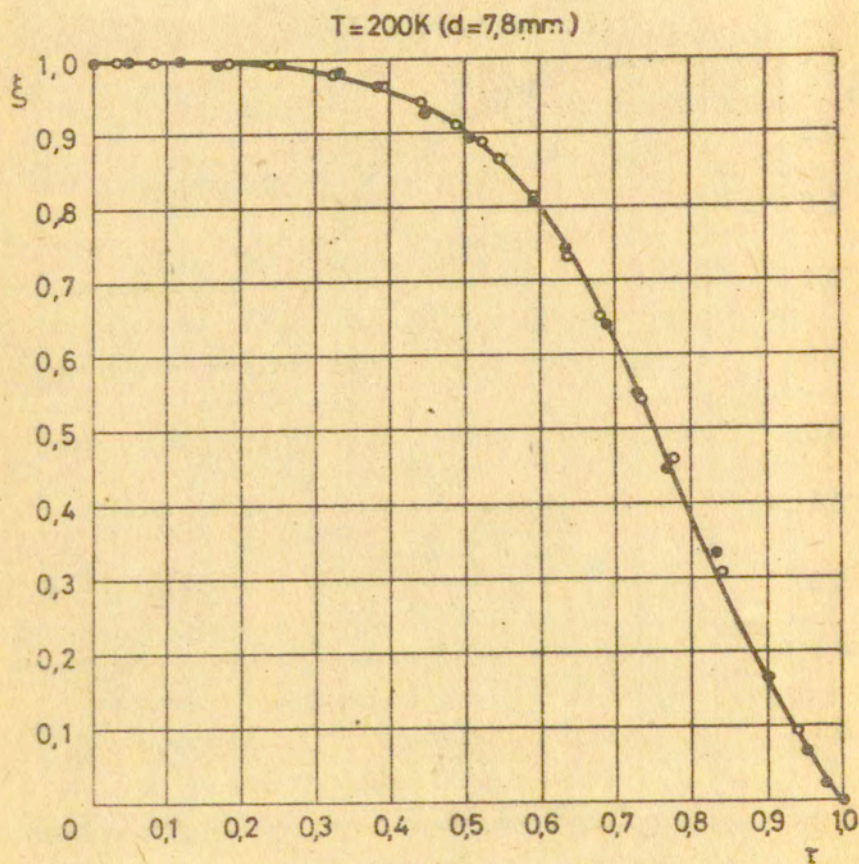
Rys. 4.14



Rys. 4.15



Rys. 4.16



Rys. 4.17

5. Analiza procesu dynamicznego zniszczenia osiowo-symetrycznych prętów z karbem

5.1. Wyznaczenie kształtu podłużnego impulsu odciążenia.

Założenia upraszczające

Wyznaczenie kształtu impulsu odciążenia, a stąd prędkości propagacji szczeliny, wymaga przyjęcia założeń upraszczających. Odnośnie kształtu frontu szczeliny oraz charakteru zmian średniego naprężenia osiowego $\bar{\sigma}_2(t)$, zdefiniowanego zależnością /4.12/, podczas ruchu. Ze względu na osiową symetrię rozważanego problemu oraz izotropowość materiału przyjęto, że front propagującej się szczeliny ma kształt okręgu lub jego części, w przypadku, gdy szczelina nie inicjuje się na osi próbki. Brak jest teoretycznych rozwiązań rozchodzenia się szczelin w prętach walcowych, a zatem również rozkładów naprężeń. W przypadku propagacji szczeliny z dna karbu, zadanie staje się o wiele bardziej skomplikowane, gdyż problem przestaje być osiowo-symetryczny. Zmusza to do przyjęcia bardzo silnego założenia, że średnie naprężenie osiowe $\bar{\sigma}_2$ jest w trakcie całego procesu zniszczenia stałe, $\bar{\sigma}_2(t) = \text{const}$. Założenie to usprawiedliwione jest w miarę równomiernym rozkładem naprężeń w momencie rozpoczęcia dynamicznego zniszczenia próbki, który potwierdza analiza numeryczna. Z drugiej strony, wiadomo jest [53], że dynamiczny współczynnik intensywności naprężeń K_D wzrasta w miarę wzrostu prędkości propagacji szczeliny i dla wartości $v_c = 0.70 c_r$ może być nawet pięćdziesięciokrotnie większy od K_{Ic} . Różnice między K_D i K_{Ic} maleją jednak bardzo szybko gdy prędkość szczeliny maleje i przy $v_c = 0.2 c_r$ /prędkość ciągłego zniszczenia materiałów/ wielkości te są w przybliżeniu

równe. Zatem przyjęte założenie wydaje się być uzasadnione w przypadku materiałów plastycznych.

Aby analitycznie wyznaczyć kształt podłużnego impulsu odciążenia $\varepsilon^{-}(t) \sim P(t)$ przyjęto, że prędkość propagacji szczeliny można opisać funkcją wielomianową:

$$/5.1/ \quad v_c(t) = \bar{\sigma} t_k \sum_{i=1}^n \alpha_i \tau^i$$

gdzie $\bar{\sigma}$ jest średnim przyśpieszeniem w przedziale czasu $t \in [0, t_k]$ a $\tau = \frac{t}{t_k}$ jest bezwymiarowym czasem. Nieznane współczynniki α_i wyznacza się w wyniku porównania otrzymanego analitycznie impulsu $P(t)$ z wynikami doświadczeń. Na podstawie zależności /5.1/ można określić przyrost długości szczeliny w danej chwili czasu:

$$/5.2/ \quad dr = v_c dt = v_c t_k d\tau = \bar{\sigma} t_k^2 \sum_{i=1}^n \alpha_i \tau^i d\tau$$

co po scałkowaniu i wykorzystaniu warunku początkowego, że dla $\tau = 0, r = 0$, daje wyrażenie na aktualną długość szczeliny:

$$/5.3/ \quad r = \bar{\sigma} t_k^2 \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1}$$

Niech zniszczenie rozpoczyna się w pewnym punkcie przekroju leżącym na obwodzie koła o promieniu r_0 , rys. 5.1. W takim przypadku proces zniszczenia próbki podzielić można na dwie fazy. Faza pierwsza trwa do czasu $t = t_s$, w którym front szczeliny osiągnie dno karbu, zaś faza druga trwa od tego momentu aż do całkowitego zniszczenia próbki. Aby określić czas t_s należy przeanalizować następującą sytuację. Niech promień frontu szczeliny w chwili czasu $\tau = t_s$ będzie:

$$/5.4/ \quad r = R - r_0$$

gdzie $R = d/2$ jest promieniem próbki w minimalnym przekroju karbu.

Promień frontu szczeliny w chwili $t = t_k$ - zakończenia procesu, jest:

$$/5.5/ \quad r_k = R + r_0$$

Zatem stosunek r_s/r_k wynosi:

$$/5.6/ \quad \frac{r_s}{r_k} = \frac{R - r_0}{R + r_0} = \frac{1 - \frac{r_0}{R}}{1 + \frac{r_0}{R}} = \frac{1 - g}{1 + g}$$

gdzie $g = \frac{r_0}{R}$ jest względnym promieniem miejsca inicjacji zniszczenia. Z drugiej strony wiedząc, że średnia wartość przyspieszenia w całym procesie zniszczenia jest równa:

$$/5.7/ \quad \bar{a} = \frac{2 r_k}{t_k^2}$$

oraz wyznaczając promień r_s z zależności /5.3/ dla $t = t_s = t_k \cdot \tau_s$:

$$/5.8/ \quad r_s = \bar{a} t_k^2 \sum_i \frac{Q_i}{i+1} \tau_s^{i+1}$$

stosunek r_s/r_k wyraża się:

$$/5.9/ \quad \frac{r_s}{r_k} = 2 \sum_i \frac{Q_i}{i+1} \tau_s^{i+1}$$

Porównanie zależności /5.6/ i /5.9/ prowadzi do równania na czas trwania pierwszej fazy zniszczenia:

$$/5.10/ \quad \frac{1 - g}{1 + g} = 2 \sum_i \frac{Q_i}{i+1} \tau_s^{i+1}$$

Impuls odciążenia wyznaczony będzie oddzielnie dla obu faz zniszczenia.

Na podstawie przyjętego założenia, że $\bar{Q}_2(t) = \text{const} = \sigma$, zmiana siły przenoszonej przez próbkę proporcjonalna jest do pola powierzchni niezniszczonej części próbki:

$$P(t) = \sigma A(t)$$

$$1/ \text{ Faza I} \quad 0 \leq \tau \leq \tau_s$$

Przyrost siły w tej fazie procesu odciążenia, zgodnie z rys. 5.1a wynosi:

$$/5.11/ \quad -dP = 2\pi\sigma r dr$$

Na podstawie zależności /5.2/ i /5.3/ otrzymuje się:

$$-dP = 2\pi\sigma \bar{\sigma}^2 t_k^4 \left(\sum_i \alpha_i \tau^i \right) \left(\sum_{i+1} \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1} \right) d\tau$$

Można wykazać, że po scałkowaniu uzyskuje się:

$$/5.12/ \quad -P = \pi\sigma \bar{\sigma}^2 t_k^4 \tau^2 \left(\sum_i \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^i \right)^2 + D$$

Stałą całkowania wyznacza się z warunku, że dla $\tau=0$ siła jest największa i wynosi $P = P_{\max} = \pi R^2 \sigma$. Zatem $-D = P_{\max}$. Korzystając z zależności /5.5/ oraz /5.7/ można pokazać, że promień pręta wyraża się wzorem:

$$R = \frac{\bar{\sigma} t_k^2}{2(1+g)}$$

a stąd

$$/5.13/ \quad D = -\pi\sigma \frac{\bar{\sigma}^2 t_k^4}{4(1+g)^2}$$

Podstawienie wyrażenia /5.13/ do /5.12/ prowadzi do końcowej postaci zależności opisującej impuls odciążenia w pierwszej fazie:

$$/5.14/ \quad \xi(\tau, g) = \frac{P}{P_{\max}} = 1 - 4\tau^2 (1+g)^2 \left(\sum_i \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^i \right)^2$$

$$ii/ \text{ Faza II} \quad \tau_s < \tau \leq 1$$

Ubytek pola przenoszącego obciążenie, w tej fazie procesu, opisywany będzie we współrzędnych x,y jak na rys. 5.1.b. Przyrost siły

określa teraz wzór:

$$/5.15/ \quad -dP = 2y\sigma dx$$

natomiast impuls odciążenia :

$$/5.16/ \quad -P = 2\sigma \int_{w(t)}^{r(t)} y_1 dx + \int_{\tau_0-R}^{w(t)} y_2 dx$$

gdzie:

$$/5.17/ \quad \begin{cases} y_1 = \sqrt{[r(t)]^2 - x^2} \\ y_2 = \sqrt{[R^2 - (x - \tau_0)^2]} \end{cases}$$

natomiast $w(t)$ jest współrzędną przecięcia się frontu szczeliny z okręgiem wyznaczającym dno karbu. Wyznacza się ją z równości

$$y_1 = y_2:$$

$$/5.18/ \quad w(t) = \frac{r_0^2 - R^2 + [r(t)]^2}{2r_0}$$

Podstawiając /5.18/ i /5.17/ do /5.16/ otrzymuje się:

$$-P = 2\sigma \int_{\frac{r_0^2 - R^2 + [r(t)]^2}{2r_0}}^{r(t)} \sqrt{[r(t)]^2 - x^2} dx + \int_{-R + r_0}^{\frac{r_0^2 - R^2 + [r(t)]^2}{2r_0}} \sqrt{R^2 - (x - \tau_0)^2} dx$$

Po żmudnych obliczeniach dochodzi się do postaci:

$$/5.19/ \quad \begin{aligned} P = \sigma [& \pi R^2 - R^2 \cos^{-1} \left[\frac{R}{2r_0} + \frac{r_0}{2R} - \frac{r(t)^2}{2r_0 R} \right] - [r(t)] \cos \left[\frac{r_0}{2r(t)} - \frac{R}{\tau_0} + \frac{r(t)}{2r_0} \right] + \\ & + r_0 \sqrt{R^2 - \left[\frac{R}{2r_0} + \frac{r_0}{2} - \frac{[r(t)]^2}{2r_0} \right]^2} \end{aligned}$$

Normalizując powyższą zależność uzyskuje się końcowe wyrażenie na zmianę siły w drugiej fazie zniszczenia. Zatem w całym przedziale czasu $0 \leq \tau \leq 1$ impuls ten określony jest wzorem:

$$/5.20/ \quad \xi(\tau, g) = \begin{cases} 1 - 4\tau^2(1+g)^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^i \right)^2 ; & 0 \leq \tau \leq \tau_s \\ 1 - \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^{-4}(1+g)^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1} \right)^2 + 1}{2g} \right] - \\ - \frac{4(1+g)^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1} \right)^2}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^{2-1+4(1+g)^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1} \right)^2}}{4(1+g) \sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1}} \right] + \\ + \frac{1}{2\pi} \sqrt{4g^2 - [1+g^2 - 4(g+1)^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{\alpha_i}{i+1} \tau^{i+1} \right)^2]} ; & \tau_s < \tau \leq 1 \end{cases}$$

gdzie τ_s jest rozwiązaniem równania /5.10/.

5.2. Porównanie wyników doświadczalnych i analitycznych, ocena przyspieszenia i prędkości propagacji szczelin

Aby móc wykorzystać zależność /5.20/ konieczna jest znajomość miejsca inicjacji szczeliny g . Na podstawie fraktogramów uzyskanych w wyniku sfotografowania złomów próbek rys. 2.5, nie udaje się dostatecznie dokładnie wyznaczyć g . Z rozwiązań numerycznych przedstawionych w rozdziale drugim wynika, że szczelina może propagować się tylko na dwa sposoby, z osi próbki oraz z dna karbu. Jeżeli przyjmie się pewną w miarę dokładnie dobraną funkcję prędkości propagacji szczeliny /5.1/, miejsce nukleacji szczeliny można wyznaczyć na podstawie zależności /5.20/. W tym celu przyjęto dwie szczególne postaci funkcji /5.1/:

$$/5.21/ \quad v_c(t) = \bar{\sigma} t_k \alpha_0$$

oraz

$$/5.22/ \quad v_c(t) = \bar{\sigma} t_k \alpha_1 t$$

Wzór /5.21/ opisuje ruch szczeliny ze stałą prędkością. Takie przybliżenie będzie słuszne w przypadku, gdy czas przyspieszania szczeliny jest bardzo krótki w porównaniu z czasem trwania procesu zniszczenia. Zależność /5.22/ opisuje ruch ze stałym przy-

śpieszeniem od zerowej wartości prędkości i powinna być dobrym przybliżeniem w przypadku gdy okres przyspieszania szczeliny jest prawie taki sam jak czas do całkowitego zniszczenia próbki.

Podstawienie wyrażenia /5.21/ do /5.20/ prowadzi do następującej zależności opisującej kształt podłużnego impulsu odciążenia w przypadku propagacji szczeliny ze stałą prędkością:

$$/5.23/ \quad \xi(\tau, g) = \begin{cases} 1 - 4\tau^2(1+g)^2\alpha_0^2 & ; & 0 \leq \tau \leq \frac{1-g}{2\alpha_0(1+g)} \\ 1 - \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^2 - 4(1+g)^2\alpha_0^2\tau^2 + 1}{2g} \right] - \frac{4(1+g)^2\alpha_0^2\tau^2}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^2 - 1 + 4(1+g)^2\alpha_0^2\tau^2}{4(1+g)\alpha_0\tau} \right] + \\ + \frac{1}{2\pi} \sqrt{4g^2 - [1+g^2 - 4(1+g)^2\alpha_0^2\tau^2]^2} & ; & \frac{1-g}{2\alpha_0(1+g)} < \tau \leq 1 \end{cases}$$

Stałą α_0 określa się z warunku aby dla $\tau=1$ było $\xi(\tau, g) = 0$.

Prowadzi to do wartości $\alpha_0 = 1/2$. Podstawiając z kolei /5.22/ do /5.20/ otrzymuje się zależność opisującą zmianę siły w przypadku ruchu szczeliny ze stałym przyspieszeniem:

$$/5.24/ \quad \xi(\tau, g) = \begin{cases} 1 - \tau^4(1+g)^2\alpha_1^2 & ; & 0 \leq \tau \leq \sqrt{\frac{1-g}{1+g}}\alpha_1 \\ 1 - \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^2 - (1+g)^2\alpha_1^2\tau^4 + 1}{2g} \right] - \frac{(1+g)^2\tau^4\alpha_1^2}{\pi} \cos^{-1} \left[\frac{g^2 - 1 + (1+g)^2\tau^4\alpha_1^2}{2(1+g)\tau\alpha_1} \right] + \\ + \frac{1}{2\pi} \sqrt{4g^2 - [1+g^2 - (1+g)^2\tau^4\alpha_1^2]^2} & ; & \sqrt{\frac{1-g}{1+g}}\alpha_1 < \tau \leq 1 \end{cases}$$

Nieznanym współczynnikiem α_1 wyznacza się z analogicznego warunku i otrzymuje się, $\alpha_1 = 1$. Zależności powyższe przedstawiono graficznie na rysunkach od 5.2 do 5.5. Na rysunkach 5.2 i 5.3 wykreślono funkcję /5.23/ dla g zmieniającego się od zera do jedności co 0,1. Dwa następne rysunki sporządzono na podstawie wzoru /5.24/ również dla g zmieniającego się w podobny sposób.

Bezpośrednie porównanie znormalizowanych krzywych doświadczalnych przedstawionych na rysunkach od 4.8 do 4.17 z krzywymi analitycznymi wykazuje, że szczeliny propagowały się w każdym

przypadku w przybliżeniu ze stałym przyspieszeniem, rysunek 5.6 i 5.7. Zgodność krzywych jest na tyle dobra, że możliwa jest dostatecznie dokładna ocena miejsca inicjacji szczeliny. Przy czym, jak należało przypuszczać, zgodność krzywych jest lepsza w przypadku próbek o mniejszej średnicy w karbie. Na rys. 5.8 przedstawiono zmianę wyznaczonego w ten sposób g w funkcji temperatury dla obu geometrii karbu. Rysunek ten w pełni potwierdza przewidywania oparte na rozwiązaniach numerycznych. W zasadzie, zachodzą tylko dwa sposoby zniszczenia próbek, a mianowicie; z osi lub z dna karbu. Przy czym przejście z jednego sposobu zniszczenia na drugi następuje w różnych temperaturach dla obu geometrii. W przypadku zniszczenia propagującego się z osi próbek, dla którego $g = 0$, odchylenia od tej wartości spowodowane są prawdopodobnie tworzeniem się kruchych mikropęknięć na skutek silnej trójosiowości naprężeń. W dalszej fazie odkształcenia, pęknięcia te zrastają się tworząc niewielkie makroszczeliny, które nie mogą propagować się dynamicznie ze względu na duże strefy plastyczne ekranizujące szczelinę od reszty ciała pozostającej w stanie sprężystym. Jednakże, utworzenie się makropęknięcia zmienia rozkład naprężeń i stref plastycznych tak, że makroszczelina która powstała w sposób kruchy, będzie propagować się w materiale silnie odkształconym plastycznie. Propagacja w takich wypadkach rozpocznie się nie z osi próbki, ale z wierzchołka powstałej wcześniej makroszczeliny, stąd rozrzuty g . W przypadku zniszczenia rozpoczynającego się z dna karbu g powinno być równe 1. W rzeczywistości zależy ono od temperatury i zawarte jest w granicach, $0.8 \leq g \leq 1$. Dolna granica odpowiada temperaturom wyższym, zaś górna temperaturze $T = 200$ K. W tym wypadku widoczna jest duża zgodność g z $Q = d/d$, które jest współczynnikiem określającym

stosunek średnicy złomu rozdzielczego d_r do średnicy próbki w karbie. Współczynnik C_l zamieszczony jest w tabelicy 4.1. Badania doświadczalne przeprowadzone przez Użika [28] wykazały, że w przypadku osiowo-symetrycznych próbek z karbem, w okolicy wierzchołków, w strefach dużych odkształceń plastycznych, tworzą się pory. Przy dalszym odkształcaniu łączą się one w makroszczeliny, które po osiągnięciu stanu krytycznego rozpoczynają dynamiczny wzrost. Jak wykazano w pracy [28], propagacja szczelin rozpoczyna się z końca takiego obszaru. Jego wielkość zależy oczywiście od temperatury, a stąd również zmienność g z temperaturą. Obszarowi temu odpowiada złom włóknisty widoczny na fraktogramach.

Znając miejsce inicjacji szczeliny oraz czas trwania procesu zniszczenia można określić średnią prędkość propagacji szczeliny:

$$/5.25/ \quad \bar{v}_c = \frac{1+g}{2+k} d$$

natomiast średnie przyspieszenie, zgodnie z zależnością /5.7/, wyraża wzór:

$$/5.26/ \quad \bar{a} = \frac{1+g}{1+k} d$$

Na podstawie powyższych formuł określono średnie wartości prędkości i przyspieszenia dla każdej próby. Wyniki zawarto w tabeli 5.1.

Aby określić bardziej dokładnie funkcję prędkości propagacji szczeliny $v_c(t)$ należy znaleźć n niewiadomych współczynników C_i w zależności /5.1/. Jak już zaznaczono wcześniej, w tym celu należy ułożyć n równań typu /5.20/. Dla wybranych n wartości L odczytuje się z krzywych doświadczalnych odpowiadające im wartości ξ . Po podstawieniu do /5.20/ otrzymuje się poszukiwane n

Nr prób.	T	g	t	L	\bar{v}_c	\bar{a}
	K	—	s	mm	mm/ μ s	mm/ μ s ²
I	295	0,10	8,2	2,74	0,334	0,0815
XI		0,00	7,6	2,48	0,326	0,0815
6		0,10	8,7	4,41	0,507	0,1030
12		0,10	9,8	4,24	0,433	0,0884
IX	270	0,80	12,0	4,51	0,376	0,0627
XII		0,10	8,6	2,76	0,321	0,0747
8		0,10	9,8	4,30	0,439	0,0895
9		0,10	9,5	4,27	0,449	0,0945
III	250	0,90	8,5	4,76	0,560	0,1318
VIII		0,95	8,0	4,89	0,611	0,1527
3		0,15	10,5	4,67	0,445	0,0847
11		0,90	12,0	8,05	0,671	0,1118
V	230	0,95	8,2	4,86	0,593	0,1446
VI		0,95	8,0	4,87	0,609	0,1522
1		0,95	10,5	7,36	0,701	0,1335
5		1,00	10,0	7,60	0,760	0,1520
II	200	1,00	8,2	4,99	0,608	0,1483
IV		1,00	8,4	4,98	0,594	0,1415
X		1,00	8,1	5,01	0,619	0,1528
2		1,00	10,0	7,79	0,779	0,1557
4		1,00	10,2	7,64	0,749	0,1467

Tabela 5.1

równań na n współczynników α_i . Ponieważ liniowe przybliżenie funkcji prędkości pozwala dosyć dokładnie określić kształt impulsu odciążenia $\xi(\tau)$, ograniczono się do czterech pierwszych wyrazów w zależności /5.1/:

$$/5.27/ \quad v_c = \bar{a} \cdot t_k (\alpha_0 + \alpha_1 \tau + \alpha_2 \tau^2 + \alpha_3 \tau^3)$$

Jeżeli prędkość szczeliny rośnie od zera współczynnik α_0 musi być równy zero. Żądając ponadto żeby krzywa $\xi(\tau)$ przechodziła przez $\tau=1, \xi=0$ otrzymuje się równanie:

$$r_0 + R = r(t) |_{t=1} \cdot t_k$$

co po podstawieniu /5.3/ daje:

$$R(1+g) = \bar{a} \cdot t_k^2 \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{i+1}$$

Wiedząc, że

$$R = \frac{\bar{a} \cdot t_k^2}{2(1+g)}$$

otrzymuje się:

$$/5.28/ \quad 2 \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{i+1} = 1$$

co w rozważanym przypadku sprowadza się do równania:

$$/5.29/ \quad 2 \left(\frac{\alpha_1}{2} + \frac{\alpha_2}{3} + \frac{\alpha_3}{4} \right) = 1$$

a stąd :

$$/5.30/ \quad \alpha_3 = 2 - 2\alpha_1 - 4/3 \alpha_2$$

Wykorzystując powyższe spostrzeżenia prędkość rozprzestrzeniania

się szczeliny opisywana jest wzorem:

$$/5.31/ \quad v_c = \bar{\sigma} \dot{\epsilon}_k [2T^3 + \alpha_1(T-2T^3) + \alpha_2(T^{-4/3}T^3)]$$

Podstawiając równanie /5.31/ do zależności /5.20/ otrzymuje się wyrażenie w którym występują tylko dwa nieznanne współczynniki α_i . Wyznaczenie ich nie przedstawia większych trudności. Postępując w opisany sposób wyznaczono funkcje prędkości we wszystkich temperaturach dla obu geometrii karbu. Wyniki wykreślono na rysunkach 5.9 oraz 5.10. Krzywe dla temperatur $T = 295 \text{ K}$ i $T = 270 \text{ K}$ oraz dla temperatur $T = 200 \text{ K}$, $T = 230 \text{ K}$ i $T = 250 \text{ K}$, w przypadku obu geometrii, położone są bardzo blisko siebie, tak, że aby nie zaciemniać rysunku poprowadzono tylko po jednej linii. Charakterystyczną cechą uzyskanych wykresów jest to, że krzywe $v_c(T)$ dla próbek o średnicy $d = 7,8 \text{ mm}$ bardziej odbiegają od przebiegu prostoliniowego, co tłumaczy niezgodność kształtu impulsu odciążenia doświadczalnego i analitycznego, uzyskanego dla $v_c = \bar{\sigma} \dot{\epsilon}$ w przypadku próbek o większej średnicy. Z wykresów na rysunkach 5.9 i 5.10 widać, że istnieje pewna graniczna wartość prędkości, która ze względu na małe rozmiary próbek nie została osiągnięta. Można ją jednak ocenić na podstawie tych wykresów. Prędkość ta zależy od temperatury i wynosi:

$$\begin{aligned} v_c^{\max} &\approx 0,8 \text{ mm}/\mu\text{s} && \text{dla } T = 295 \text{ i } 270 \text{ K} \\ v_c^{\max} &> 1,3 \text{ mm}/\mu\text{s} && \text{dla } T = 250, 230 \text{ i } 200 \text{ K} \end{aligned}$$

Współczynnik α_1 , który jest związany z początkowym przyspieszeniem szczeliny zależnością:

$$/5.32/ \quad \bar{\sigma} \alpha_1 = \sigma_0$$

waha się w granicach:

$$\alpha_1 = \begin{cases} 0,45 & \text{dla } T = 295 \text{ i } 270 \text{ K} \\ 0,80 & \text{dla } T = 250 \text{ K} \\ 1,1 & \text{dla } T = 230 \text{ i } 200 \text{ K} \end{cases}$$

Wyniki przedstawione powyżej potwierdzają rezultaty otrzymane wcześniej przez Duffy'ego i in. [9]. Jak widać, dla stali 45, prędkość propagacji szczeliny oraz przyspieszenie w początkowej fazie dynamicznego wzrostu zależą od temperatury badania. Za pomocą opisaniej metody doświadczalnej możliwe jest dosyć dokładne wyznaczenie funkcji prędkości rozprzestrzeniania się szczeliny. Wiąże się to jednak z koniecznością przeprowadzenia dużej ilości żmudnych obliczeń. Jednakże, ocena średniej prędkości propagacji oraz średniego przyspieszenia szczeliny nie następuje poważniejszych trudności. Do wyznaczenia tych wielkości, /5.25/ i /5.26/, potrzebna jest znajomość czasu trwania procesu zniszczenia t_k oraz miejsca, w którym szczelina powstaje.

5.3. Temperatura kruchego przejścia a dynamika propagacji szczelin

Duffy i jego współpracownicy [9], badając skłonność do kruchego pęknięcia rurociągów gazowych wykonanych z miękkiej stali zauważyli, że prędkość propagacji szczeliny silnie zależy od temperatury. Rys. 5.11, który zaczerpnięty został z pracy [9], przedstawia wpływ temperatury na średnią prędkość rozprzestrzeniania się szczeliny. W zależności od sposobu obróbki cieplnej badanej stali, prędkość ta doznawała gwałtownych zmian w bardzo wąskim przedziale temperatur rzędu 10 K, od około 0,15 mm/ μ s do 0,45 mm/ μ s w przypadku obróbki oznaczanej symbolem FF i do około

0,60 mm/ μ s w przypadku obróbki oznaczanej literą M. Autorzy zaproponowali oznaczać tak mierzoną temperaturę kruchości, symbolem PTT /ang: Propagation Transition Temperature/. Analizując złomy rurociągów, a także próbek zniszczonych w laboratorium, zauważyli oni, że niższe prędkości propagacji szczelin związane są z tworzeniem się złomu włóknistego, który nachylony jest pod kątem 45° w stosunku do powierzchni próbek. Tymczasem, gdy zniszczenie zachodzi z większymi prędkościami, powstaje złom rozdzielczy, który zorientowany jest prostopadle do powierzchni próbek. Złom włóknisty ma wygląd szaro-matowy z drobnymi lokalnymi zagłębieniami, jako całość jest jednak płaski. Złom rozdzielczy natomiast jest błyszczący z wieloma głębokimi bruzdami. Pęknięcia nachylone pod kątem 45° do kierunku rozciągania obserwuje się w plastycznych cienkich płytach lub przy powierzchni grubych elementów. tam, gdzie stan naprężenia jest w przybliżeniu płaski. Powierzchnie złomów prostopadle do kierunku rozciągania powstają z reguły w materiałach kruchych i wiąże się je z płaskim stanem odkształcenia. Opierając się na wynikach obliczeń numerycznych opisanych w rozdziale drugim, podobne spostrzeżenia można uczynić odnośnie przeprowadzonych badań doświadczalnych. W wyższych temperaturach w okolicy dna karbu obserwuje się powstawanie złomu włóknistego. Z rysunku 2.23 widać, że w okolicy dna karbu stan naprężenia jest w przybliżeniu płaski. Przy obniżaniu temperatury staje się on coraz bardziej trójosiowy. Towarzyszy temu zanik złomu włóknistego. Kształt i wielkość stref plastycznych również zależą od stanu naprężenia. Jak wykazały obliczenia numeryczne przeprowadzone metodami elementów skończonych, w płaskim stanie naprężenia strefa plastyczna towarzysząca szczelinie ma kształt jak na rys. 5.12 a. Wierzchołek szczeliny ze wszystkich stron

otoczony jest materiałem odkształconym plastycznie, co ze względu na dużo niższe prędkości rozchodzenia się fal plastycznych niż fal sprężystych, utrudnia dopływ energii wyzwalanej w wyniku wzrostu szczeliny do wierzchołka szczeliny. Natomiast w płaskim stanie odkształcenia, strefy plastyczne mają kształt jak na rys. 5.12 b. Przy tym samym poziomie obciążeń na jednostkę powierzchni, wielkość stref plastycznych w płaskim stanie odkształcenia jest znacznie mniejsza niż w płaskim stanie naprężenia. Zatem, ilość energii dysypowanej w strefach plastycznych w przypadku płaskiego stanu odkształcenia jest dużo mniejsza.

Duże strefy plastyczne powstające w próbkach rozciąganych w wyższych temperaturach, uniemożliwiają swobodny dopływ energii do wierzchołków szczelin. Fakt ten wpływa na wartość prędkości i przyspieszenia szczeliny w jej początkowej fazie ruchu. Powolny wzrost prędkości powoduje, że może być ona kontrolowana przez mechanizm wzrastającego oporu plastycznego płynięcia, opisany przez Kanninena [41] i omówiony w rozdziale trzecim. Jak wykazały przeprowadzone przez niego obliczenia, w tym przypadku stan naprężenia w miarę wzrostu prędkości szczeliny staje się coraz bardziej płaski. Towarzysząca strefa plastyczna dobrze izoluje wierzchołek szczeliny /rys. 5.12 a/, co ogranicza możliwość wzrostu prędkości jej propagacji. Znaczne ilości energii potencjalnej, wyzwalanej w trakcie wzrostu szczeliny dysypowane są w przesuwających się z wierzchołkami strefach plastycznych. W przypadku niższych temperatur, strefy plastyczne są dużo mniejsze i mają kształt zbliżony do przedstawianego na rys. 5.12 b. Ilość energii potencjalnej dysypowanej w tych strefach jest dużo mniejsza. Objawia się to większą wartością początkowego przyspieszenia szczeliny. Ciągły dopływ energii powoduje, że szczelina

przekracza pewien graniczny poziom prędkości, powyżej którego wzrost granicy plastyczności na skutek wzrostu prędkości deformacji jest przyczyną ciągłego kurczenia się strefy plastycznej. Zjawisku temu powinien towarzyszyć spadek krytycznej dynamicznej wartości odporności na zniszczenie $\Gamma(V_c, \sigma, \dots)$, patrz zależność /5.12/. Tymczasem wyniki badań doświadczalnych przeprowadzonych przez Paxona i in. [53] świadczą o zupełnie przeciwnej tendencji. Odporność na zniszczenie w procesach szybkich wzrasta bardzo znacznie. Przy wartości prędkości $V_c = 0,7c_r$ jest ona około pięćdziesięciokrotnie większa niż wartość statyczna. Wyjaśnieniem tej sprzeczności zajął się Broberg [54]. Założył on, że w momencie gdy prędkość szczeliny osiągnie wartość równą prędkości rozchodzenia się fal plastycznych, mechanizm wzrostu oporu plastycznego płynięcia przestaje kontrolować proces zniszczenia. Przy tego rzędu prędkościach szczeliny traci sens pojęcie uplastycznienia się materiału w bezpośrednim sąsiedztwie wierzchołka szczeliny. W zamian wprowadził on tak zwany "obszar zniszczenia", który poprzedza poruszający się wierzchołek szczeliny. Obszar ten położony jest wewnątrz znacznie większej strefy plastycznej. Zakładając taki model ciała wykazał on, że w przypadku ruchu szczelin z prędkościami większymi niż prędkości fal plastycznych, stan naprężenia w strefie zniszczenia ulega zasadniczej redystrybucji. Jeżeli w przypadku powolnych szczelin stan ten w przybliżeniu można opisać równościami:

$$\sigma_x = 0,8 \sigma_z$$

$$\sigma_y = 0,6 \sigma_z$$

przy układzie współrzędnych jak na rys. 5.12, to w przypadku szczelin propagujących się z prędkościami $V_c = 0,7c_r$, wynosi on według [52]:

$$\sigma_x = \sigma_z$$

/5.34/

$$\sigma_y = 1,8 \sigma_z$$

Zależność /5.33/ przewiduje zatem tworzenie się mikroszczelin współliniowych z główną szczeliną. Natomiast z zależności /5.34/ wynika, że mikropęknięcia będą powstawały w płaszczyznach prostopadłych do kierunku propagacji głównej szczeliny. Oczywiście, taki mechanizm zniszczenia jest dużo bardziej energochłonny. Wyjaśnia on również wygląd złomu rozdzielczego powstającego przy dużych prędkościach propagacji szczelin. Złom taki, jak już było zaznaczone, jest bardzo nierówny ze znacznymi nieregularnymi zagłębieniami.

Z przedstawionego powyżej wyniku, że dynamiczna odporność na zniszczenie $\Gamma(I, V_c, \dots)$ może być wybrana jako kryterium przy wyznaczaniu temperatury kruchego przejścia. Zatem, na podstawie dynamicznego kryterium zniszczenia /3.12/, zaproponowanego przez Freunda [51], podobnie musi zachowywać się współczynnik uwalniania energii potencjalnej $\xi(I, V_c)$. Jednakże, w przypadku dynamicznym wygodniej jest operować pojęciem prędkości uwalniania energii potencjalnej $\dot{\xi}$. Wielkości te związane są ze sobą wyrażeniem:

$$/5.35/ \quad \dot{\xi} = -\frac{\partial}{\partial t} \Pi(I, V_c, \dots) = -\frac{\partial \Pi}{\partial t} V_c - \frac{\partial \Pi}{\partial V_c} \dot{V}_c = \dot{\xi} V_c - \frac{\partial \Pi}{\partial V_c} \dot{V}_c$$

Na zależności /5.35/ oparta jest koncepcja wyznaczania temperatury kruchego przejścia poprzez ocenę zmian prędkości propagacji szczeliny w jej ustalonym ruchu lub początkowego jej przyspieszenia, z temperaturą. W przypadku propagacji szczeliny ze stałą prędkością wyrażenie /5.35/ upraszcza się do postaci:

$$/5.36/ \quad \xi = \xi V_c$$

Natomiast, gdy bada się początkową fazę propagacji szczeliny, tak jak w opisywanym przypadku, otrzymuje się:

$$/5.37/ \quad \xi = -\frac{\partial \Pi}{\partial V_c} \alpha_0$$

gdzie α_0 jest początkowym przyspieszeniem szczeliny.

Na rys. 5.13 pokazano wpływ temperatury na wartość początkowego przyspieszenia α_0 , określanego na podstawie zależności /5.32/. Z wykresu tego widać, że po fazie nieznacznego wpływu temperatury na przyspieszenie dla temperatur wyższych od $T = 250$ K, następuje znaczny skok wartości początkowego przyspieszenia z poziomu $0,03 \text{ mm}/\mu\text{s}^2$ do wartości około $0,11 \text{ mm}/\mu\text{s}^2$. Przy dalszym obniżeniu temperatury przyspieszenie rośnie w dalszym ciągu, ale w sposób mniej gwałtowny, osiągając w temperaturze $T = 200$ K poziom $\alpha_0 = 0,165 \text{ mm}/\mu\text{s}^2$. Z rys. 5.13 widać, że Krytyczna Temperatura Propagacji - PTT wynosi około 250 K. Jednakże, budowa tego wykresu wymaga dosyć pracochłonnych obliczeń numerycznych związanych z koniecznością wyznaczenia nieznanymi współczynników α_i w wielomianowym rozwinięciu funkcji $V_c(t)$, /5.1/. Sporządzając, na podstawie tabeli 5.1, wykresy zmian średniego przyspieszenia, rys. 5.14 i średniej prędkości, rys. 5.15, w funkcji temperatury łatwo zauważyć, że i te wielkości doznają skokowych zmian w tej samej temperaturze. Zatem, aby określić temperaturę PTT, wystarczy wyznaczyć średnią prędkość i średnie przyspieszenie, które związane są ze sobą następującymi zależnościami:

$$/ 5.38/ \quad \bar{\alpha} = \frac{1 + g_d}{t_k^2} = \frac{2\bar{v}}{t_k}$$

Z zależności /5.38/ wynika, że do wyznaczenia tych wielkości potrzebna jest znajomość czasu trwania procesu zniszczenia t_k oraz miejsca inicjacji szczeliny g . Zatem, określenie temperatury PTT staje się stosunkowo proste.

Ponieważ temperatura kruchego przejścia nie jest stałą materiałową, więc również PTT zależy od geometrii ciała oraz sposobu i prędkości obciążania. Jednakże, temperatura PTT ma przewagę nad innymi charakterystykami kruchości materiałów ze względu na bardzo wąski przedział zmian przyspieszenia czy prędkości, jak również ze względu na fakt, że wyznaczana jest ona na podstawie zmian wielkości decydujących o charakterze zniszczenia. Ze względu na to, że dla badanej stali 45 nie przeprowadzono oceny temperatury kruchego przejścia na podstawie innych znormalizowanych prób, określenie korelacji pomiędzy PTT a innymi definicjami tych temperatur stosowanymi w praktyce jest niemożliwe. Dlatego, wykorzystując zależność zaproponowaną przez Pęcherskiego [37]:

$$\sigma_F \geq \sigma_Y \pi \beta$$

sprawdzono, że dla testowanej stali punkt krytyczny leży w badanym zakresie temperatur. Przyjmując $\beta = 1$, tzn. geometria użytej próbki traktowana jest jako wzorcowa /z którą porównywane będą inne rzeczywiste konstrukcje/ i wykorzystując wyniki obliczeń numerycznych z rozdziału drugiego, to jest:

$\sigma_F = 1000 \text{ MPa}$ - lokalne naprężenie kruchego złomu,

$\sigma_Y = 430 \text{ MPa}$ - granica plastyczności dla $T = 295 \text{ K}$,

$\sigma_Y = 495 \text{ MPa}$ - granica plastyczności dla $T = 200 \text{ K}$,

oraz odczytując wartości Π z rys. 2.24, warunek /2.23/ na dnie karbu w temperaturze $T = 295$ K nie jest spełniony:

$$1000 \cdot 0,698 = 698 > 430 \quad \text{dla } d = 5 \text{ mm}$$

$$1000 \cdot 0,962 = 962 > 430 \quad \text{dla } d = 7,8 \text{ mm}$$

natomiast w temperaturze $T = 200$ K, dla obydwu geometrii próbek, spełnia się:

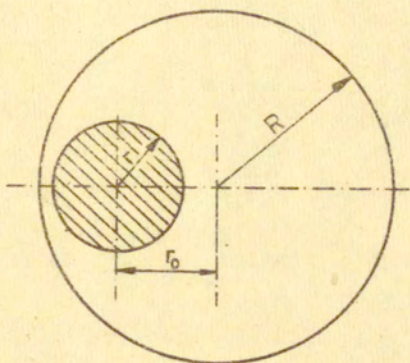
$$1000 \cdot 0,458 = 458 < 495 \quad \text{dla } d = 5 \text{ mm}$$

$$1000 \cdot 0,462 = 462 < 495 \quad \text{dla } d = 7,8 \text{ mm}$$

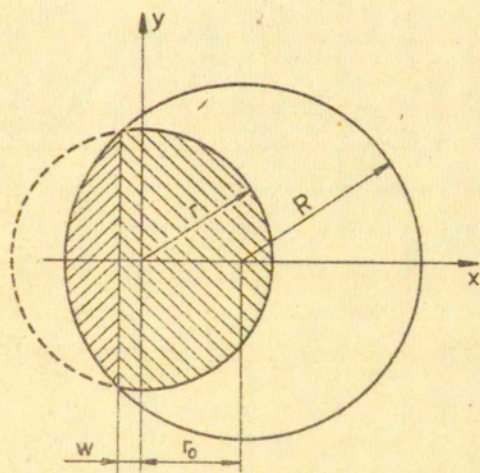
Kryterium /2.23/ jest warunkiem koniecznym powstania kruchego mikropekania. Jednakże, pomimo spełnienia go w pewnej objętości materiału, konstrukcja może ulec zniszczeniu w sposób ciągły. Wykonując podobne obliczenia jak powyższe dla elementarnej objętości ciała na osi próbki w temperaturze $T = 295$ K można wykazać, że kryterium /2.23/ jest tam spełnione. Pomimo to, jak wynika z rezultatów badań doświadczalnych, próbki ulegają zniszczeniu w sposób ciągły.

Wyznaczanie temperatury kruchego przejścia poprzez pomiar PTT, pomimo pozytywnych rezultatów uzyskanych w tej pracy, wymaga dalszych badań doświadczalnych i teoretycznych. Trudności występujące przy pomiarach rekompensowane są dokładnością z jaką można dokonywać oceny temperatury PTT.

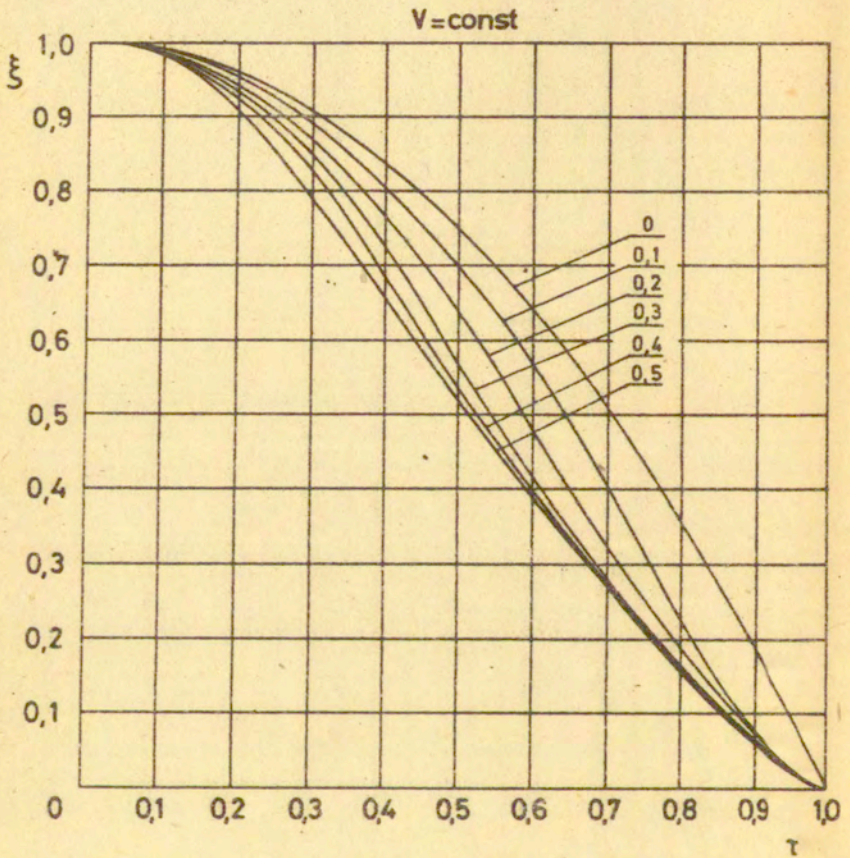
a) I faza zniszczenia $0 < \tau \leq \tau_S$



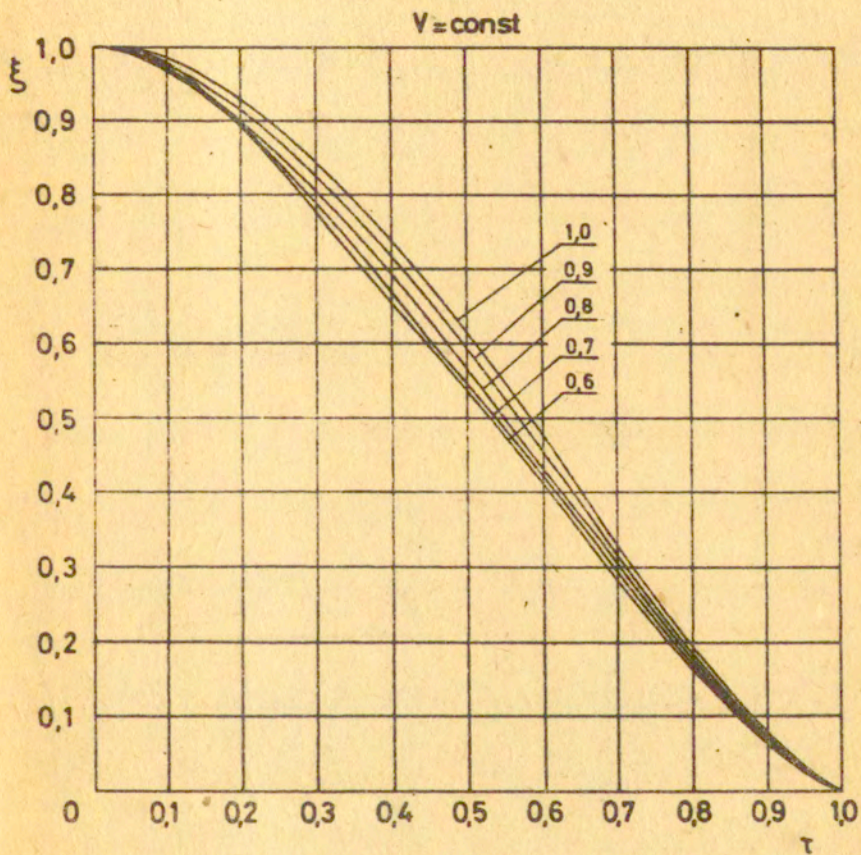
b) II faza zniszczenia $\tau_S < \tau < 1$



Rys. 5.1

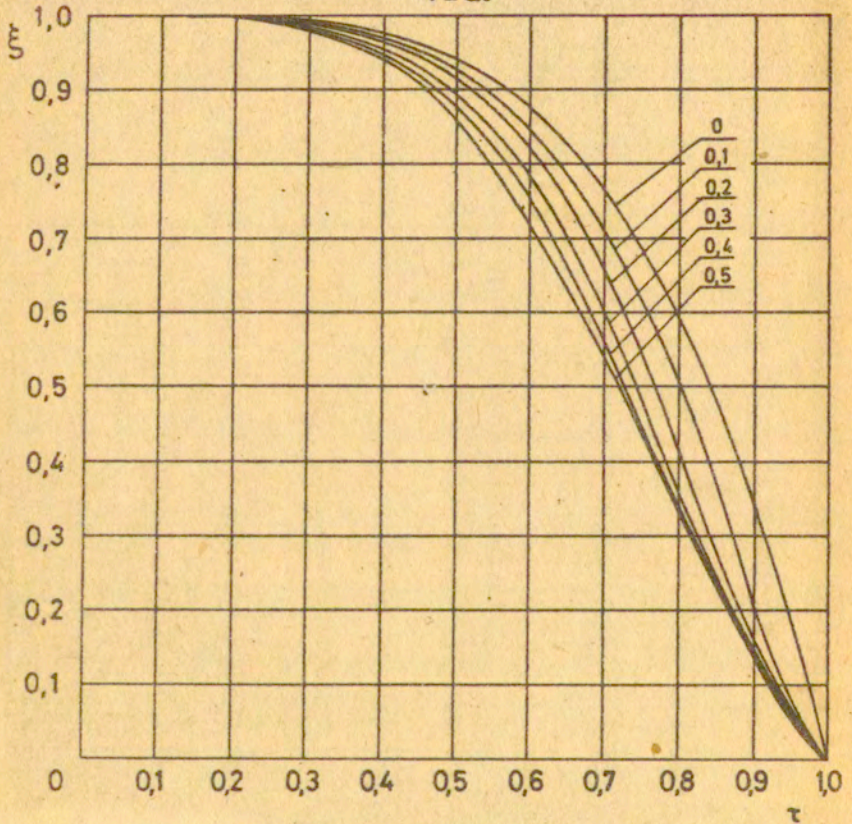


Rys. 5.2

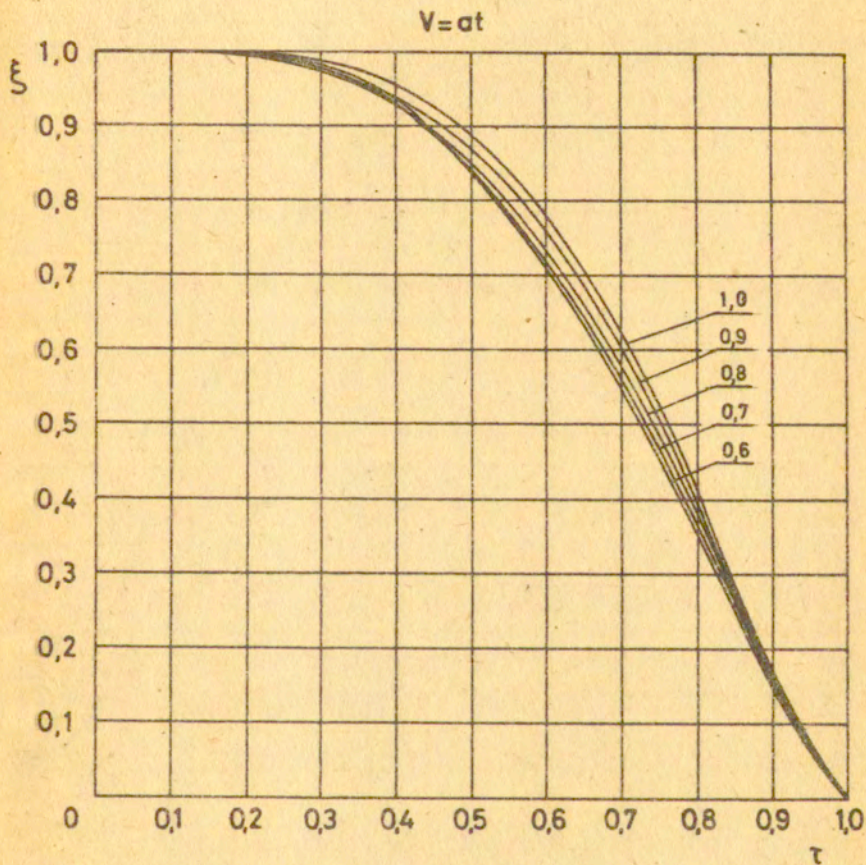


Rys. 5.3

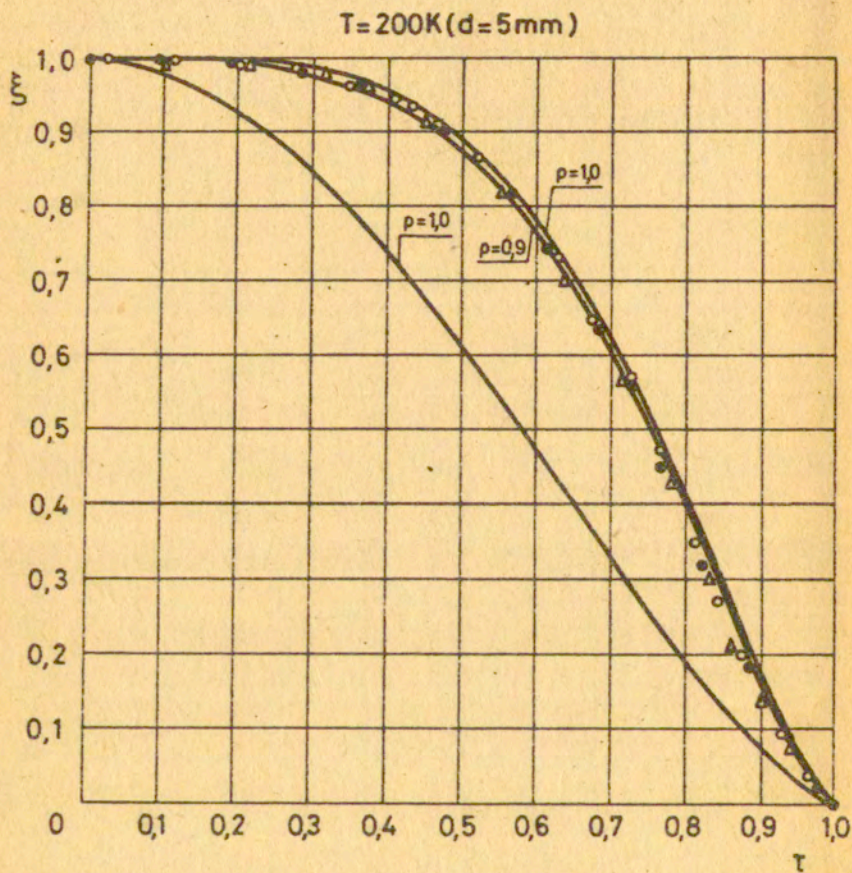
$$V = at$$



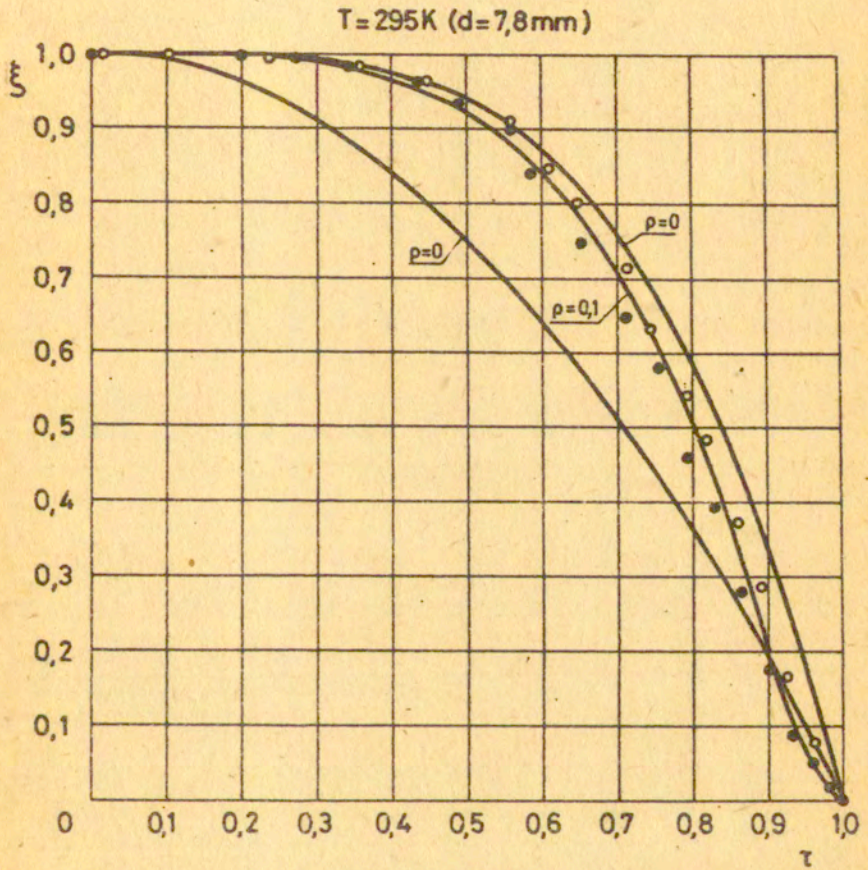
Rys. 5.4



Rys. 5.5

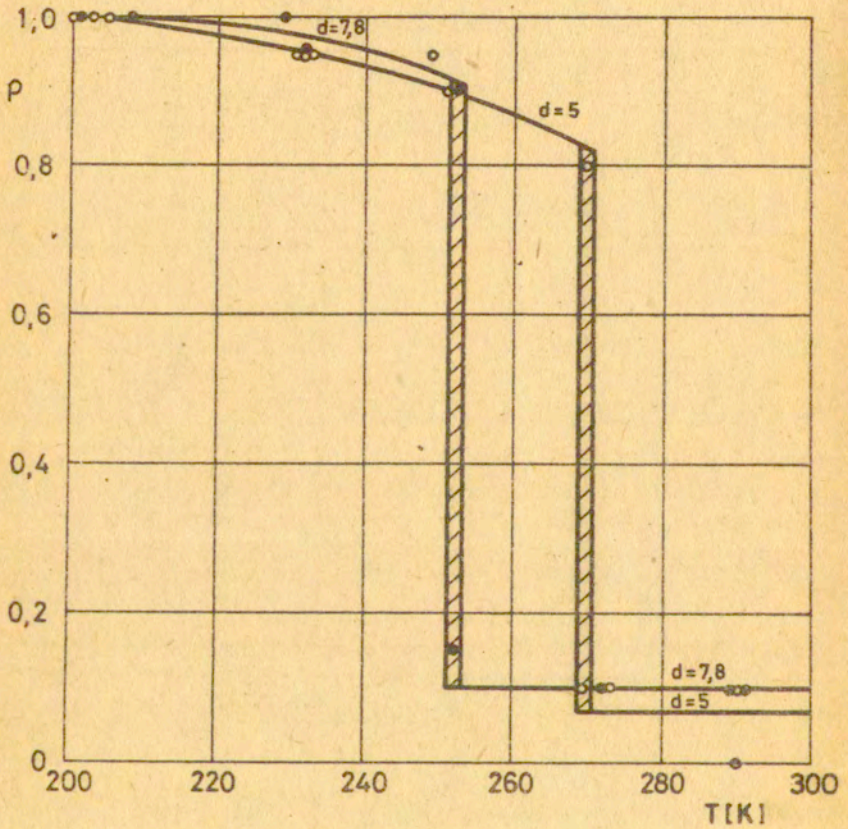


Rys. 5.6



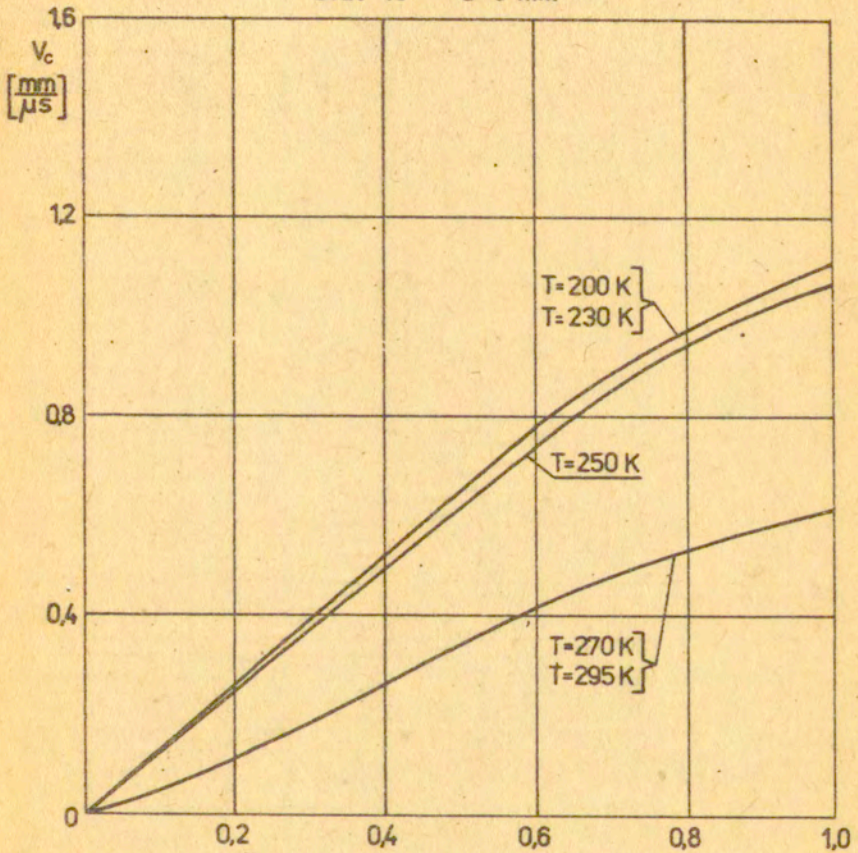
Rys. 5.7

STAL 45



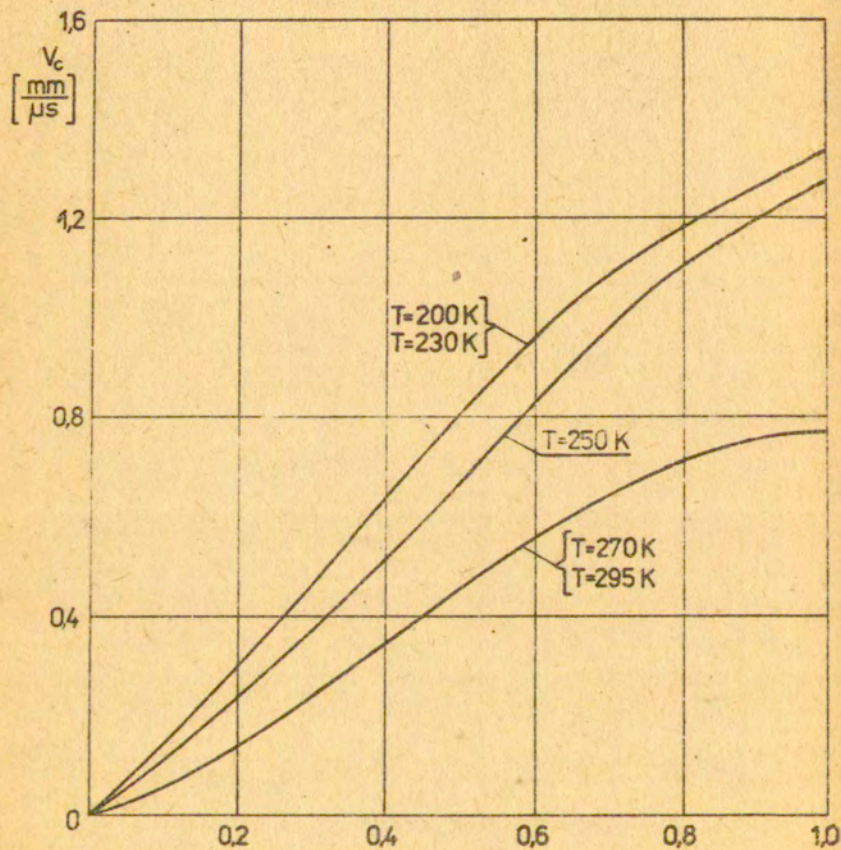
Rys. 5.8

Stal 45 $d=5$ mm

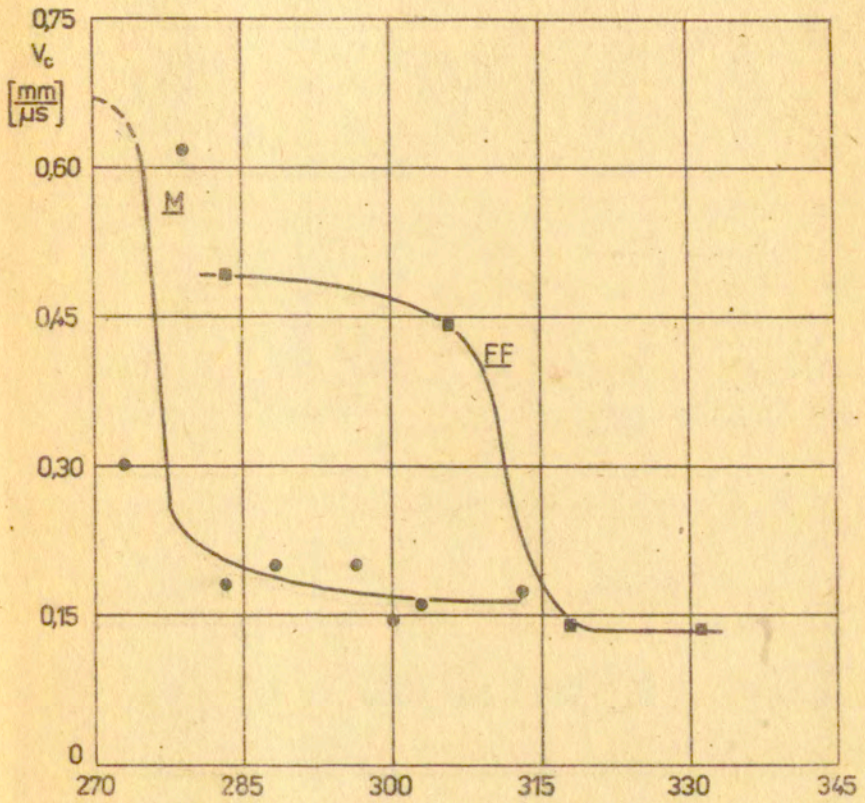


Rys. 5.9

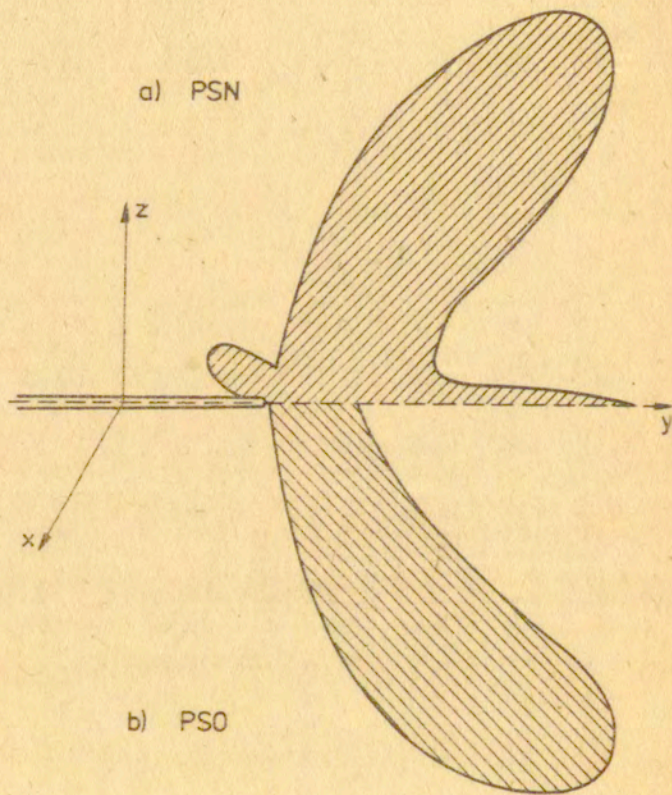
Stal 45 $d=7,8$ mm



Rys. 5.10

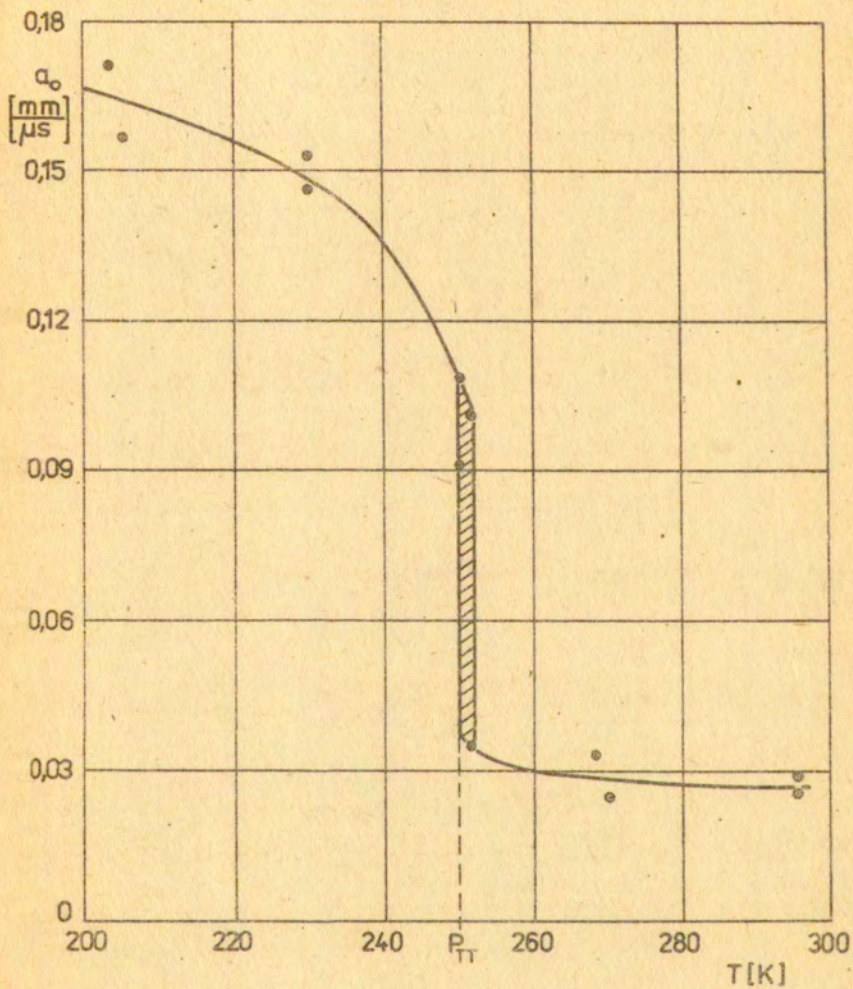


Rys. 5.11

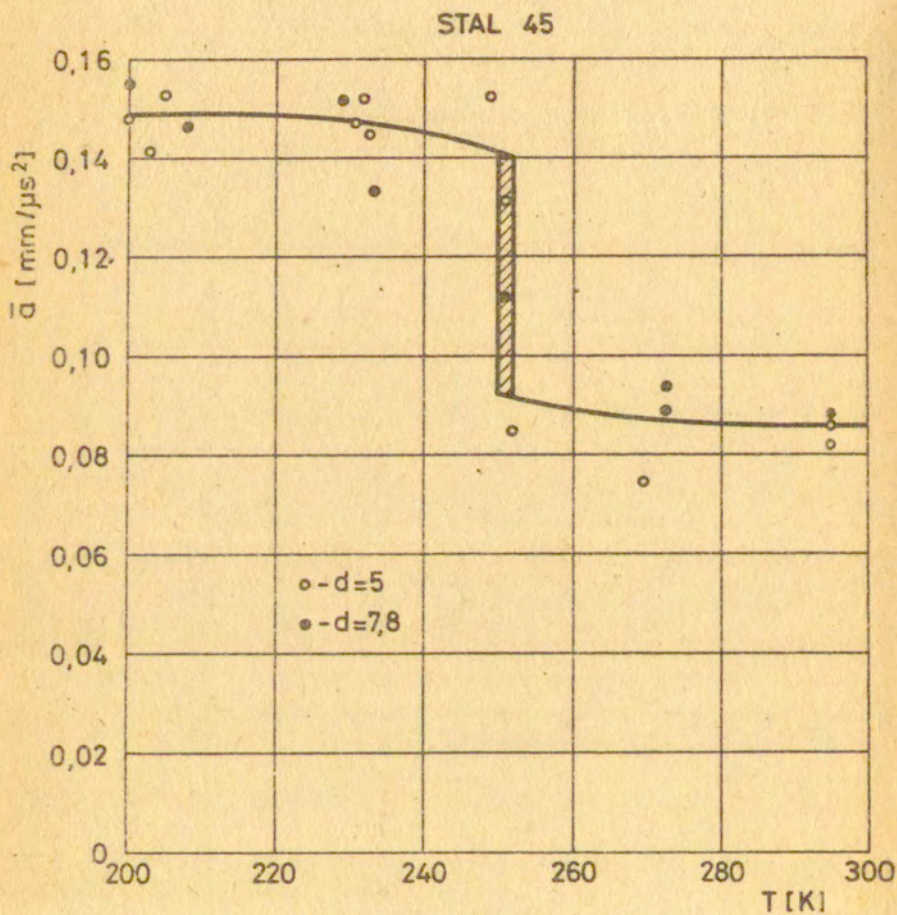


Rys. 5.12

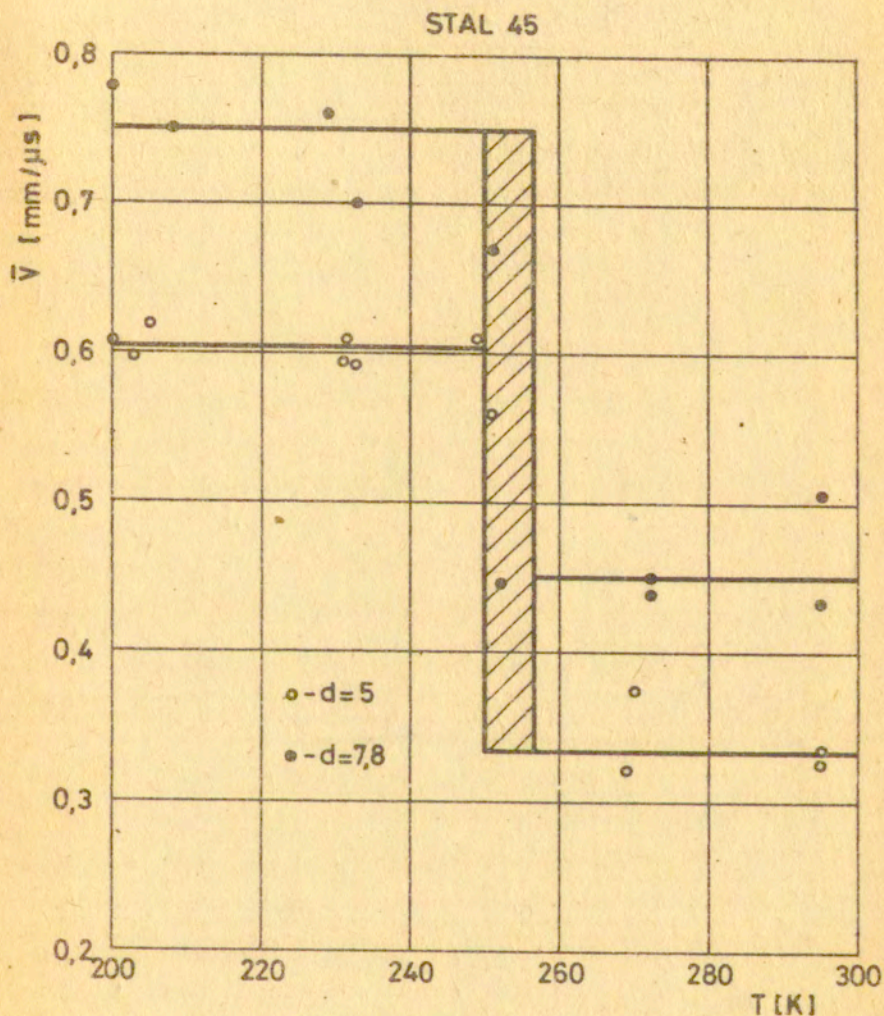
Stal 45



Rys. 5.13



Rys. 5.14



Rys. 5.15

6. Podsumowanie i wnioski końcowe

Zaproponowana w pracy metoda pomiaru Krytycznej Temperatury Propagacji - PTT, która oparta jest na rejestracji impulsu odciążenia generowanego w trakcie procesu zniszczenia pręta, wykorzystuje zjawisko skokowej zmiany prędkości rozchodzenia się szczeliny w materiale przy obniżaniu temperatury badania. Prosty związek pomiędzy prędkością propagacji szczeliny a rodzajem powstającego złomu przemawia za słuszością wyboru PTT jako kryterium oceny temperatury kruchego przejścia. Podstawową zaletą metody jest bardzo wąski przedział temperatur w jakim zachodzi skok prędkości, która wynosi około 10 K.

Przedstawiona metoda doświadczalna, której podstawy zostały opracowane przez Klepaczko [57], daje się przystosować do badań w obniżonych temperaturach. Wyznaczenie średniej prędkości propagacji szczeliny związane jest z pomiarem czasu trwania procesu zniszczenia, który jest proporcjonalny do długości rejestrowanego impulsu odciążenia. Dzięki dużej precyzji pomiarów kształtu impulsu odciążenia przy użyciu tensometrii, możliwa jest bardzo dokładna ocena przyspieszenia oraz prędkości rozprzestrzeniającej się szczeliny. Jak wykazano w pracy, za pomocą tej metody możliwe jest również określenie zmian prędkości szczeliny w trakcie procesu zniszczenia poprzez porównanie doświadczalnego i analitycznie wyznaczonego kształtu impulsu odciążenia. Analiza oparta jest na założeniu upraszczającym odnośnie zmian średniego naprężenia osiowego. Ze względu na złożony charakter procesu, szczególnie w przypadku mimośrodowej propagacji szczeliny, konieczne było przyjęcie założenia w najbardziej prostej formie, $\sigma_2 = \text{const}$. Założenie to wydaje się być słuszne

w świetle uzyskanych wyników numerycznych. Za pomocą metody elementów skończonych przeprowadzono analizę numeryczną procesów sprężysto-plastycznych deformacji osiowo-symetrycznych prętów z karbem typu V. Dostarczyła ona wielu cennych informacji o rozkładach naprężeń w początkowym momencie zniszczenia próbek. Wykorzystując wyniki obliczeń numerycznych, opisano mechanizm zmian miejsca inicjacji szczeliny w walcowych prętach z karbem. Obliczenia potwierdziły fakt doświadczalny, że w wyższych temperaturach zniszczenie rozpoczyna się na osi próbki, natomiast w temperaturach niższych z dna jej karbu. Ponadto stwierdzono, że temperatura, w której zachodzi zmiana miejsca inicjacji szczeliny, zależy od geometrii karbu.

Możliwość praktycznego wykorzystania metody pomiaru temperatury PTT wymaga jednak przeprowadzenia podobnych badań na innych materiałach wykazujących zjawisko kruchego przejścia oraz skorelowania uzyskanych wyników z innymi, stosowanymi obecnie definicjami temperatury kruchego przejścia.

Literatura cytowana w tekście:

- [1] N.N. Dawidenkow, Dinamiczeskije ispytanija materialłow, ONTI, 1936.
- [2] N.N. Dawidenkow, O chłodnołomkociti stali, Trudy Leningrad. Politech., Nr 3, 1947.
- [3] F.J. Loss, W.S. Pellini, Practical fracture mechanics for structural steel, Paper J., UKAEA/Chapman and Hall, London 1969.
- [4] Próba udarności stali i staliwa, PN-69/H-04370.
- [5] Metale, próba udarności w obniżonych temperaturach, PN-79/H-04371.
- [6] Instrumented impact testing, ASTM-STP 563, 1974.
- [7] F.W. Boulger, W.B. Hansen, Trans. AIME, 227, p.1212, 1963.
- [8] S. Cesarz, Korelacja temperatury NDT z temperaturami przejściowymi określonymi próbami udarnościowymi Charpy V, I Konf. na temat Metody Badań Odporności na Pęknięcie, Katowice-Wiśła, 1979.
- [9] G.M. Mc Clure, A.R. Duffy, R.J. Eiber, Fracture resistance in line pipe, J. Engng for Industry, 87, 265, 1965.
- [10] A.A. Griffith, The phenomena of rupture and flow in solids, Phil. Trans. Royal Soc., London A221, 163, 1921.
- [11] C.E. Inglis, Trans. Inst. Nav. Archit., LV, 1, 219, 1913.
- [12] H.M. Westergaard, Bearing pressures and cracks, J. Appl. Mech., 6, 1939.
- [13] E. Orowan, Energy criteria of fracture, Welding Journal, 1955.
- [14] G.R. Irwin, Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate, J. Appl. Mech., 24, 361, 1957.
- [15] Mechanika Techniczna t. IV, pod red. M. Sokołowski, PWN, 1978.
- [16] M.L. Williams, On the stress distribution at the base of a stationary crack, J. Appl. Mech., 24, 109, 1957.
- [17] D.S. Dugdale, Yielding of steel sheets containing slits, J. Mech. Phys. Solids, 8, 1960.
- [18] Barenblatt, G.I., Equilibrium cracks in brittle solids, PMM 23, 1959.
- [19] A.A. Wells, Crack Propagation Symposium Proceedings, Cranfield College of Aeronautics, 1, 210, 1961.

- [20] J.R. Rice, Path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks, *J. Appl. Mech.*, 35, 1968.
- [21] A.N. Stroh, *Proc. R. Soc.*, A223, 404, 1954.
- [22] E. Smith, *Proc. Conf. Phys. Basis of Yield and Fracture*, 36, Inst. Phys. Phys. Soc., Oxford, 1966.
- [23] J. Krzemiński, Teoria zarodkowania wakansyjnych mikroszczelin w odkształconych metalach, *Mechanika Zniszczenia. Teoria i Zastosowania*, Ossolineum, 1976.
- [24] P.F. Thomason, A theoretical relation between K_{IC} and basic material properties in ductile materials, *Int. J. Fract. Mech.* 7, 409, 1971.
- [25] F.A. McClintock, A criterion for ductile fracture by the growth of cracks, *J. Appl. Mech.*, 35, 363, 1968.
- [26] A. Dragon, K. Ohji, Plasticity model for inclusion perturbed yielding and ductile fracture criterion, to be published.
- [27] K.W. Popow, W.G. Sawickij, Niskotemperaturnaja chрупkost stali i detalej maszin, *Maszinostrojenie*, 1969.
- [28] G.W. Użik, *Proczność i plastyczność metaliów pri nizkich temperaturach*, I.A.N. SSSR, 1957.
- [29] W.W. Panasiuk, A.E. Andrejkow, I.N. Pańko, K teorii prodielnogo rawnowiesia cilindriczeskich obrazcow s wnieszniej kolcowej treszczynoj, *Fiz-Chim. Mech. Mat.*, 2, 1974.
- [30] O.C. Zienkiewicz, *Metoda elementów skończonych*, Arkady, 1972.
- [31] P.F. Koszelski, G.W. Użik, Issliedowanie plasticzeskich deformacji w miestach koncentracji naprjażenij. metodom trawlenia, *Mechanika i Maszinostrojenie*, 1, 1959.
- [32] G.W. Użik, *Soprotiwlenije otrwyu i proczność metaliów*, Izd. Ak. N. SSSR, 1950.
- [33] J.A. Hendrikson, D.S. Wood, D.S. Clark, The initiation of brittle fracture in mild steel, *Trans. A.S.M.*, 51, 656, 1959.
- [34] J.F. Knott, A.H. Cottrell, Notch brittleness in mild steel, *J.I.S.I.*, 201, 249, 1963.
- [35] A.S. Tetelman, R.A. Wullaert, B. Ireland, Prediction of variation in fracture toughness from small specimen tests. Practical Applications of Fracture Mechanics to Pressure-Vessel Technology, 85, *Inst. Mech. Eng.*, London, 1971.
- [36] J.R. Griffith, D.R.J. Owen, An elastic-plastic stress analysis for a notched bar in plan strain bending, *J. Mech. Phys. Solids*, 19, 419, 1977.

- [37] R. Pęcherski, Teoretyczny opis wpływu napromieniowania neutronami na własności lepkoplastyczne miękkiej stali, Prace IPPT, 1978.
- [38] G. Lang, Der Ablauf des Bruches in duktilen zugbeanspruchten Legierungen, Zeitschrift für Metallkunde, 67, 372, 1976.
- [39] J.P. Berry, Some kinetic considerations of Griffith criterion for fracture, Part I and Part II, J. Mech. Phys. Solids, 194, 1960.
- [40] F. Kastamanis, D. Raftopoulos, P.S. Theocaris, The dependence of crack velocity on critical stress in fracture, Ex. Mech., 17, 128, 1977.
- [41] M.F. Kanninen, An estimate of the limiting speed of a propagating ductile crack, J. Mech. Phys. Solids, 16, 215, 1968.
- [42] N.F. Mott, Brittle fracture in mild-steel plates, Engineering, 165, 16, 1948.
- [43] D.K. Roberts, A.A. Wells, The velocity of brittle fracture, Engineering, 178, 820, 1954.
- [44] K.B. Broberg, The propagation of a brittle crack, Arkiv für Fysik, 13, Nr 10, 1960.
- [45] E.H. Yoffe, The moving Griffith crack, Phil. Mag., 42, 739, 1951.
- [46] B.W. Kostrow, Nieustanowiwszejesia rasprostranienie treszczyn prodolnogo sdwiga, PMM, 30, 1042, 1966.
- [47] J.D. Achenbach, Crack propagation generated by a horizontally polarized shear wave, J. Mech. Phys. Solids, 18, 7, 1970.
- [48] G.T. Hahn, R.G. Hoagland, M.F. Kanninen, A.R. Rosenfield, A preliminary study of fast fracture and arrest in the DCB test specimen, Proceedings of an International Conference on Dynamic Crack Propagation, ed. G.C. Sih, p. 649, 1973.
- [49] Z.J. Bilek, S.J. Burns, Crack propagation in wedged Double Cantilevered Beam specimens, J. Mech. Phys. Solids, 22, 85, 1974.
- [50] L.B. Freund, Crack propagation in an elastic solid subjected to general loading, Part I and Part II, J. Mech. Phys. Solids, 20, 129, 1972.
- [51] L.B. Freund, Energy flux into the tip of an extending crack in an elastic solid, AEC AT /11-1/ 3084 Technical Report, Nr 1, 1972.
- [52] K.B. Broberg, On effects of plastic flow at fast crack growth, Fast Fracture and Crack Arrest, ASTM STP 627, 243, 1977.

- [[53] T.L. Paxon, R.A. Lucas, Proceedings of an Intednational Conference on Dynamic Crack Propagation, Nordhoff International Publishing, Leyden, The Netherlands, p. 415, 1973.
- [[54] K.B. Broberg, On dynamic crack propagation inelastic-plastic media, Proceedings of an International Conference on Dynamic Crack Propagation, Nordhoff International Publishing, Leyden The Netherlands, p. 461, 1973.
- [[55] J. Carlson, L. Dahlberg, F. Nilsson, Experimental studies of the unstable phas of crack propagation in metals and polymers, Proceedings of an International Conference on Dynamic Crack Propagation, Nordhoff International Publishing, Leyden, The Netherlands, p. 165, 1973.
- [[56] H.C. Van Elst, The relation between increase in crack arrest temperature and decrease of stress wave attenuation by material embrittlement, Proceedings of an International Conference on Dynamic Crack Propagation, Nordhoff International Publishing, The Netherlands, Leyden, p.283, 1973.
- [[57] J. Klepaczko, An experimental method in ductile crack propagation dynamics for some aluminum alloy, to be published in Proceedings of Polish-French Symposium on Applied Mechanics, Kraków, 1977.
- [[58] H. Kolsky, Stress waves in solids, Oxford, 1953.
- [[59] J. Miklowitz, Elastic waves created during tensile fracture-the phenomenon of second fracture, J. Appl. Mech., 20, 122, 1952.
- [[60] K. Oi, Transient response of bonded strain gages, Exp. Mech., 6, 463, 1966.
- [[61] J.W. Phillips, Stress pulses produced during the fracture of brittle tensile specimens, Intar. J. Solids Stuct., 6, 11, 1970.

SPIS TREŚCI

Str.

1. Wstęp	3
1.1. Wprowadzenie	3
1.2. Cel pracy	7
1.3. Kryteria zniszczenia materiałów	8
2. Analiza sprężysto-plastycznych deformacji osiowo-symetrycznych prętów z obwodowym karbem typu V	21
2.1. Wybór materiału	21
2.2. Quasi-statyczne rozciąganie osiowo-symetrycznych próbek z karbem typu V oraz próbek gładkich	23
2.3. Numeryczna analiza procesu deformacji prętów z karbem metodą elementów skończonych	27
2.4. Analiza stanu naprężenia w przekroju karbu na poziomie obciążeń niszczących w temperaturach 295 K i 200 K	39
3. Podstawowe rozwiązania teoretyczne oraz metody pomiaru prędkości propagacji szczelin	68
3.1. Rozwiązania teoretyczne z dynamiki propagacji szczelin	68
3.2. Metody doświadczalne w dynamice zniszczenia	76
4. Pomiar prędkości propagacji szczelin poprzez rejestrację kształtu fali odciążenia powstałej w wyniku zniszczenia	84
4.1. Rozchodzenie się fal sprężystych w prętach	84

4.2.	Fala odciążenia powstała w wyniku zniszczenia pręta jako szczególny przypadek fali sprężystej . . .	87
4.3.	Kształt podłużnego impulsu odciążenia a prędkość propagacji szczeliny	91
4.4.	Opis stanowiska badawczego i wyniki pomiarów . . .	93
5.	Analiza procesu dynamicznego zniszczenia osiowo-symetrycznych prętów z karbem.	115
5.1.	Wyznaczenie kształtu podłużnego impulsu odciążenia. Założenia upraszczające	115
5.2.	Porównanie wyników doświadczalnych i analitycznych, ocena przyspieszenia i prędkości propagacji szczeliny	120
5.3.	Temperatura kruchego przejścia a dynamika propagacji szczelin	127
6.	Wnioski	150