

## WPLYW NAPROMIENIOWANIA NEUTRONAMI NA MECHANIZMY LEPKOPLASTYCZNEGO PŁYNIĘCIA MIĘKKIEJ STALI

RYSZARD PECHERSKI (WARSZAWA)

W pracy przeanalizowano mechanizmy plastycznego płynięcia i warunki kruchego przejścia. Problem ten zbadano dla miękkiej stali na podstawie dostępnych wyników badań eksperymentalnych. Wyznaczono zależność między temperaturą kruchego przejścia, prędkością odkształcenia i wielkością ziarna. Przedyskutowano obszary działania mechanizmów deformacji plastycznej i kruchego pęknięcia na płaszczyźnie temperatura-prędkość odkształcenia. Omówiono podstawowe efekty napromieniowania neutronami oraz jego wpływ na mechanizmy plastycznego płynięcia w miękkiej stali. Wyprowadzono zależność temperatury kruchego przejścia od dozy napromieniowania. Wyznaczono obszary działania mechanizmów dysypacji wewnętrznej dla napromieniowanej miękkiej stali na płaszczyźnie temperatura-prędkość odkształcenia.

### 1. WSTĘP

Znajomość mechanizmów dysypacji wewnętrznej ma duże znaczenie w teorii lepkoplastyczności. Daje bowiem fizyczną motywację potrzebną do budowania równań konstytutywnych oraz pozwala interpretować odpowiednie funkcje i parametry w nich występujące. Podobne znaczenie ma znajomość mechanizmów dysypacji wewnętrznej w opisie zachowania się materiałów napromieniowanych neutronami. W związku z tym P. PERZYNA [41], w swej pracy na temat lepkoplastyczności materiałów napromieniowanych, postawił następujące podstawowe pytanie: jak napromieniowanie zmienia mechanizmy dysypacji wewnętrznej?

Według rozeznania autora nie przeprowadzono dotychczas badań eksperymentalnych, które mogłyby bezpośrednio udzielić zadowalającej odpowiedzi na postawione pytanie. Celem pracy jest sformułowanie na podstawie dostępnych wyników odpowiednich hipotez, które pozwolą nakreślić obraz zmian mechanizmów dysypacji wewnętrznej po napromieniowaniu. Ograniczymy się przy tym do przypadku miękkiej stali. Z dyskusji tej będzie można wyciągnąć również ogólne jakościowe wnioski o zachowaniu się innych metali o sieci krystalicznej regularnej, przestrzennie centrowanej.

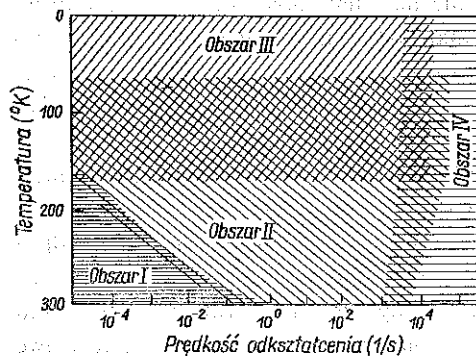
Aby dać możliwie pełną analizę sformułowanego przez P. Perzynę problemu należy uwzględnić pewien ważny aspekt zachowania się miękkiej stali po napromieniowaniu. Materiał ten charakteryzuje się dużym wzrostem granicy plastyczności z jednoczesnym spadkiem ciągliwości, co przejawia się we wzroście temperatury kruchego przejścia. Znając temperaturę kruchego przejścia możemy określić dolne

ograniczenie przedziału temperatury, w którym dominującą rolę odgrywają mechanizmy lepkoplastycznego płynięcia. Ponadto zbadanie wpływu napromieniowania na zmianę temperatury kruchego przejścia jest bardzo ważne w zagadnieniach praktycznych związanych z projektowaniem i eksploatacją elementów konstrukcji reaktorów atomowych. Dlatego w pracy przeanalizowano dokładnie proces kruchego przejścia oraz towarzyszące mu mechanizmy, wpływ napromieniowania na mechanizmy lepkoplastycznego płynięcia w niskich temperaturach, na mechanizmy kruchego pęknięcia oraz na zmianę temperatury kruchego przejścia.

## 2. MECHANIZMY PLASTYCZNEGO PŁYNIĘCIA I PROCES KRUCHEGO PRZEJŚCIA

W wielu pracach doświadczalnych stwierdzono, że właściwości plastyczne metali o sieci krystalicznej sześcienniej, przestrzennie centrowanej zależą w dużym stopniu od prędkości odkształcenia plastycznego  $\dot{P}$  i temperatury  $\vartheta$ . Przejawia się to w znacznym podwyższeniu granicy plastyczności ze wzrostem prędkości odkształcenia  $\dot{P}$  i spadkiem temperatury  $\vartheta$  oraz w charakterystycznym przejściu od właściwości ciągliwych do kruchych. Przykładem takiego materiału jest miękka stal, dla której przeprowadzono systematyczne badania w dużym przedziale prędkości odkształcenia  $\dot{P} \in (10^{-5}; 10^5)^1/\text{sek}$  i temperatury  $\vartheta \in (77; 700)^\circ\text{K}$  (MANJOINE [35], ROSENFELD i HAHN [44], CAMPBELL, COOPER, FISCHHOF [9], CAMPBELL i FERGUSON [10], NAKAMURA, SAKUI, MATSUDA [37]).

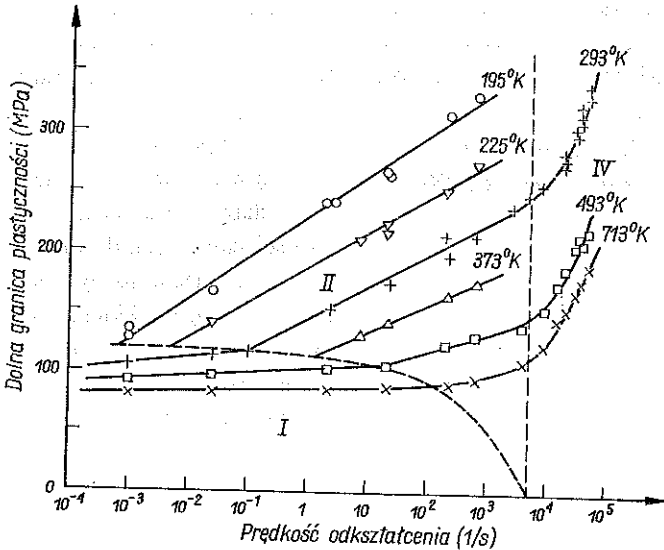
ROSENFELD i HAHN [44] wyodrębnili na płaszczyźnie temperatura-prędkość odkształcenia cztery obszary charakterystyczne dla różnego zachowania się miękkiej stali (rys. 1). Podobne obszary na płaszczyźnie naprężenie-prędkość odkształcenia rozważali CAMPBELL i FERGUSON [10] (rys. 2). Zaznaczony na rys. 1 i 2 obszar I



Rys. 1. ROSENFELD i HAHN [44]

charakteryzuje się słabą zależnością granicy plastyczności od temperatury i prędkości odkształcenia. Przeważającą rolę na deformację plastyczną w tym obszarze mają mechanizmy atermicznego pokonywania przez dyslokację pól naprężenia dalekiego zasięgu, które mogą pochodzić od innych dyslokacji, granic ziarn, wtrąceń itp. (por. np. CAMPBELL i FERGUSON [10]).

W obszarze II obserwuje się liniową zależność granicy plastyczności od logarytmu prędkości odkształcenia. Przyjmuje się, że decyduje o tym mechanizm termicznie aktywowanego ruchu dyslokacji. Decydującą rolę odgrywają w tym przypadku przeszkody termiczne pochodzące od «wewnętrznego» oporu sieci krystalicznej w postaci barier potencjału Peierlsa-Nabarro (CONRAD [12], CAMPBELL i FERGUSON [10]).



Rys. 2. CAMPBELL i FERGUSON [10]

W obszarze IV stwierdzono silny wzrost zależności granicy plastyczności od logarytmu prędkości odkształcenia. Przyjmuje się zazwyczaj, że jest to spowodowane działaniem lokalnego mechanizmu lepkiego hamowania ruchu dyslokacji przez gaz elektronów i fononów (CAMPBELL i FERGUSON [10]).

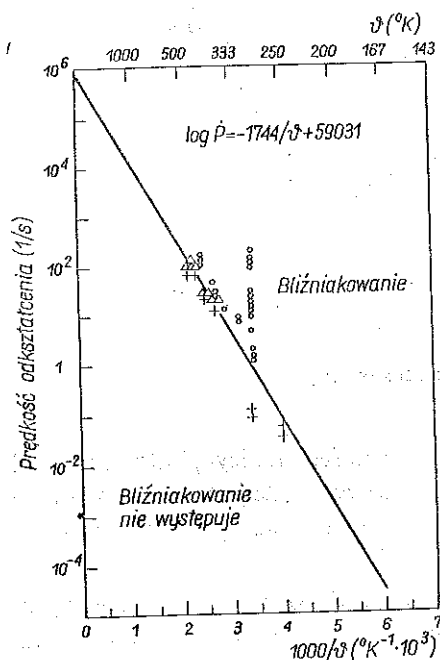
Stosunkowo najmniej uwagi poświęcono obszarowi III. Charakteryzuje się on słabą zależnością granicy plastyczności od temperatury i prędkości odkształcenia. Rosenfield i Hahn przypisali to mechanizmowi bliźniakowania. Stwierdzili jednocześnie, że występowanie tego mechanizmu zależy w dużym stopniu od wielkości ziarna. W przypadku stali gruboziarnistej badanej przy prędkości odkształcenia rzędu (od 10<sup>-4</sup> do 10<sup>-3</sup>) 1/s bliźniakowanie występuje w temperaturze bliskiej 150°K. Natomiast w przypadku stali drobnoziarnistej o średnicy ziarna rzędu  $d=0,012$  mm, bliźniakowanie wystąpiło w temperaturze poniżej 77°K. Podobny wynik uzyskano również dla większych prędkości odkształcenia rzędu 10<sup>2</sup> 1/s. W przypadku więc stali o bardzo małej średnicy ziarna obszar II rozciąga się do bardzo niskiej temperatury sięgającej poniżej 77°K.

Okazuje się, że zagadnienie zachowania się miękkiej stali w bardzo niskich temperaturach jest znacznie bardziej skomplikowane i zależy przede wszystkim od tego, czy próbka poddana jest ścisnaniu czy rozciąganiu.

W przypadku ścisnania najważniejszą rolę w obszarze III będzie odgrywał mechanizm bliźniakowania. Przy czym graniczna temperatura między obszarami I i III będzie rosła ze wzrostem prędkości odkształcenia — przy ustalonej średnicy ziarna. Problem ten nie jest jeszcze wyczerpująco zbadany eksperymentalnie. Pewnych informacji na ten temat może dostarczyć praca HOCKETTA i ZUKASA [21], w której uzyskano zależność granicznej temperatury mechanizmu bliźniakowania

od prędkości odkształcenia w próbie dynamicznego ściskania (rys. 3). Z wyników przedstawionych na rys. 3 widać jednocześnie, że przedział temperatury odpowiadający obszarowi IV będzie ograniczony od dołu przez temperaturę mechanizmu bliźniakowania.

W dalszej części pracy zajmiemy się drugim przypadkiem, kiedy w czasie próby występują naprężenia rozciągające. Obserwuje się wtedy w przedziale niskich tempera-



Rys. 3. HOCKETT i ZUKAS [21] ○ bliźniakowanie, + bliźniakowanie nie występuje, Δ występowanie jedynie kilku bliźniaków

kacji mogą być przecinające się pasma poślizgu, granice bliźniaków, subziarna, granice międzyfazowe w strukturach niejednorodnych, obce wtrącenia itp. (MACIEJNY [31], PETCH [42] i TEITELMAN i MCEVILY [53]).

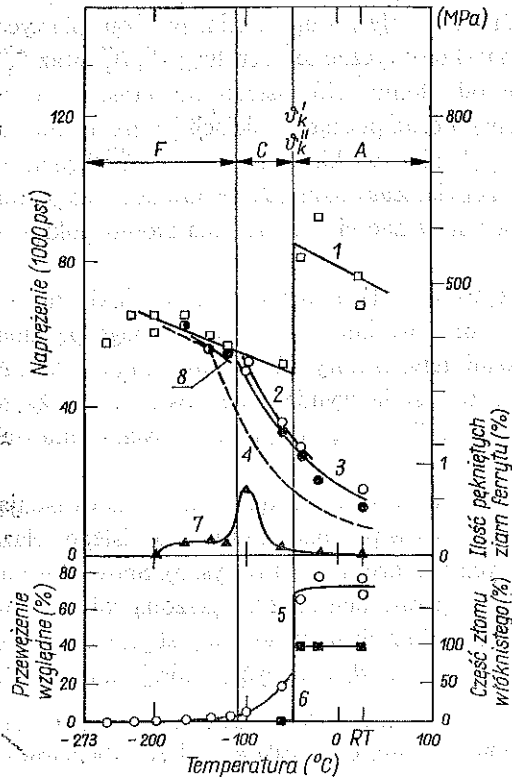
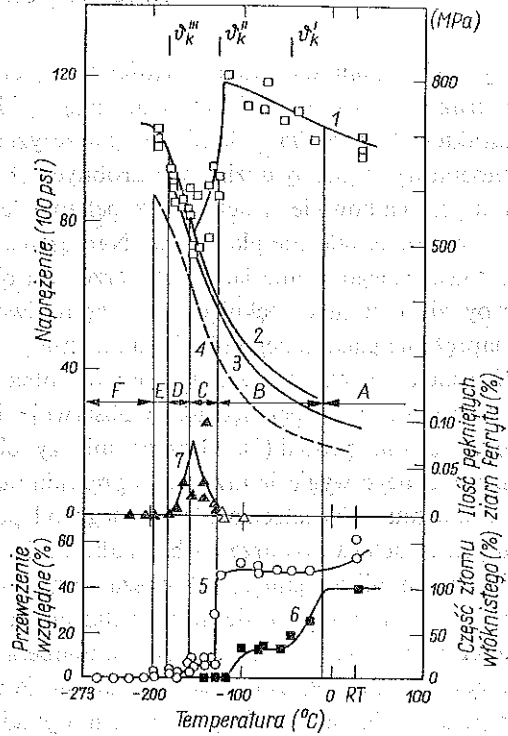
Dokładną analizę procesu przejścia od płynięcia plastycznego do kruchego pęknięcia można znaleźć w pracy HAHNA i in. [18]. Przeprowadzili oni badania na rozciąganie próbek bez karbu ze stałą prędkością odkształcenia  $3,3 \cdot 10^{-3}$  1/s w przedziale temperatury (23°K; 300°K). Próbki były wykonane ze stali niskowęglowej (0,22% C; 0,36% Mn), manganowej (0,16% C; 1,30% Mn) oraz z polikrystalicznego żelaza zawierającego około 0,039% C. Przykłady wyników tych badań przedstawiono na rysunkach 4 i 5. Na rys. 4 widać, że w obszarze temperatury powyżej punktu  $S'_k$  (obszar A) pęknięcie jest całkowicie plastyczne. Obserwuje się bardzo dużą różnicę między dolną granicą plastyczności a naprężeniem złomu. Współczynnik względnego przewężenia przekracza 50%, a powierzchnia złomu ma charakter całkowicie włóknisty. W obszarze B zachodzi stopniowa zmiana charakteru złomu

charakterystyczne przejście od właściwości ciągliwych do kruchych. W związku z tym mechanizmy decydujące o zachowaniu się miękkiej stali w obszarze III są bardzo złożone i zależą od wielu czynników jak np. temperatura, prędkość odkształcenia, średnica ziarna, zawartość domieszek, rodzaj obróbki cieplnej, napromieniowanie itp.

Proces kruchego pęknięcia składa się z dwóch etapów: 1) powstawanie mikropeęknięć, 2) propagacja mikropeęknięć.

Zarodkowanie mikropeęknięć jest związane z odkształceniem plastycznym przez poślizg lub bliźniakowanie. Uwarunkowane jest więc ruchem dyslokacji, które ulegają spiętrzeniu przed różnego rodzaju przeszkodami. W wyniku tego powstaje znaczna lokalna koncentracja naprężenia, która w sprzyjających warunkach (niska temperatura, wysoka prędkość odkształcenia, napromieniowanie) może spowodować mikropeęknięcie. Przeszkodami wywołującymi tworzenie się spiętrzeń dyslo-

Rys. 4. HAHN i in. [18], 1 — naprężenie złomu, 2 — górna granica plastyczności, 3 — dolna granica plastyczności, 4 — granica sprężystości, 5 — względne przewężenie, 6 — część złomu włóknistego, 7 — względna ilość pękniętych ziarn ferrytu ( $\Delta$  po odkształceniu o 10%,  $\blacktriangle$  po pęknięciu), 8 — naprężenie uplastycznienia odpowiadające 0,02% odkształcenia trwałego (bliźniakowanie)



Rys. 5. HAHN i in. [18], 1 — naprężenie złomu, 2 — górna granica plastyczności, 3 — dolna granica plastyczności, 4 — granica sprężystości, 5 — względne przewężenie, 6 — część złomu włóknistego, 7 — względna ilość pękniętych ziarn ferrytu ( $\Delta$  po odkształceniu o 10%,  $\blacktriangle$  po pęknięciu), 8 — naprężenie uplastycznienia odpowiadające 0,02% odkształcenia trwałego (bliźniakowanie)

przy zachowaniu wysokich wartości naprężenia złomu i względnego przewężenia. W strukturze powierzchni złomu zjawiają się błyszczące krystaliczne drobne obszary, charakterystyczne dla pęknięcia w płaszczyźnie łupliwości. Przy zmniejszaniu się temperatury względny udział tych drobnych obszarów w złomie rośnie. W obszarze *C* złom jest całkowicie kruchy, lecz pęknięcie jeszcze poprzedza zauważalne makroskopowe odkształcenie plastyczne. Naprężenie złomu różni się znacznie od naprężenia plastycznego płynięcia. W obszarze tym obserwuje się również istnienie pewnej liczby ziarn z mikropęknięciami. Częstotliwość ich występowania zmniejsza się, a naprężenie plastycznego płynięcia i złomu prawie pokrywają się. Granica między *D* i *E* została oznaczona przez  $\vartheta_k'''$ . Jest to dolna granica występowania mikropęknięć. W obszarze *E* mikropęknięć już nie obserwuje się, ponieważ pierwsze z nich powoduje nagłe pęknięcie próbki<sup>(1)</sup>. Granica między obszarami *E* i *F* określa temperaturę jeszcze jednego wygięcia krzywej naprężenia niszczącego. Jest to związane ze zmianą mechanizmu odkształcenia plastycznego od poślizgu do bliźniakowania. W niskich temperaturach (w obszarze *F*) bliźniakowanie staje się przeważającym mechanizmem inicjującym mikropęknięcie. W obszarze tym obserwuje się, że wykres dolnej granicy plastyczności pokrywa się w przybliżeniu z wykresem naprężenia złomu i obie wielkości zmieniają się nieznacznie z temperaturą. Jest to bardzo dobrze widoczne na rysunku 5. Tworzenie się bliźniaków jest obserwowane również w wyższych temperaturach. Są one jednak w tym wypadku nie przyczyną lecz skutkiem rozprzestrzeniania się kruchego pęknięcia. W części obszarów *D* i *E* obserwuje się również występowanie bliźniaków, które powstały po uprzednim poślizgu plastycznym. Na rysunku 4 zaznaczono trzy charakterystyczne temperatury  $\vartheta_k'$ ,  $\vartheta_k''$  oraz  $\vartheta_k'''$ . Określają one odpowiednio przejście od złomu włóknistego do krystalicznego, przejście od złomu ciągliwego do kruchego oraz początek inicjacji i wzrostu mikropęknięcia prowadzącego do kruchego pęknięcia próbki. Temperaturę  $\vartheta_k'''$  będziemy dalej nazywać temperaturą kruchego przejścia. Zauważmy, że odpowiada ona jednocześnie temperaturze, w której granica plastyczności i naprężenia złomu pokrywają się.

Na rysunku 4 przedstawiono kolejno wszystkie możliwe etapy, jakie można zaobserwować w procesie przejścia od złomu włóknistego aż do kruchego pęknięcia. Odpowiadają one wydzielonym na skali temperatury obszarom *A*, *B*, *C*, *D*, *E*, *F*. Nie zawsze jednak można wyodrębnić wszystkie wymienione obszary. Zależy to od wielkości ziarna oraz od zawartości w stali węgla, manganu i innych domieszek (Yokobori [59]).

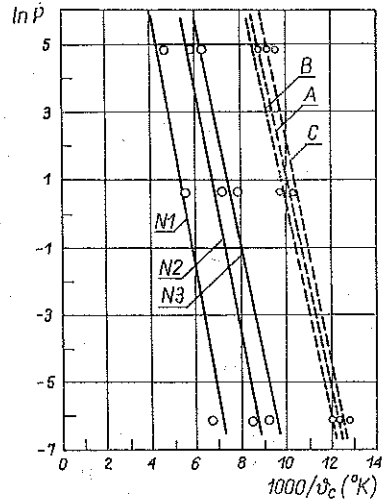
Przykładem może być stal manganowa, która nie wykazuje efektów odpowiadających obszarowi *E* (HAHN i in. [18]). Natomiast w przypadku gruboziarnistego żelaza nie obserwujemy efektów odpowiadających obszarom *B*, *D* i *E* (rys. 5). Spowodowane jest to wzrostem kruchości w wyższych temperaturach oraz zwiększoną rolą mechanizmu bliźniakowania. Wspólną cechą omówionych przypadków jest jednak wyraźne występowanie temperatury kruchego przejścia  $\vartheta_k'''$ , powyżej której złom próbki

(1) Wynika to z małych rozmiarów próbki. W rzeczywistych elementach konstrukcji, o znacznie większych rozmiarach, kruche pęknięcie nastąpi wskutek propagacji makroszczeliny, która powstanie w wyniku łączenia się mikroszczelin.

poprzedzony jest zawsze deformacją plastyczną przez poślizg. Spostrzeżenie to znajduje potwierdzenie również w przypadku większych prędkości odkształcenia (WESSEL [56], DRACZINSKIJ et al. [16] i MOISIEJEW i TREFILOW [36]). Z rozważań powyższych wynika, że obszary II i IV zaznaczone na rys. 1 są ograniczone od dołu przez temperaturę kruchego przejścia  $\vartheta_k'''$ . Poniżej tej temperatury określony jest obszar działania mechanizmów kruchego pękania.

Aby wyznaczyć granicę między obszarem kruchego pękania a obszarami II i IV, należy określić dodatkowo zależność temperatury kruchego przejścia od prędkości odkształcenia. Autor nie znalazł odpowiednich badań eksperymentalnych, których celem byłoby znalezienie takiej zależności.

Znacznie dokładniej zbadano wpływ prędkości odkształcenia na temperaturę przejścia od złomu ciągliwego do kruchego  $\vartheta_k''$ . Problem ten był badany eksperymentalnie przez WITMANA i STIEPANOWA [57], MAGNUSSONA i BALDWINA [33] oraz NAKAMURĘ i in. [37]. Przykład wyników tych badań przedstawiono na rys. 6. Wiadac z niego, że odwrotność temperatury  $\vartheta_k''$  zmienia się liniowo z logarytmem prędkości odkształcenia. Rys. 6 łącznie z tablicą 1 wskazuje również wpływ wielkości ziarna oraz rodzaju obróbki cieplnej na temperaturę przejścia  $\vartheta_k''$ . Dotychczas brakuje danych eksperymentalnych dla prędkości większych od  $5 \cdot 10^3$  1/s.



Rys. 6. NAKAMURA i in. [37]

Tablica 1. Skład chemiczny (%), obróbka cieplna i wielkość ziarna

C		Si		Mn		P		S	
0,15		0,21		0,47		0,013		0,009	
Próbka wylarzona			Próbka hartowana i odpuszczana						
Próbka	d (mm)	Obróbka cieplna		Próbka	d (mm)	Obróbka cieplna			
N1	0,0769	1200°C, 20 h		D	0,601	1300°C, 1 h, 950°C 0,5 h			
N2	0,0279	900°C, 1 h		C	0,097	1270°C, 1 h, 950°C 0,5 h			
N3	0,0208	750°C, 1 h		B	0,070	1200°C, 1 h, 950°C 0,5 h			
				A	0,048	950°C, 0,5 h			

### 3. KRYTERIUM KRUCHEGO PRZEJŚCIA

Z badań mikroskopowych oraz analizy dyslokacyjnych modeli zarodkowania mikropęknięć można wyciągnąć następujące ogólne wnioski (COTTRELL [13], PETCH [42], AVERBACH [1] i TETELMAN i McEVILLY [53]).

Proces kruchego pękania jest złożony i składa się z kilku etapów.

Wskutek koncentracji naprężenia, poprzedzonej lokalnym odkształceniem plastycznym, następuje w wielu ziarnach naraz inicjacja i niestateczny wzrost mikropeęknięć<sup>(2)</sup>. Rozprzestrzeniają się one przez kilka ziarn w płaszczyznach łupliwości najbardziej zbliżonych do powierzchni prostopadłych do linii maksymalnego naprężenia rozciągającego. Następnie mikropeęknięcia te łączą się i w efekcie następuje propagacja makroszczeliny powodująca złom.

Z powyższego wynika, że warunkiem koniecznym kruchego pęknięcia rozciąganej próbki jest warunek niestatecznego wzrostu mikroszczeliny. Warunek taki został podany przez Cottrella na podstawie analizy dyslokacyjnego modelu mikroszczeliny (COTTRELL [13], TETELMAN i MCEVILY [53] i STOŁOFF [51]):

$$(3.1) \quad (\sigma_i d^{1/2} + K_y) K_y \geq m G \gamma_e \beta,$$

gdzie  $\sigma_i$  jest naprężeniem «tarcia», a  $K_y$  jest współczynnikiem wielkości ziarna w związku Halla-Petcha dla dolnej granicy plastyczności  $\sigma_{LY}$ ,

$$(3.2) \quad \sigma_{LY} = \sigma_i + K_y d^{-1/2},$$

$G$  jest modułem ścinania,  $\gamma_e$  jest efektywną energią powierzchniową, a  $m$  oznacza współczynnik kierunkowy. Według Sachsa  $m \approx 2$ , co odpowiada założeniu, że zawsze istnieje płaszczyzna poślizgu pokrywająca się z płaszczyzną maksymalnego naprężenia tnącego. Natomiast według Taylora  $m \approx 3,1$ , co odpowiada założeniu, że odkształcenie plastyczne jest związane z poślizgiem na najmniej korzystnie zorientowanej płaszczyźnie. Dokładną dyskusję tego problemu przeprowadził STOŁOFF [51]. Współczynnik  $\beta$  określa stan naprężenia. Dla jednoosiowego rozciągania  $\beta = 1$  dla czystego ścinania  $\beta = 2$ , natomiast stan naprężenia na dnie karbu określony jest w sposób przybliżony przez  $\beta \approx 1/3$ . W rzeczywistości wartość ta odpowiada jedynie szczególnemu przypadkowi próbki z dwustronnym głębokim wycięciem, dla której Orowan ustalił, że wartość współczynnika powiększenia nośności granicznej  $Q$  jest równa  $Q = \frac{1}{\beta} \approx 3$  (KNOTT [25]).

W ogólności współczynnik stanu naprężenia powinien zależeć od rzeczywistego rozkładu naprężeń na dnie karbu. W dalszej części pracy będziemy rozważać jedynie przypadek jednoosiowego rozciągania gładkiej próbki.

Kryterium (3.1) zostało sformułowane dla czystego metalu jednofazowego. W przypadku stopów technicznych duży wpływ na mechanizm powstawania i propagacji mikropeęknięcia może mieć obecność i rozkład wtrąceń niemetalicznych oraz cząstek drugiej fazy. W związku z tym TETELMAN i MCEVILY [53] podzielili materiały na dwie grupy:

- 1) materiały «zanieczyszczone», zawierające niejednorodny rozkład wtrąceń niemetalicznych oraz cząstek drugiej fazy.
- 2) materiały «czyste», zawierające tylko jedną fazę lub z jednorodnie rozłożoną drugą fazą.

(2) Oczywiście, ilość takich ziarn zależy przede wszystkim od rozmiarów ciała, jego kształtu oraz sposobu obciążenia. W przypadku małej gładkiej próbki poddanej rozciąganiu pęknięcie jest poprzedzone inicjacją i wzrostem tylko jednej mikroszczeliny (por. dyskusja na stronie 112).



Przykładem materiału «czystego» wielofazowego jest miękka stal z zawartością węgla od 0,10 do 0,20%, zawierająca równomiernie rozłożone cząstki perlitu. Tworzą one twarde ziarna w miękkiej osnowie ferrytu. Obecność równomiernie rozłożonych ziarn perlitu nie zmienia mechanizmu pękania, o ile stanowią one nie więcej niż 15% mikrostruktury. W przeciwnym przypadku ziarna perlitu mogą mieć tak dużą średnicę, że długość powstałych w nich pęknięć przekroczy krytyczną długość szczeliny Griffitha (TETELMAN i MCEVILY [53]). W takim przypadku następuje zmiana mechanizmu kruchego pękania i należy podać inne kryterium wzrostu szczeliny.

Należy podkreślić, że warunek propagacji mikroszczeliny nie stanowi w żadnym przypadku kryterium kruchego pękania, które wprowadzałoby ograniczenia na przyłożone obciążenia. Warunek (3.1) jest lokalnym kryterium kruchego przejścia, które określa, czy złom nastąpi w sposób ciągły, czy też kruchy. Lokalność rozumiemy tu w sensie obszaru obejmującego kilka ziarn. Samo pęknięcie uwarunkowane jest wartością obciążeń zewnętrznych.

Wielkości  $K_y$ ,  $\sigma_s$ ,  $\gamma_e$ ,  $m$  i  $G$  mogą zależeć w ogólności od temperatury i prędkości odkształcenia. W przypadku jednak wyżarzanej miękkiej stali możemy przyjąć, że  $K_y$ ,  $G$ ,  $m$  i  $\gamma_e$  zmieniają się nieznacznie w porównaniu z naprężeniem «tarcia»  $\sigma_t$ .

#### 4. WYZNACZENIE TEMPERATURY KRUCHEGO PRZEJŚCIA

W punkcie tym wyznaczmy analitycznie temperaturę kruchego przejścia jako funkcję prędkości odkształcenia<sup>(3)</sup>. Dokonamy tego dla przypadku prostego rozciągania, wykorzystując kryterium kruchego przejścia (3.1) oraz odpowiednio zmodyfikowaną postać wyrażenia na dynamiczną granicę plastyczności dla izotropowego materiału lekko-idealnie plastycznego, które zostało podane przez PERZYŃĘ [40]. Wcześniej jednak przedyskutujemy zależność dynamicznej granicy plastyczności od temperatury. Problem ten był badany przez wielu autorów.

Przegląd prac eksperymentalnych oraz dyskusję propozycji odpowiednich związków fenomenologicznych można znaleźć w pracy PERZYŃY [40] oraz u ROSENFELDA i HAHNA [44]. W pracy [40] zaproponowano zależność, która dla przypadku jednowymiarowego przyjmie postać

$$(4.1) \quad \sigma_{LY} = Y(\vartheta) \left[ 1 + \Phi_s^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) \right],$$

gdzie  $Y(\vartheta)$  jest quasi-statyczną granicą plastyczności na rozciąganie,  $\Phi_s^{-1}$  jest odwrotnością funkcji nadwyżki, która w ogólności również zależy od temperatury, a  $\gamma$  jest współczynnikiem lepkości.

(3) Pierwsza praca na ten temat należy do DAWIDENKOWA [17], który wykorzystał teorię termicznych aktywacji oraz fenomenologiczne kryterium naprężenia normalnego. Problem ten badał również STROH [52]. Przyjął on, że kruche pęknięcie nastąpi w chwili otwarcia mikroszczeliny. W nowych pracach temperaturę przejścia wyprowadzono z kryterium propagacji mikroszczeliny (np. PETCH [42], ARMSTRONG [2] i TREFILOW i in. [54]).

ROSENFELD i HAHN [44] zaproponowali następującą zależność empiryczną:

$$(4.2) \quad \sigma_{LY} = Y_s + A_0 - B_0 \vartheta^{-1/2} + \alpha_0 \log \dot{P},$$

gdzie  $Y_s$  jest quasi-statyczną granicą plastyczności na rozciąganie w temperaturze pokojowej z prędkością odkształcenia  $\dot{P} = 10^{-3}$  1/s, a wielkości  $A_0, B_0, \alpha_0$  są stałymi, które dobiera się eksperymentalnie. Autorzy ci dyskutują również inny związek empiryczny proponowany przez Zenera i Hollomona,

$$(4.3) \quad \sigma_{LY} = Y_s + \frac{B_1}{\vartheta} + \alpha_1 \log \dot{P},$$

oraz zależność wyprowadzoną z rozważań mechanizmu termicznych aktywacji (CONRAD [12]):

$$(4.4) \quad \sigma_{LY} = Y_0 - B_2 \vartheta + \alpha_2 \vartheta \log \dot{P},$$

gdzie  $Y_0$  jest quasi-statyczną granicą plastyczności na rozciąganie ekstrapolowaną do temperatury 0°K a  $B_1, \alpha_1, B_2$  i  $\alpha_2$  są stałymi dobieranymi z wyników eksperymentu.

Zauważmy, że wspólną cechą funkcji (4.2)–(4.4) jest liniowa zależność granicy plastyczności od logarytmu prędkości odkształcenia, co znajduje bardzo dobre potwierdzenie eksperymentalne (rys. 2).

Prostym uogólnieniem funkcji (4.2)–(4.4) jest następująca funkcja fenomenologiczna:

$$(4.5) \quad \sigma_{LY} = Y(\vartheta) \left[ 1 + A^*(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) \right],$$

gdzie  $A^*(\vartheta)$  jest pewną funkcją materiałową.

Równoważnie wzór na prędkość odkształcenia przyjmie postać

$$(4.6) \quad \dot{P} = \gamma \Phi \left\{ \frac{1}{A^*(\vartheta)} \left[ \frac{\sigma}{Y(\vartheta)} - 1 \right] \right\}.$$

Łatwo zauważyć, że funkcja (4.5) jest równoważna (4.1) w przypadku, kiedy odwrotność funkcji nadwyżki  $\Phi_\sigma$  zależy od temperatury i jest równa

$$(4.7) \quad \Phi_\sigma^{-1}(\cdot) = A^*(\vartheta) \Phi^{-1}(\cdot).$$

Jeżeli założymy, że wielkość  $A^*(\vartheta)$  wynosi

$$(4.8) \quad A^*(\vartheta) = \frac{A(\vartheta)}{Y(\vartheta)}$$

i przyjmiemy wykładniczą funkcję nadwyżki, to przez odpowiednie dobranie funkcji  $Y(\vartheta)$  i  $A(\vartheta)$  otrzymamy jako szczególne przypadki funkcje (4.2)–(4.4).

Dla  $Y(\vartheta) = Y_s + B_1/\vartheta$  oraz dla wielkości  $A$  i  $\gamma$  niezależnych od temperatury i równych odpowiednio  $\gamma = 1$ ,  $A = \alpha_1$  otrzymamy wzór Zenera-Hollomona (4.3).

Dla  $Y(\vartheta) = Y_s + A_0 - B_0 \vartheta^{-1/2}$  oraz dla  $\gamma = 1$  i  $\alpha_0 = A$  otrzymamy wzór Rosenfelda i Hahna (4.2). Natomiast dla  $Y(\vartheta) = Y_0 = \text{const}$ ,  $A(\vartheta) = -\alpha_2 \vartheta$  oraz  $\alpha_2 \log \gamma = -B_2$  otrzymamy wzór (4.4), gdzie  $Y_0$  jest quasi-statyczną granicą plastyczności na rozciąganie ekstrapolowaną do temperatury 0°K.

W zagadnieniach kruchego przejścia duże znaczenie odgrywa wielkość ziarna. Aby uwzględnić zależność dynamicznej granicy plastyczności od wielkości ziarna przyjmijmy, że quasi-statyczna granica plastyczności spełnia wzór Halla-Petcha:

$$(4.9) \quad Y(\vartheta) = Y_i(\vartheta) + K_y d^{-1/2},$$

gdzie  $K_y$  nie zależy od temperatury i prędkości odkształcenia. Wyrażenie (4.5) przyjmijmy teraz po uwzględnieniu (4.8) i (4.9) postać

$$(4.10) \quad \sigma_{LY} = Y_i(\vartheta) + A(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) + K_y d^{-1/2}.$$

Napężenie «tarcia»  $\sigma_i$  wynosi więc w tym przypadku

$$(4.11) \quad \sigma_i = Y_i(\vartheta) + A(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right).$$

Podstawiając (4.11) do kryterium kruchego przejścia (3.1), otrzymamy

$$(4.12) \quad K_y \left[ Y_i(\vartheta_k''') d^{1/2} + A(\vartheta_k''') \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) d^{1/2} + K_y \right] = mG\gamma_e.$$

Jest to ogólny nieliniowy wzór na temperaturę przejścia  $\vartheta_k'''$  w obszarze II. Prędkość odkształcenia plastycznego  $\dot{P}$  jest tu jednym z parametrów, od którego zależy temperatura przejścia.

W przypadku obszaru IV dynamiczny warunek plastyczności możemy napisać w postaci

$$(4.13) \quad \sigma_{LY} = h + \eta (\dot{P} - \dot{P}_0) + K_y d^{-1/2},$$

gdzie  $\eta$  jest współczynnikiem lepkości,  $\dot{P}_0$  jest prędkością odkształcenia wyznaczającą przejście od obszaru II do obszaru IV.

Wielkość  $h$  jest określona następująco:

$$(4.14) \quad h = Y_i(\vartheta) + A(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}_0}{\gamma} \right).$$

Kryterium kruchego przejścia dla obszaru IV przyjmijmy postać

$$(4.15) \quad \left[ Y_i(\vartheta_k''') d^{1/2} + A(\vartheta_k''') \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) d^{1/2} + \eta(\vartheta_k''') (\dot{P} - \dot{P}_0) d^{1/2} + K_y \right] K_y = mG\gamma_e.$$

Jeżeli podstawimy do (4.12) i (4.15) dyskutowane wcześniej szczególne postacie funkcji  $Y(\vartheta)$ ,  $A(\vartheta)$ ,  $\gamma$  i przyjmijmy wykładniczą funkcję nadwyżki, to otrzymamy szczególne przypadki równań na temperaturę przejścia  $\vartheta_k'''$ , które odpowiadają

różnym postaciom dynamicznej granicy plastyczności. W szczególności dla wzoru (4.4) otrzymamy następującą liniową zależność odwrotności temperatury przejścia  $\vartheta_k'''$  od logarytmu prędkości odkształcenia — dla obszaru II:

$$(4.16) \quad \frac{1}{\vartheta_k'''} = \frac{B_2}{Y'_0 - \zeta} - \frac{\alpha_2}{Y'_0 - \zeta} \log \dot{P}$$

oraz liniową zależność temperatury przejścia  $\vartheta_k'''$  od prędkości odkształcenia  $\dot{P}$  w obszarze IV przy założeniu niezależności od temperatury wielkości  $\eta$ :

$$(4.17) \quad \vartheta_k''' = \frac{Y'_0 - \zeta + \eta (\dot{P} - \dot{P}_0)}{\alpha \log \frac{\gamma}{\dot{P}_0}},$$

gdzie

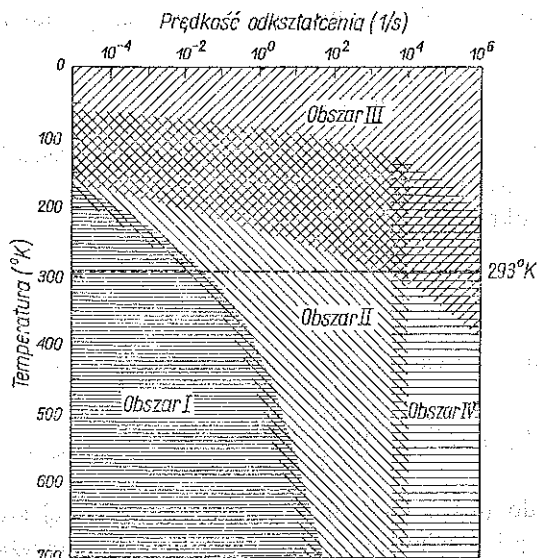
$$Y'_0 = Y_0 - K_y d^{-1/2}, \quad \zeta = \frac{m\gamma_e G - K_y^2}{K_y d^{1/2}}.$$

Można sprawdzić, że zachodzi  $Y > \zeta$ . Ponadto  $\gamma > \dot{P}_0$  (według CONRADA [12],  $\gamma \approx 10^8$  do  $10^9$  1/s).

Wzory (4.16) i (4.17) możemy traktować jako analityczne określenie granicy między obszarami III i II oraz między obszarami III i IV.

#### 5. OBSZARY DZIAŁANIA MECHANIZMÓW DEFORMACJI PLASTYCZNEJ I KRUCHEGO PĘKANIA NA PŁASZCZYŹNIE $\vartheta, \dot{P}$

Wykorzystując dyskusję przeprowadzoną w poprzednich punktach oraz wyniki badań eksperymentalnych ROSENFELDA i HAHNA [44], CAMPBELLA i FERGUSONA [10] możemy zaznaczyć na płaszczyźnie  $\vartheta, \dot{P}$  obszary charakterystyczne dla działania



Rys. 7.

odpowiednich mechanizmów deformacji plastycznej i kruchego pęknięcia (rys. 7). Dyskutowany obraz mechanizmów dysypacji wewnętrznej różni się zasadniczo w dwóch punktach od propozycji ROSENFELDA i HAHNA [44] przedstawionej na rys. 1:

1) Podajemy nową interpretację obszaru III dla przypadku prostego rozciągania. Zgodnie z analizą przeprowadzoną w punkcie 2 przyjmujemy, że jest on charakterystyczny dla działania mechanizmów kruchego pęknięcia.

2) Zasięg obszaru III zwiększa się z prędkością odkształcenia. W konsekwencji działanie mechanizmów lepkiego hamowania ograniczy się do zakresu temperatur większych od temperatury kruchego przejścia.

Obszary I, II i IV są charakterystyczne dla działania odpowiednich mechanizmów deformacji plastycznej, które były omawiane w punkcie 2. Z punktu widzenia mechaniki zniszczenia obszarom tym możemy przypisać działanie mechanizmów charakterystycznych dla złomu ciągliwego.

Przebieg granic między poszczególnymi obszarami może zależeć od wielu czynników. Najbardziej wrażliwa na wpływ czynników zewnętrznych jest granica między obszarem kruchego zniszczenia III a obszarami II i IV. Zależy ona bowiem od wielkości ziarna, składu chemicznego stali, rodzaju obróbki termicznej itp. Fakt ten uwzględniono, zaznaczając na rys. 7 szeroki przedział możliwych wartości temperatury kruchego przejścia.

## 6. Dyskusja efektów napromieniowania

Podstawowym efektem napromieniowania metali strumieniem szybkich neutronów jest produkcja defektów w postaci par wakansów i międzywęźli. Defekty te w zależności od temperatury i dozy napromieniowania mogą swobodnie migrować do granic ziarn oraz dyslokacji, anihilować, łączyć się w pary lub większe skupiska, łączyć się z atomami domieszek tworząc duże kompleksy. Wspomniane skupiska wakansów i międzywęźli oraz kompleksy stanowią przeszkody dla ruchu dyslokacji, zwiększając znacznie wytrzymałość materiału i zmniejszając jego ciągliwość.

Skupiska wakansów mogą wzrastać do określonych rozmiarów krytycznych, potem zapadają się, tworząc błąd ułożenia ograniczony pętlą dyslokacji. Pętla dyslokacji powstają również w wyniku wzrostu skupisk międzywęźli. Różnią się one tym od dyslokacji krawędziowych lub śrubowych, jakie zazwyczaj znajdują się w metalu, że mają ograniczoną możliwość swobodnego przemieszczania się drogą poślizgu (KONOBIEJEWSKI [26]).

Powyższe spostrzeżenie ma duże znaczenie w opisie mechanizmów wzmocnienia radiacyjnego, wynika z niego bowiem, że napromieniowanie nie zmienia gęstości ruchomych dyslokacji. Wniosek ten potwierdziły badania BRYNERA i CHOW [6].

Wiele prac poświęcono badaniom charakteru zależności dolnej granicy plastyczności monokryształów i polikryształów żelaza i różnych gatunków stali jako funkcji dozy napromieniowania, (por. np. SEIDEL [45], DIEHL, SEIDEL [15], KONOBIEJEWSKI [26], McRICARD [32], HULL i MOGFORD [22], TETELMAN i McEVILY [53], BEMENT i in. [5] oraz STEELE [50]).

Większość danych eksperymentalnych można ująć w liniową zależność między przyrostem granicy plastyczności i kwadratowym lub sześciennym pierwiastkiem dozy napromieniowania. W rzeczywistości po osiągnięciu pewnej granicznej wartości dozy następuje nasycenie efektów napromieniowania. Proces nasycenia opisali teoretycznie MAKIN i MINTER [34] dla polikrystalicznej miedzi i niklu. Uzyskane przez nich rezultaty potwierdziły się również dla innych metali, BEMENT i in. [5].

Istnieją prace, w których stwierdzono, że pewien wpływ na własności mechaniczne stali może mieć energetyczne spektrum napromieniowania (por. np. KONOBIEJEWSKI [26], STEELE [50], BUSH [7]). Według STEELE [50] czynnik ten może mieć znaczenie jedynie w przypadku rozpatrywania różnych klas reaktorów. Generalnie można stwierdzić, że wpływ energetycznego spektrum i strumienia neutronów ma w większości przypadków znaczenie drugorzędne. Pewien wpływ na wzmocnienie radiacyjne może mieć temperatura napromieniowania (KONOBIEJEWSKI [26], STEELE [50]). Badania STEELE [50] wykazały, że w przedziale temperatur [300; 590]<sup>o</sup>K nie obserwuje się istotnego wpływu temperatury napromieniowania. Daje się on jednak zauważyć w temperaturach większych od 500<sup>o</sup>K. Wpływ temperatury napromieniowania będzie istotny w przypadku analizy procesu wyżarzania. Jest ona bowiem ważnym czynnikiem decydującym o wzmocnieniu radiacyjnym przy wyżarzaniu (ang. radiation annealing hardening). W obecnej pracy ograniczamy się tylko do dyskusji procesów, w których wyżarzanie ma znaczenie drugorzędne.

Wielu autorów badało wpływ napromieniowania na parametry  $\sigma_i$  i  $K_y$  w związku Halla-Petcha. Dokładną dyskusję istniejących wyników można znaleźć u BEMENTA i in. [5] oraz TETELMANA i MCEVILY'EGO [53]. Możemy przyjąć, że w przypadku miękkiej stali parametr  $K_y$  nie zależy od napromieniowania.

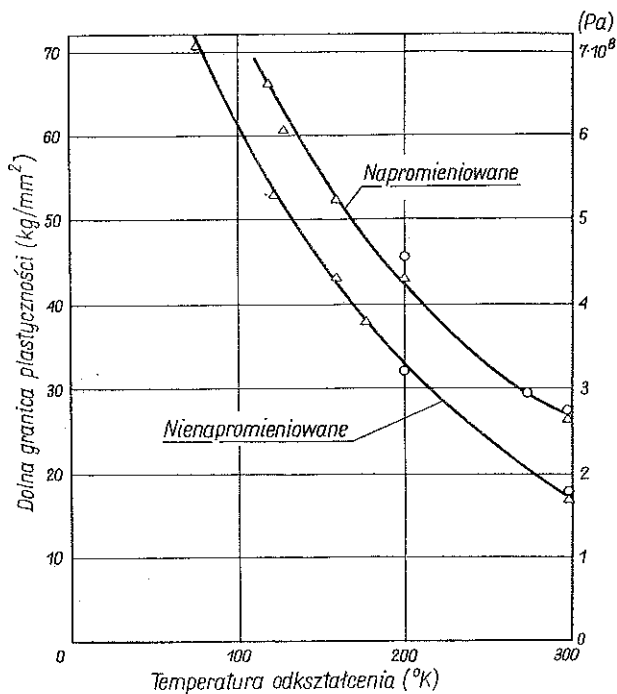
## 7. WPŁYW NAPROMIENIOWANIA NA MECHANIZMY PLASTYCZNEGO PLYNIĘCIA

Proces wzmocnienia radiacyjnego w przypadku metali o sieci krystalicznej regularnej, przestrzennie centrowanej jest bardzo złożony i zależy od wielu czynników zewnętrznych. Defekty radiacyjne mogą stanowić dla dyslokacji przeszkody bliskiego zasięgu, pokonywane przez termiczne aktywacje lub przeszkody atermiczne.

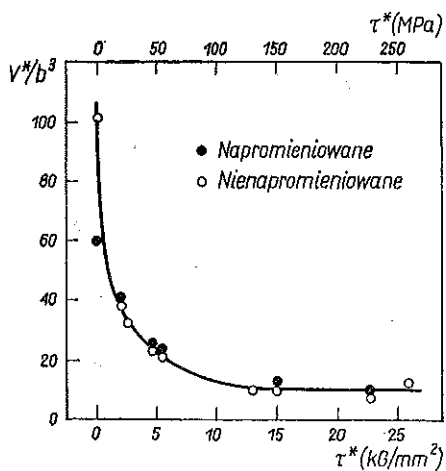
Prace eksperymentalne na temat wzmocnienia radiacyjnego możemy podzielić na dwie grupy.

Do pierwszej możemy zaliczyć te badania, które wykazują, że promieniowanie nie wpływa na temperaturową zależność granicy plastyczności, powodując jedynie przyrost naprężenia atermicznego. Stwierdzono również niezależność objętości aktywacji od napromieniowania (rys. 8 i rys. 9). Wyniki te uzyskano dla monokryształów niobu oraz polikrystalicznego żelaza (OHR i in. [39]), dla polikrystalicznego stopu żelaza z niklem (ARSENAULT i in. [4], KUO i ARSENAULT [27]), dla polikrystalicznego żelaza (SEIDEL [45], MCRICARD [32], CHOW i in. [11]), SMIDT i BEMENT [49], OHR i BOLLING [38], HINKLE i in. [20]), dla miękkiej stali (LITTLE [29 i 30]), dla polikrystalicznego molibdenu (LAIDLER i SMIDT [28]).

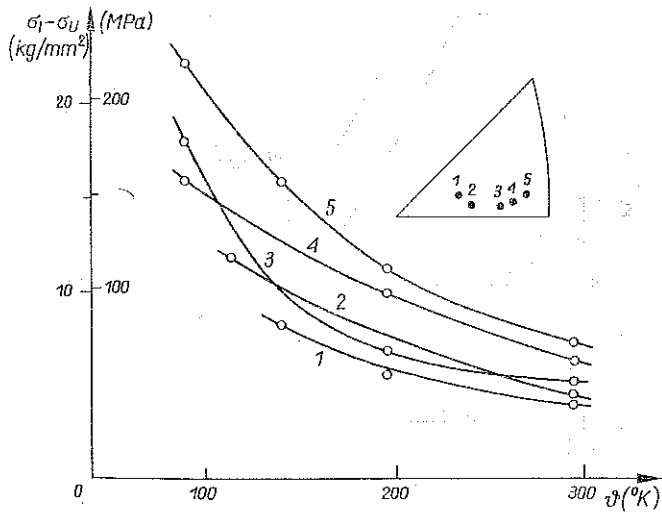
Do drugiej grupy możemy zaliczyć prace, w których stwierdzono, że napromieniowanie powoduje zmianę temperaturowej zależności granicy plastyczności oraz



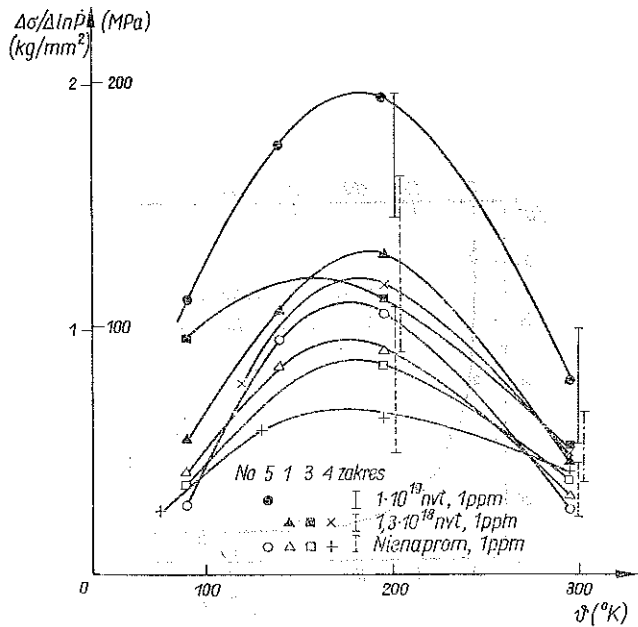
Rys. 8. SEIDEL [45] McRicard, żelazo Ferrovac:  $\Delta$  napromieniowane,  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  ( $E > 1 \text{ MeV}$ ). Seidel, żelazo wyżarzane w próżni,  $\circ$  napromieniowane,  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ )



Rys. 9. LITTLE [30]



Rys. 10. KITAJIMA i FUTUGAMI [23]



Rys. 11. KITAJIMA i FUTUGAMI [23]

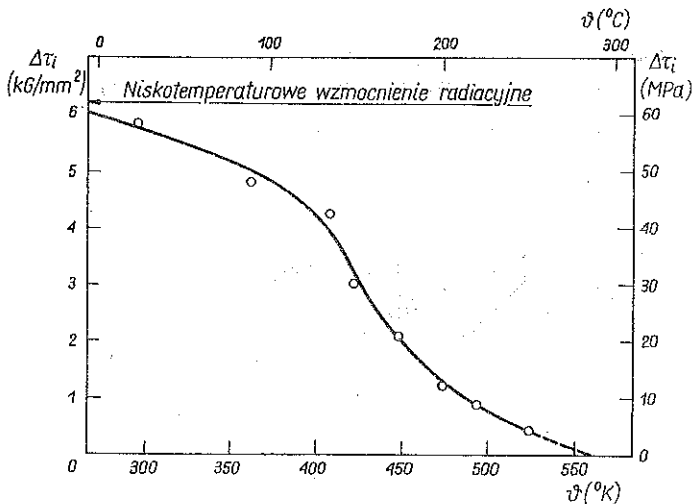


objętości aktywacji<sup>(4)</sup> (rys. 10 i 11). Wyniki te uzyskano dla monokryształów niobu (REED i in. [43], WECHSLER i in. [55]), monokryształów żelaza (SEIDEL [46], KITAJIMA i FUTUGAMI [23]), dla monokryształów wanadu (ARSENAULT i in. [4]), dla monokryształów molibdenu (HASSON i in. [19]), dla polikrystalicznego żelaza (Soo [47]).

Omawiane wyniki odnoszą się do przedziału niskich temperatur (0; 300)°K i małych prędkości odkształcenia ( $10^{-5}$ ;  $10^{-3}$ ) 1/s. Ponadto we wszystkich wymienionych przypadkach wartość dozy napromieniowania nie przekroczyła  $10^{20}$  n/cm<sup>2</sup>.

Sprzeczności, jakie można zauważyć porównując wyniki prac z obu omawianych grup, wyjaśnione są w pracy LITTLE'A [30] oraz KUO i ARSENAULTA [27].

Little badał wpływ napromieniowania na mechanizmy deformacji plastycznej miękkiej stali w przedziale temperatur (77; 523)°K, przy dozie napromieniowania  $2,3 \cdot 10^{18}$  (temperatura napromieniowania 50°C) i prędkości odkształcenia na rozciąganie  $1,67 \cdot 10^{-4}$  1/s. Stwierdził on, że napromieniowanie nie powoduje istotnych zmian w temperaturowej zależności dolnej granicy plastyczności w przedziale



Rys. 12. LITTLE [30]

temperatury (77; 300)°K, wywołując przy tym atermiczne wzmocnienie radiacyjne. W przedziale temperatury (300; 523)°K stwierdzono jednak silną zależność wzmocnienia radiacyjnego od temperatury, charakterystyczną dla mechanizmu termicznie aktywowanego pokonywanie przeszkód radiacyjnych (rys. 12). Stwierdzono jednocześnie, że zakres działania tego mechanizmu sięga do temperatury bliskiej 560°K raz, że naprężenie efektywne w tym zakresie jest równe całkowitemu wzmocnieniu radiacyjnemu. Oznacza to, że wzmocnienie radiacyjne nie zawiera składnika atermicznego.

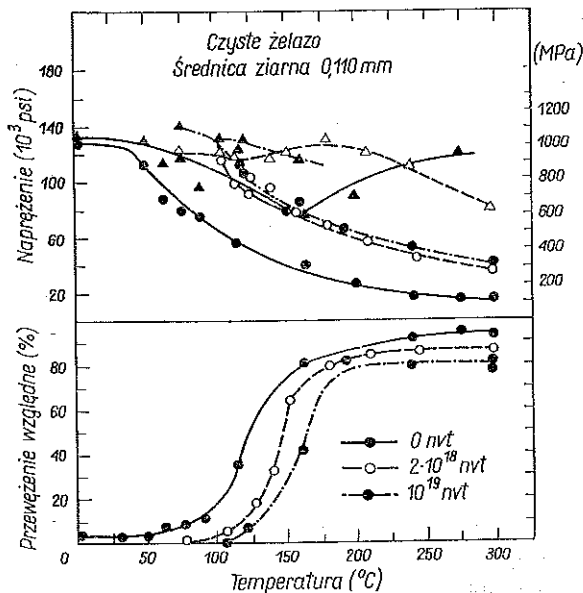
(<sup>4</sup>) Na rys. 11 pokazano jedynie zmianę wielkości  $\Delta\sigma/\Delta \ln P$  po napromieniowaniu. Jeżeli uwzględnimy fakt, że objętość aktywacji jest proporcjonalna do  $(\Delta\sigma/\Delta \ln P)^{-1}$ , to otrzymamy również informację o jej zmianie z napromieniowaniem.

Podobne wyniki uzyskali KUO i ARSENAULT [27]. Stwierdzili oni, że drugim po temperaturze istotnym czynnikiem decydującym o wpływie napromieniowania na mechanizm deformacji plastycznej jest zawartość niemetalicznych domieszek w materiale. Rola domieszek polega na możliwości tworzenia z defektami radiacyjnymi dużych kompleksów, które stanowią przeszkody atermiczne dla dyslokacji. Przy odpowiednio dużej koncentracji domieszek wszystkie defekty radiacyjne, które samodzielnie stanowią przeszkody bliskiego zasięgu, mogą być związane w duże kompleksy.

## 8. WPLYW NAPROMIENIOWANIA NA ZMIANĘ TEMPERATURY KRUCHEGO PRZEJŚCIA

Wzrost twardości i kruchości metali po napromieniowaniu przejawia się m.in. wzrostem temperatury przejścia  $\vartheta'_k, \vartheta''_k, \vartheta'''_k$ . Zagadnienie to ma duże znaczenie w technice reaktorowej i jest od lat intensywnie badane. Ostatnio STBLE [50] dokonał podsumowania oraz krytycznego przeglądu prac na temat radiacyjnego wzrostu kruchości stali stosowanych w budowie reaktorów atomowych (por. również BUSH [7] i KONOBIEJEWSKI [26]).

Ważną z punktu widzenia dyskusji wpływu napromieniowania na zasięg działania mechanizmu termicznych aktywacji w niskich temperaturach jest praca CHOW



Rys. 13. CHOW i in. [11]. ● ○ naprężenie uplastycznienia, ▲ Δ naprężenie złomu

i in. [11]. Badali oni na rozciąganie próbki z polikrystalicznego żelaza, napromieniowane do różnych wartości dozy w przedziale temperatur (4; 300)°K. Na rys. 13 przedstawiono zmianę granicy plastyczności, naprężenia złomu i współczynnika względnego przewężenia jako funkcji temperatury, przed i po napromieniowaniu, dla średnicy ziarna  $d=0,11$  mm.

Analizując przedstawiony wykres możemy stwierdzić, że promieniowanie nie zmienia w sposób istotny procesu przejścia do zniszczenia ciągłego do kruchego pęknięcia. W dalszym ciągu kruche pęknięcie, objawiające się tu zmierzającą do zera redukcją przekroju poprzecznego, następuje w wyniku wzrostu granicy plastyczności aż do przecięcia się z krzywą naprężenia złomu. Wzrost ten następuje zarówno w wyniku zmniejszenia się temperatury, jak i atermicznego wzmocnienia radiacyjnego. Można również zaobserwować obniżanie się krzywej naprężenia złomu ze wzrostem dozy napromieniowania. Ponadto można zauważyć wyraźny wzrost temperatury przejścia po przekroczeniu dozy  $10^{18}$  n/cm<sup>2</sup>. Z powyższych wykresów widać, że napromieniowanie zwiększa temperaturę przejścia  $\vartheta_k''$  o 50 do 70°K. Obserwuje się również wzrost temperatury przejścia  $\vartheta_k'''$ . Nie można jednak podać wartości przyrostu, gdyż nie zaobserwowano kruchego przejścia dla próbek nie-napromieniowanych. Spowodowane jest to dużą czystością żelaza, które dzięki temu zachowuje właściwości ciągłe w najniższych temperaturach.

#### 9. TEMPERATURA KRUCHEGO PRZEJŚCIA PO NAPROMIENIOWANIU

Opierając się na omawianych wynikach eksperymentu możemy stwierdzić, że kryterium kruchego przejścia dla napromieniowanej miękkiej stali będzie miało postać

$$(9.1) \quad [\sigma_i(\vartheta, \dot{P}, \varphi) d^{1/2} + K_y] K_y \geq m\gamma_e(\varphi) G.$$

Nierówność powyższa zachodzi przy założeniu, że wielkości  $K_y$ ,  $G$ ,  $m$  są niezależne od dozy. Można również przyjąć, że efektywna energia powierzchniowa zmienia się nieznacznie po napromieniowaniu. Uzasadnienie jest następujące. Z przytoczonych na rys. 12 wyników badań CHOW i in. [11] widać, że napromieniowanie powoduje znaczne przesunięcie krzywych naprężenia złomu jako funkcji temperatury. Zauważmy jednak, że przez punkty przecięcia się tych krzywych z krzywymi dolnej granicy plastyczności możemy w przybliżeniu poprowadzić prostą, która będzie nieznacznie nachylona do osi temperatury. Oznacza to, że krytyczna wartość naprężenia złomu

$$(9.2) \quad \sigma_c = \frac{m\gamma_e G}{K_y d^{1/2}}$$

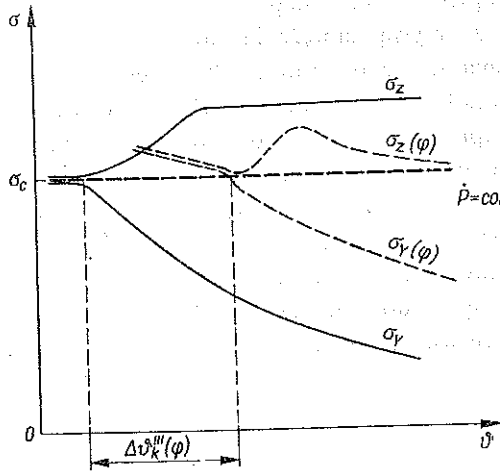
zmienia się nieznacznie ze zmianą temperatury i dozy napromieniowania. Przedstawia to rysunek 14, sporządzony dla ustalonej prędkości odkształcenia. Z powyższego wynika, że również właściwa energia powierzchniowa  $\gamma_e$  będzie się zmieniać nieznacznie ze zmianą wartości dozy.

Kryterium (9.1) przyjmie w tym przypadku postać:

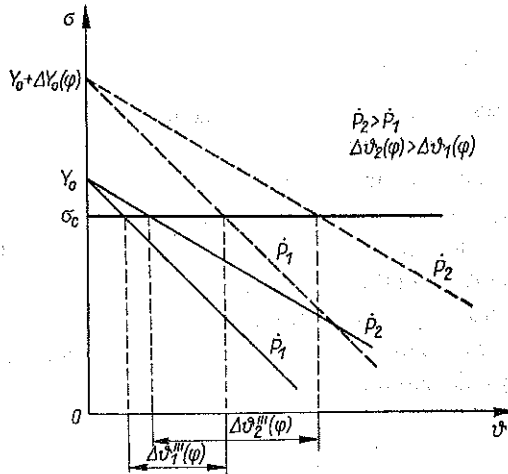
$$(9.3) \quad [\sigma_i(\vartheta, \dot{P}, \varphi) d^{1/2} + K_y] K_y \geq m\gamma_e G.$$

Z powyższej nierówności widać, że przy ustalonych wielkościach  $\dot{P}$ ,  $d$  napromieniowanie powoduje zwiększanie się lewej strony nierówności, co sprzyja kruchemu pękaniu i zwiększa temperaturę kruchego przejścia.

W dyskusji wpływu napromieniowania na mechanizmy lepkoplastycznego pływnięcia stwierdziliśmy, że w przedziale niskich temperatur napromieniowanie powoduje atermiczne wzmocnienie radiacyjne. Oznacza to wzrost quasi-statycznej



Rys. 14.



Rys. 15.

granicy plastyczności bez zmiany właściwości lepkoplastycznych materiału. Dynamiczny warunek plastyczności przyjmuje w tym przypadku postać

$$(9.4) \quad \sigma_{LY} = Y_i(\vartheta) + A(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) + \Delta Y_i(\varphi) + K_y d^{-1/2},$$

Z (9.4) widać, że naprężenie  $\sigma_i(\vartheta, \dot{P}, \varphi)$  wynosi

$$(9.5) \quad \sigma_i(\vartheta, P, \varphi) = Y_i(\vartheta) + A(\vartheta) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) + \Delta Y_i(\varphi).$$

Podstawiając (9.5) do (9.3) otrzymamy

$$(9.6) \quad \left[ Y_i (\mathcal{G}_k''') d^{1/2} + A (\mathcal{G}_k''') \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) d^{1/2} + \Delta Y_i (\varphi) d^{1/2} + K_y \right] K_y = m G \gamma_e$$

W przypadku obszaru IV dynamiczny warunek plastyczności dla materiału napromieniowanego przyjmie postać

$$(9.7) \quad \sigma_{LY} = h (\mathcal{G}, \varphi) + \eta (\mathcal{G}) [\dot{P} - \dot{P}_0] + K_y d^{-1/2},$$

gdzie funkcja  $h$  jest określona następująco:

$$(9.8) \quad h = Y_i (\mathcal{G}) + A (\mathcal{G}) \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}_0}{\gamma} \right) + \Delta Y_i (\varphi).$$

Kryterium kruchego przejścia dla obszaru IV przyjmie postać

$$(9.9) \quad \left[ Y_i (\mathcal{G}_k''') d^{1/2} + A (\mathcal{G}_k''') \Phi^{-1} \left( \frac{\dot{P}}{\gamma} \right) d^{1/2} + \Delta Y_i (\varphi) d^{1/2} + \eta (\mathcal{G}_k''') (\dot{P} - \dot{P}_0) d^{1/2} + K_y \right] K_y = m \gamma_e G.$$

Jeżeli postąpimy podobnie jak w punkcie 4, stosując liniową zależność dynamicznej granicy plastyczności od temperatury (4.4), to otrzymamy następujące wyrażenia na temperaturę kruchego przejścia po napromieniowaniu:

$$(9.10) \quad \frac{1}{\mathcal{G}_k'''} = \frac{B}{Y'_0 + \Delta Y_i (\varphi) - \zeta} - \frac{\alpha_2}{Y'_0 + \Delta Y_i (\varphi) - \zeta} \log \dot{P}$$

dla obszaru II oraz

$$(9.11) \quad \mathcal{G}_k''' = \frac{1}{\alpha \log \frac{\dot{P}}{\gamma}} [Y'_0 + \Delta Y_i (\varphi) - \zeta + \eta (\dot{P} - \dot{P}_0)]$$

dla obszaru IV.

Wzory (9.10) i (9.11) można traktować jako funkcje określające granicę między obszarami III i II oraz III i IV dla napromieniowanej miękkiej stali. Funkcje te są sparametryzowane wartością dozy. Przyrost dozy powoduje podwyższanie się temperatury kruchego przejścia, a więc przesuwanie się obszaru III w stronę wyższych temperatur.

Korzystając z (9.10) i (9.11) otrzymamy następujące wzory na temperaturę przejścia w funkcji dozy:

$$(9.12) \quad \mathcal{G}_k''' (\varphi) = \mathcal{G}_k''' + \frac{\Delta Y_i (\varphi)}{\alpha_2 \log \left( \frac{\gamma}{\dot{P}} \right)}$$

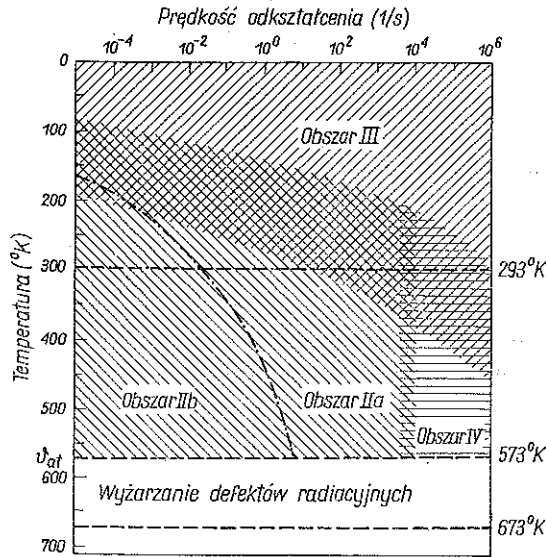
dla obszaru II oraz

$$(9.13) \quad \mathcal{G}_k''' (\varphi) = \mathcal{G}_k''' + \frac{\Delta Y_i (\varphi)}{\alpha_2 \log \left( \frac{\gamma}{\dot{P}_0} \right)}$$

dla obszaru IV.

Z powyższych wzorów wynika, że radiacyjny przyrost temperatury przejścia rośnie ze wzrostem prędkości odkształcenia, osiągając maksymalną wartość dla prędkości  $\dot{P}_0$ . Dla większych prędkości odkształcenia przyrost ten jest stały przy ustalonej dozie  $\varphi$ .

Efekt ten wyjaśniony jest poglądowo na rys. 16, na którym przyjęto liniową aproksymację zależności granicy plastyczności od temperatury. Jest on wynikiem, charakterystycznego dla mechanizmu termicznych aktywacji, sprzężenia wpływu temperatury i prędkości odkształcenia na proces deformacji plastycznej.



Rys. 16.

Ze wzorów (9.12) i (9.13) wynika również, że radiacyjny przyrost temperatury  $\Delta\theta_k'''$  zmienia się podobnie ze zmianą dozy jak wielkość  $\Delta Y_i(\varphi)$ . Fakt ten znalazł potwierdzenie w wielu wynikach eksperymentów (por. np. BEMENT i in. [5] oraz KONOBIJEWSKI [26]).

#### 10. OBSZARY DZIAŁANIA MECHANIZMÓW DYSYPACJI WEWNĘTRZNEJ DLA NAPROMIENIOWANEJ MIĘKKIEJ STALI NA PŁASZCZYŹNIE $\theta, \dot{P}$

Z diskutowanych wyników eksperymentu wynika, że w przypadku miękkiej stali wpływ napromieniowania przejawia się w atermicznym wzmocnieniu radiacyjnym — w zakresie temperatur charakterystycznym dla termicznych aktywacji przed napromieniowaniem oraz działaniem mechanizmu termicznie aktywowanego pokonywania przeszkód radiacyjnych w tych temperaturach, dla których przed napromieniowaniem działał mechanizm atermiczny.

Powyższy wniosek był wyciągnięty z wyników systematycznych badań przeprowadzonych dla jednej prędkości odkształcenia charakterystycznej dla prób

quasi-statycznych. Dotychczas brakuje tego rodzaju badań dla większych prędkości odkształcenia. Autorowi udało się znaleźć tylko trzy prace, w których badano granicę plastyczności napromieniowanej miękkiej stali dla wyższych prędkości odkształcenia. Są to prace CAMPBELLA i HARDINGA [8], DUŠKA [17] oraz WULLAERTA [58]. Nie zapewniają one jednak dostatecznej ilości informacji, na podstawie których można by było stwierdzić z całą pewnością, jak napromieniowanie zmienia mechanizmy deformacji plastycznej. Można z nich tylko wyciągnąć pewne przesłanki do postawienia hipotezy. Dušek na przykład sugeruje, że krzywe  $\sigma_{LY} = f(\dot{P})$  dla miękkiej stali są w przybliżeniu, przed i po napromieniowaniu do dozy  $-10^{19}$  n/cm<sup>2</sup>, równoległe w przedziale prędkości odkształcenia ( $10^{-3}$ ;  $10^3$ ) 1/s. Podobnie z badań Wullaerta wynika, że dynamiczny przyrost granicy plastyczności uzyskany w przedziale prędkości ( $10^{-2}$ – $10^2$ ) 1/s jest w przybliżeniu równy przed i po napromieniowaniu do dozy  $9,4 \cdot 10^{18}$  n/cm<sup>2</sup>. Uzasadniałoby to przyjęcie założenia, że wnioski dotyczące wzmocnienia atermicznego wyciągnięte dla małych prędkości odkształcenia można ekstrapolować na cały przedział prędkości, odpowiadających obszarowi termicznych aktywacji przed napromieniowaniem.

Oprócz wymienionych prac eksperymentalnych znana jest również praca teoretyczna ARSENAULTA [3], w której autor starał się przewidzieć wpływ defektów radiacyjnych na zmianę mechanizmu lepkoplastycznego płynięcia w metalach o sieci przestrzennie centrowanej. Wykorzystał przy tym teorię mechanizmu termicznych aktywacji oraz wyniki badań eksperymentalnych dotyczące charakteru defektów radiacyjnych. Wnioski uzyskane przez Arsenaulta uzasadniają przyjęcie następującego założenia:

Mechanizm termicznie aktywowanego pokonywania przeszkód radiacyjnych, stwierdzony dla małych prędkości odkształcenia, będzie działał na całym obszarze mechanizmu atermicznego przed napromieniowaniem.

Ponadto przyjmijmy hipotezę, że napromieniowanie nie wpływa na mechanizm lepkiego hamowania.

Na podstawie rozważań przeprowadzonych w poprzednim punkcie możemy stwierdzić, że napromieniowanie powoduje przesunięcie granicy między obszarem kruchego pęknięcia III i obszarami II oraz IV w stronę wyższych temperatur.

Podsumowując możemy zaznaczyć na płaszczyźnie  $\vartheta, \dot{P}$  odpowiednie obszary działania mechanizmów dysypacji wewnętrznej dla napromieniowanej miękkiej stali (rys. 16).

Z rysunku powyższego widać, że napromieniowanie zwiększa obszar działania mechanizmów kruchego pęknięcia, powodując jednocześnie zniknięcie obszaru mechanizmów atermicznych. Granica między obszarami II i IV powinna pozostać bez zmian. Obszar termicznych aktywacji składa się teraz z dwóch części IIa i IIb. Obszary IIa i IV charakteryzują się atermicznym wzmocnieniem radiacyjnym. Natomiast obszar IIb charakteryzuje się zwiększoną wrażliwością materiału na prędkość odkształcenia plastycznego. Spowodowane jest to termicznie aktywowanym mechanizmem pokonywania przez dyslokację przeszkód radiacyjnych.

LITTLE [29] wykazał, że dla prędkości  $\dot{P} = 1,67 \cdot 10^{-4}$  1/s obszar IIb jest ograniczony od góry przez temperaturę  $\vartheta_{gr} = 558^\circ\text{K}$ . Jest to temperatura nowego mechanizmu

atermicznego w napromieniowanej miękkiej stali. Ponadto wskazał, że istnieje przedział temperatury (573; 673)<sup>o</sup>K, w którym następuje proces termicznego wyżarzania defektów radiacyjnych.

Należy podkreślić, że wartość temperatury  $\vartheta_{ar}$  może się zmieniać z prędkością odkształcenia. Nie mamy obecnie odpowiednich danych eksperymentalnych, które mogłyby wyjaśnić to zagadnienie.

Problem wpływu napromieniowania na mechanizmy lepkoplastycznego płynięcia wymaga dalszych badań eksperymentalnych. W szczególności należałoby poddać weryfikacji eksperymentalnej założenia dotyczące ekstrapolacji poszczególnych mechanizmów na przedział większych prędkości odkształcenia oraz niezależności mechanizmu lepkiego hamowania od napromieniowania.

Przeprowadzona dyskusja mechanizmów wzmocnienia radiacyjnego oraz wpływu napromieniowania na zmianę mechanizmów dysypacji wewnętrznej daje fizyczne podstawy do zbudowania równań konstruktywnych lepkoplastyczności dla napromieniowanej miękkiej stali. Natomiast analiza wpływu napromieniowania na temperaturę kruchego przejścia może znaleźć praktyczne zastosowanie w zagadnieniach kruchego zniszczenia elementów reaktora.

Autor pragnie podziękować prof. P. PERZYNIĘ za cenne wskazówki oraz częste dyskusje w czasie przygotowywania rękopisu.

#### LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. B. L. AVERBACH, *Mechanisms of fracture*, The Science of materials used in advanced technology, ed. by E. R. Parker, J. Wiley, New York-London 1973.
2. R. W. ARMSTRONG, *The polycrystal ductile-brittle transition*, Proc. of the 2-nd Int. Conf. on Fracture 1968.
3. R. J. ARSENAULT, *The possibility of irradiation damage affecting the rate-controlling mechanism of slip in bcc metals and solid solutions*, Acta Metallurgica, **15**, 1853-1864, 1967.
4. R. J. ARSENAULT, K. KUO, Y. HUANG, *The effect of neutron irradiation damage on the low temperature deformation characteristics of bcc metals and their alloys*, Mechanical behaviour of materials, 1, 48-57, Japan, Kyoto 1972.
5. A. L. BEMENT, Jr., R. C. HOAGLAND, E. SMITH, *Fracture mechanisms and radiation effects*, Fracture, vol. III, ed. H. Liebowitz, Academic Press, New York, London 1971.
6. J. S. BRYNER, J. C. Y. CHOW, *Fast-neutron irradiation effects on dislocation structures in iron strained at ambient temperature*, Acta Metal., **18**, 191-200, 1970.
7. H. BUSH, *Structural materials for nuclear power plants*, J. Test. Evaluat., **2**, 435-462, 1974.
8. J. D. CAMPBELL, J. HARDING, *The effect of grain-size, rate of strain, and neutron irradiation on the tensile strength of  $\alpha$ -iron*, Response of metals to high velocity deformation, 51-76, Interscience, New York, London 1961.
9. J. D. CAMPBELL, R. H. COOPER, T. I. FISCHOF, *The dynamics of nonuniform plastic flow in low-carbon steel*, Dislocation dynamics, ed. A. R. Rosenfield a.a., McGraw-Hill, New York 1968.
10. J. D. CAMPBELL, W. G. FERGUSON, *The temperature and strain rate dependence of the shear strength of mild steel*, Phil. Mag., **81**, 63-82, 1970.
11. J. G. Y. CHOW, S. B. MCRICARD, D. H. GURINSKY, *Effect of fast-neutron irradiation on the mechanical properties of pure iron*, 277-298, Proc. of the Symp. on Radiation Damage in Solids and Reactor Materials, part I, IAEA, Vienna 1962.



12. H. CONRAD, *Thermally activated deformation of metals*, J. Metals, **16**, 582-588, 1964.
13. A. H. COTTRELL, *Theoretical aspects of fracture processes*, Fracture, ed. B. L. Averbach a.a., J. Wiley, New York 1960.
14. Н. Н. Давиденков, *О влиянии скорости деформирования на изменение температуры хрупкости*, ЖТФ, IX, 12, 1051-1062, 1939.
15. J. DIEHL, G. P. SEIDEL, *Effects of alloying and cold work on the neutron irradiation hardening of metals*, Proc. of the Sym. on Radiation Damage in Reactor Materials IAEA, Venice, I, 1969.
16. А. С. Драчинский, В. Ф. Моисеев, В. И. Ррефилов, *Об условиях перехода от скольжения к двойникованию*, Ф. М. М., 19, 602-611, 1965.
17. F. DUŠEK, *Plastic deformation at high strain rates*, Czechoslovak Journal of Physics, **20**, 776-789, 1970.
18. G. T. HAHN, B. L. AVERBACH, W. S. OWEN, M. COHEN, *Initiation of cleavage microcracks in polycrystalline iron and steel*, Fracture, ed. B. L. Averbach a.a., J. Wiley, New York 1960.
19. D. F. HASSON, Y. HUANG, E. PINK, R. J. ARSENAULT, *Radiation effects on the yield stress and dislocation channeling in neutron irradiation molybdenum*, Met. Trans., **5**, 371-379, 1974.
20. N. E. HINKLE, S. M. OHR, M. S. WECHSLER, *Dose rate, annealing and stress relaxation studies of radiation hardening in iron*, ASTM, STP 426, Philadelphia 1966.
21. J. E. HOCKETT, E. G. ZUKAS, *The response of iron to dynamic compression*, Inst. of Phys. Conf. Ser. 21, 53-61, Oxford 1974.
22. D. HULL, I. L. MOGFORD, *Ductile-brittle transition in steels irradiated with neutrons*, Phil. Mag., **3**, 1213-1222, 1958.
23. К. КИТАЈИМА, К. ФУТУГАМИ, *Neutron irradiation effects on the plastic properties of pure iron*, Rep. Res. Inst. for Appl. Mech. XVI, 54, 1968.
24. J. F. KNOTT, *Fundamentals of fracture mechanics*, Butterworths, London 1973.
25. J. F. KNOTT, A. H. COTTRELL, *Notch brittleness in mild steel*, J.I.S.I., **201**, 249-260, 1963.
26. С. Т. Конобеевский, *Действие облучения на материалы*, Атомиздат, Москва 1967.
27. С. Т. К. KUO, R. J. ARSENAULT, *The thermally activated dislocation motion in neutron irradiated iron-nickel alloys*, Metallurgical Trans., **6A**, 207-212, 1975.
28. J. J. LAIDLER, F. A. SMIDT, *Correlation between mechanical properties and microstructure in irradiated iron and molybdenum*, Radiation Effects, ed. W. F. Sheely, Gordon a. Breach, New York 1967.
29. E. A. LITTLE, *The athermal stress component in neutron irradiated mild steel*, Radiation Effects, **5**, 149-152, 1970.
30. E. A. LITTLE, *The effect of neutron irradiation on thermally activated dislocation glide in mild steel*, Phys. Stat. Sol., **3**, 983-994, 1970.
31. А. МАСІЕJNY, *Kruchość metali*, Wyd. Śląsk, Katowice 1973.
32. S. B. MCRICARD, *The effects of neutron irradiation on the activation parameters for slip in iron*, Acta Met., **16**, 969-974, 1968.
33. A. W. MAGNUSSON, W. M. BALDWIN, Jr., *Low temperature brittleness*, J. Mech. Phys. Solids, **5**, 172, 1957.
34. M. J. MAKIN, F. J. MENTER, *Irradiation hardening in Copper and Nickel*, Acta Met., **8**, 691-699, 1960.
35. M. MANJOINE, *Influence of rate strain and temperature on yield stresses of mild steel*, J. Appl. Mech., **11**, 211-218, 1944.
36. V. F. MOISEEV, V. U. TREFILOV, *Change in the deformation mechanism slip-twinning. in polycrystalline  $\alpha$ -iron*, Phys. Stat. Sol., **18**, 881-895, 1966.
37. T. NAKAMURA, S. SAKUI, A. MATSUDA, *The strain rate dependence of tensile properties of the mild steel at low temperature*, the 11-th Japan Congress on Materials Research-Metallic Materials, 82-85, March 1968.
38. S. M. OHR, E. D. BOLLING, *On the temperature and strain rate dependence of radiation hardening in iron*, ORNL-Report 4097, 13, 1969.

39. S. M. OHR, R. P. TUCKER, M. S. WECHSLER, *Radiation hardening in bcc metals niobium and iron*, Proc. Inst. Conf. Strength Met. Alloys, 1967, Tokyo in Trans. Japan Inst. Metals, 9, 187-192, 1968.
40. P. PERZYNA, *Fundamental problems in viscoplasticity*, Adv. Appl. Mech., IX, 243-377, 1966.
41. P. PERZYNA, *Theory of viscoplasticity of irradiated materials*, Arch. Mech., 26, 81-93, 1974.
42. N. PETCH, *Metallurgical aspects of fracture*, Fracture vol. 1, ed. H. Liebowitz, Academic Press, New York, London 1968.
43. R. E. REED, H. D. GUBERMAN, R. W. ARMSTRONG, *Effect of neutron irradiation on the temperature dependence of the flow stress for niobium single crystals*, Phys. Stat. Sol., 37, 647-655, 1970.
44. A. R. ROSENFELD, G. T. HAHN, *Numerical description of the ambient low temperature and high-strain rate flow and fracture behaviour of plain carbon steel*, Trans. Am. Soc. Met. 59, 962-980, 1966.
45. G. P. SEIDEL, *Neutron radiation hardening of polycrystalline iron*, Radiation Effects, 1, 177-190, 1969.
46. G. P. SEIDEL, *Einfluss von Neutronenbestrahlung auf die plastische Verformung von Eisen-Einkristallen mit unterschiedlichem Kohlenstoffgehalt*, Phys. Stat. Sol. 25, 175-188, 1968.
47. P. SOO, *Thermal activation of slip in prestrained neutron-irradiated iron by flow stress and stress relaxation measurements*, Trans. AIME, 245, 835-841, 1968.
48. F. A. SMIDT, Jr., *Effects of irradiation on thermally activated flow in iron*, J. Appl. Phys., 36, 2317-2318, 1965.
49. F. A. SMIDT, Jr., A. L. BEMENT, *Thermally activated dislocation motion and its application to the study of radiation damage*, Dislocation Dynamics, ed. A. R. Rosenfield, a.a., McGraw-Hill, New York 1968.
50. L. E. STEELE, *Neutron irradiation embrittlement of reactor pressure vessel steel*, IAEA, Vienna 1957.
51. N. S. STOLOFF, *Effects of alloying on fracture characteristics*, Fracture, vol. VI, ed. H. Liebowitz, Academic Press, New York 1969.
52. A. СТРОН, *A theory of the fracture of metals*, Adv. Phys. 6, 418-465, 1957.
53. A. S. TETELMAN, A. J. MCEVILY, Jr., *Fracture of structural materials*, J. Wiley, New York 1967.
54. В. И. ТРЕФИЛОВ, Ю. В. МИЛЬМАН, С. А. ФИРСОВ, *Физические основы прочности тугоплавких металлов*, Научовая Думка, Киев 1975.
55. M. S. WECHSLER, R. P. TUCKER, R. BODE, *Radiation hardening in single crystal niobium — the temperature dependence of yielding*, Acta. Met., 17, 541-551, 1969.
56. E. T. WESSEL, *A tensile study of the brittle behaviour of a rimmed structural steel*, Proc. Am. Soc. for Test. Mat., 56, 540-552, 1956.
57. Ф. Ф. ВЯТМАН, В. А. СТЕПАНОВ, *О влиянии скорости деформации на хладноломкость стали*, 1, ЖТФ, 19, 1670-1085, 1939.
58. K. A. WULLAERT, *The ranges of application of impact testing with instrumentation*, Impact testing for Metals, Am. Soc. for Test. Mat., STP 466.
59. Т. УКОБОРИ, *An interdisciplinary approach to fracture and strength of solids*, Wolters-Noordhof, Gronningen 1968.

## Резюме

## ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ НА МЕХАНИЗМЫ ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В МЯГКОЙ СТАЛИ

В работе проанализированы механизмы пластического течения и условия хрупкого перехода. Эта проблема исследована для мягкой стали на основе доступных результатов экспериментальных исследований. Определена зависимость между температурой хрупкого перехода, скоростью деформации и величиной зерна. Обсуждены области действия механиз-

мов пластической деформации и хрупкого разрушения на плоскости температура—скорость деформации. Обсуждены основные эффекты облучения нейтронами, а также его влияние на механизмы пластического течения в мягкой стали. Выведена зависимость температуры хрупкого перехода от дозы облучения. Определены области действия механизмов внутренней диссипации для облученной мягкой стали на плоскости температура—скорость деформации.

## SUMMARY

INFLUENCE OF NEUTRON IRRADIATION  
ON MECHANISMS OF VISCOPLASTIC FLOW OF MILD STEEL

Mechanisms of plastic flow and brittle transition are analysed. These problems are investigated for mild steel on the basis of the available experimental data. A relation between the brittle transition temperature, strain rate and grain size is derived. The suitable regions in temperature vs strain rate plane characterising the plastic deformation and brittle fracture mechanism activity are discussed. Main neutron irradiation effects as well as their influence on the mechanisms of the plastic flow in the mild steel are briefly reviewed. A relation of brittle transition temperature on the integrated neutron flux is derived. Characteristic regions pertaining to the relative internal dissipation mechanisms in the temperature vs strain rate plane for the irradiated mild steel are then elaborated.

POLSKA AKADEMIA NAUK  
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

*Praca została złożona w Redakcji dnia 25 maja 1977 r.*

---