

## EFEKT PORTEVINA-LECHATELIERA W PRÓBIE ŚCISKANIA POLIKRYSTALICZNEGO ALUMINIUM

JANUSZ KLEPACZKO i ZDZISŁAW MALINOWSKI (WARSZAWA)

### 1. WSTĘP

Zjawisko noszące nazwę efektu Portevina-Le Chateliera (efekt PL) [17] jest obserwowane zwykle w postaci skoków odkształcenia i naprężenia na krzywej umocnienia materiału. Fakt ten był wielokrotnie poruszany w literaturze. Odpowiednie dane doświadczalne, dotyczące niestatecznego charakteru deformacji plastycznej dla aluminium, podano np. w pracy [13]. Stwierdzono w niej, że proces deformacji plastycznej zachodzi przez propagację skoków odkształcenia wzdłuż próbki ze skończoną prędkością. Dla aluminium prędkości propagacji zawierały się w granicach od kilku milimetrów na sekundę do  $1 \text{ ms}^{-1}$ . Inne badania nad tym efektem z punktu widzenia mechaniki omówiono w pracy [1].

Analiza teoretyczna zjawiska, przeprowadzona przez COTTRELLA [4] na gruncie teorii dyslokacji, wykazała, że może ono pojawić się jedynie w pewnych przedziałach prędkości odkształcenia i temperatury, ponieważ efekt ten jest związany z procesami dyfuzyjnymi atomów domieszek. W pracy [3] stwierdzono na drodze doświadczalnej, że skokowy charakter krzywej umocnienia technicznie czystego aluminium<sup>(1)</sup> jest związany również z ujemną wrażliwością na prędkość odkształcenia. To samo zjawisko omówiono również w pracy [20]. Pojawianie się ujemnej wrażliwości na prędkość odkształcenia dla aluminium zostało także omówione w świetle procesów dyfuzyjnych w pracy [10].

Ogólnie rzecz biorąc stwierdza się, że efekt PL jest ściśle związany z dyfuzją atomów domieszek, wynikłą wskutek deformacji plastycznej. Zjawisko intensywnej dyfuzji pobudzone odkształceniem plastycznym, zwane także starzeniem odkształceniowym, jest, jak się wydaje, spowodowane znacznym zwiększeniem współczynnika dyfuzji. Wzrost współczynnika dyfuzji wywołany jest powstaniem dużej liczby wakansów i defektów podczas procesu plastycznego odkształcania [4]. Ponieważ początek pojawienia się zjawiska starzenia odkształceniowego na krzywej umocnienia, zdefiniowany przez wartość odkształcenia  $\epsilon_c$ , zależy od wartości prędkości odkształcenia i temperatury, przeto na podstawie doświadczeń, można znaleźć energię aktywacji tego procesu. Na przykład wynik takich doświadczeń dla stopu

(<sup>1</sup>) Całkowita ilość zanieczyszczeń wynosi około 0,6%.

aluminium 2024<sup>(2)</sup> został przedstawiony w pracy [15], gdzie wyznaczono energię aktywacji  $U_m$  dla efektu PL ze zmodyfikowanego wzoru Cottrella o postaci

$$(1.1) \quad \dot{\varepsilon}_c = Ad^{-\beta} \varepsilon_c^n \exp\left(-\frac{U_m}{kT}\right),$$

gdzie  $\dot{\varepsilon}_c$  oznacza prędkość krytyczną, powyżej której efekt zanika,  $d$  oznacza średnicę ziarna, natomiast  $A$ ,  $\beta$  i  $n$  są stałymi materiałowymi. Wyznaczona w taki sposób wartość energii aktywacji wynosi  $U_m = 0,56 \pm 0,02$  eV. Otrzymana wartość energii aktywacji jest nieco mniejsza niż energia aktywacji migracji wakansów w czystym aluminium, która wynosi 0,65 eV. Podobne rezultaty, jednak dla innego stopu Al, otrzymano w pracach [14 i 16]. Wyznaczona w tych pracach wartość energii aktywacji wynosi  $U_m = 0,42 \pm 0,02$  eV.

Ostatnio stwierdzono, że zjawisko skokowej postaci krzywej umocnienia może przejawiać się w dwojaki sposób [12]. W zakresie stosunkowo niskich temperatur (około 0,2 T<sub>m</sub>; T<sub>m</sub> oznacza temperaturę topnienia) lub przy podwyższonych prędkościach odkształcenia stwierdzono, że wartość  $\varepsilon_c$  wzrasta wraz ze wzrostem prędkości odkształcenia i obniżeniem temperatury. Zakres ten może być opisany równaniem (1.1). Ten rodzaj zjawiska może nosić nazwę efektu PL z opóźnionym blokowaniem, gdyż jest wynikiem blokowania początkowo nie zablokowanych dyslokacji.

W przedziale wyższych temperatur (około 0,4 T<sub>m</sub>) i mniejszych prędkości odkształcenia stwierdza się często, że wartość  $\varepsilon_c$  wzrasta ze zmniejszeniem prędkości odkształcenia i wzrostem temperatury. W tych przedziałach wymienionych parametrów obraz efektu PL różni się nieco w porównaniu z obszarem poprzednim. W omawianym zakresie pojawiają się następujące szybko po sobie skoki naprężenia. Są one często nałożone na rzadsze skoki naprężenia o większej amplitudzie. Należy przypuszczać, że w tym obszarze prędkość przemieszczających się dyslokacji jest dostatecznie mała, aby dyfuzja atomów domieszek pojawiała się od samego początku procesu deformacji plastycznej. Ponieważ dyslokacje są zablokowane od samego początku procesu deformacji, przeto ta odmiana efektu PL może być nazwana efektem z natychmiastowym blokowaniem [12]. Na wykresach zależności  $\varepsilon_c = \varepsilon_c(\dot{\varepsilon}_c)$  oraz  $\varepsilon_c = \varepsilon_c(1/T)$  obserwuje się wyraźne minima [12 i 14]. Interpretacja fizykalna charakteru tych zależności zwłaszcza w obszarze, gdzie występuje efekt PL z natychmiastowym blokowaniem, nie jest jeszcze dostatecznie ścisła.

Według danych zamieszczonych w pracach [12 i 19] każdemu skokowi na krzywej umocnienia odpowiada pojawienie się zlokalizowanego pasma Lüdersa.

Oprócz praktycznego znaczenia badań nad efektem PL w technologii plastycznego formowania metali (np. badania wpływu na końcową gładkość tłoczonych blachy ze stopów aluminiowych) ma ono znaczenie poznawcze; jest nim wzajemne powiązanie efektu PL z mechanizmem propagacji sprężysto-plastycznych fal dociążania w prętach. Studia nad zjawiskiem PL dla warunków statycznych, przedstawione w pracy [7], posłużyły następnie za podstawę do sformułowania teorii

(<sup>2</sup>) Skład stopu 2024, badanego w pracy [15], jest następujący: 1,94% Cu, 1,72% Mg, 0,30% Mn, 0,17% Si, 0,13% Fe; reszta Al.

propagacji fal w prętach z uwzględnieniem tego zjawiska [8]. Z rezultatów otrzymanych na gruncie teorii dyslokacji wynika jednak, że prawdopodobieństwo pojawienia się efektu PL przy dużych prędkościach deformacji, które są charakterystyczne dla procesu propagacji fal sprężysto-plastycznych w temperaturze pokojowej, jest bardzo małe.

Celem niniejszej pracy jest zwrócenie uwagi na pewne prawidłowości w występowaniu zjawiska PL, zaobserwowane podczas ściskania próbek o różnych smukłościach, które wykonano z polikrystalicznego, technicznie czystego aluminium w stanie wyżarzonym.

## 2. WYNIKI DOŚWIADCZEŃ

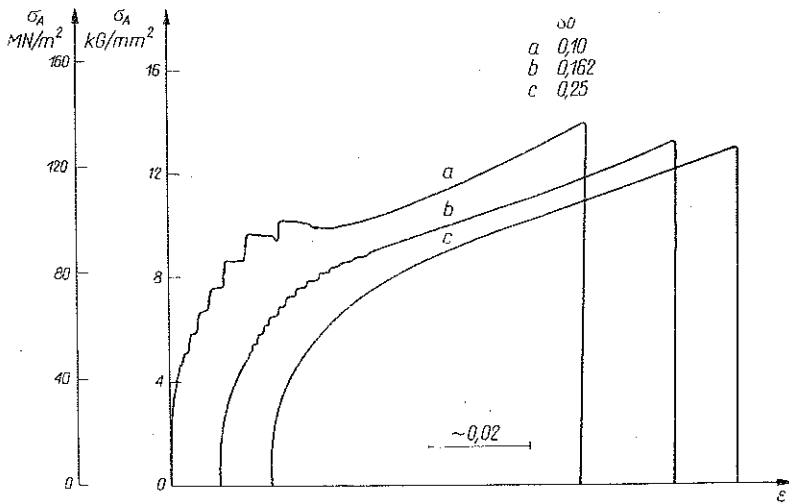
Doświadczenia polegały na ściskaniu cylindrycznych próbek o różnej smukłości z zachowaniem w przybliżeniu stałej prędkości odkształcenia, równej  $\dot{\epsilon} \approx (8,56 \pm 1,6) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Próbkę o początkowej średnicy  $d_0 = 14 \text{ mm}$  zostały wykonane z pręta aluminiowego gatunku A1, 99,5% Al. Zawartość domieszek, która odpowiada aluminium A1, jest następująca: 0,30% Fe<sub>max</sub>; 0,30% Si<sub>max</sub>; 0,45% (Fe+Si)<sub>max</sub>; 0,03% Cu<sub>max</sub>; reszta pozostałe domieszki. Wszystkie próbki poddano wyżarzaniu rekrytalizacyjnemu w temperaturze 450°C w czasie 1 godziny; studzenie odbywało się wraz z piecem.

Próby ściskania przeprowadzono na specjalnym przyrządzie, umieszczonym na standardowej maszynie wytrzymałościowej typu kinematycznego. Zarówno konstrukcja przyrządu, jak i system pomiarowy umożliwiły dokładną rejestrację krzywych umocnienia na rejestratorze X - Y. Przemieszczenia rejestrowano czujnikiem indukcyjnym, natomiast siłę dynamometrem z naklejonymi tensometrami elektrooporowymi. Dzięki zastosowaniu mostka tensometrycznego do badań dynamicznych o częstotliwości nośnej 5 kHz oraz rejestratora X - Y o prędkości pisania 250 mm/s, układ mógł rejestrować skoki siły podczas próby ściskania. Bardziej dokładne omówienie użytego przyrządu oraz układu pomiarowego podano w pracy [11].

Otrzymane krzywe umocnienia wykazywały znaczny efekt PL w określonym zakresie odkształceń. Na szczególne podkreślenie zasługuje doświadczalnie stwierdzony fakt, że wielkość skoków zarówno naprężenia jak i odkształcenia wyraźnie zależy od początkowej smukłości próbki  $s_0$ , gdzie  $s_0 = l_0/d_0$ ;  $l_0$  oznacza początkową długość próbki, przy czym wartość skoków zwiększa się przy zmniejszaniu początkowej smukłości próbki  $s_0$ . Oryginalne krzywe umocnienia otrzymane na rejestratorze X - Y dla trzech różnych początkowych smukłości próbek przedstawiono na rys. 1. Doświadczalnie stwierdzono także, że powyżej pewnej smukłości  $s_0^*$  efektu PL nie obserwuje się dla badanego aluminium  $s_0^* \approx 0,25$ .

Zaobserwowano również po wykonaniu wykresów  $\sigma = \sigma(s_0)$ , że w obszarze wartości  $s_0$  i  $\epsilon$ , gdzie występuje efekt PL zachodzi bardziej intensywne zwiększanie się wartości  $\sigma$  ze zmniejszaniem się  $s_0$ ;  $\sigma$  oznacza tu średnie naprężenie rzeczywiste odniesione do aktualnego przekroju próbki. Wynik ten przedstawiono na rys. 2; pionową linią przerywaną zaznaczono graniczną wartość  $s_0^*$ . Obszar, w którym występuje efekt PL, został zakreskowany.

Jako następny krok w analizie efektu PL wykonano dokładne pomiary wielkości skoków jako funkcji  $\varepsilon$  przy różnych smukłościach  $s_0$ . Pomiary dotyczyły zarówno skoków naprężenia  $\Delta\sigma$ , jak również skoków odkształcenia  $\Delta\varepsilon$ . Na rys. 3 przedstawiono wartości skoków naprężenia  $\Delta\sigma = \Delta\sigma(\varepsilon)$  dla różnych początkowych smukłości  $s_0$ , natomiast rys. 4 przedstawia przyrosty odkształcenia  $\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon(\varepsilon)$  również dla



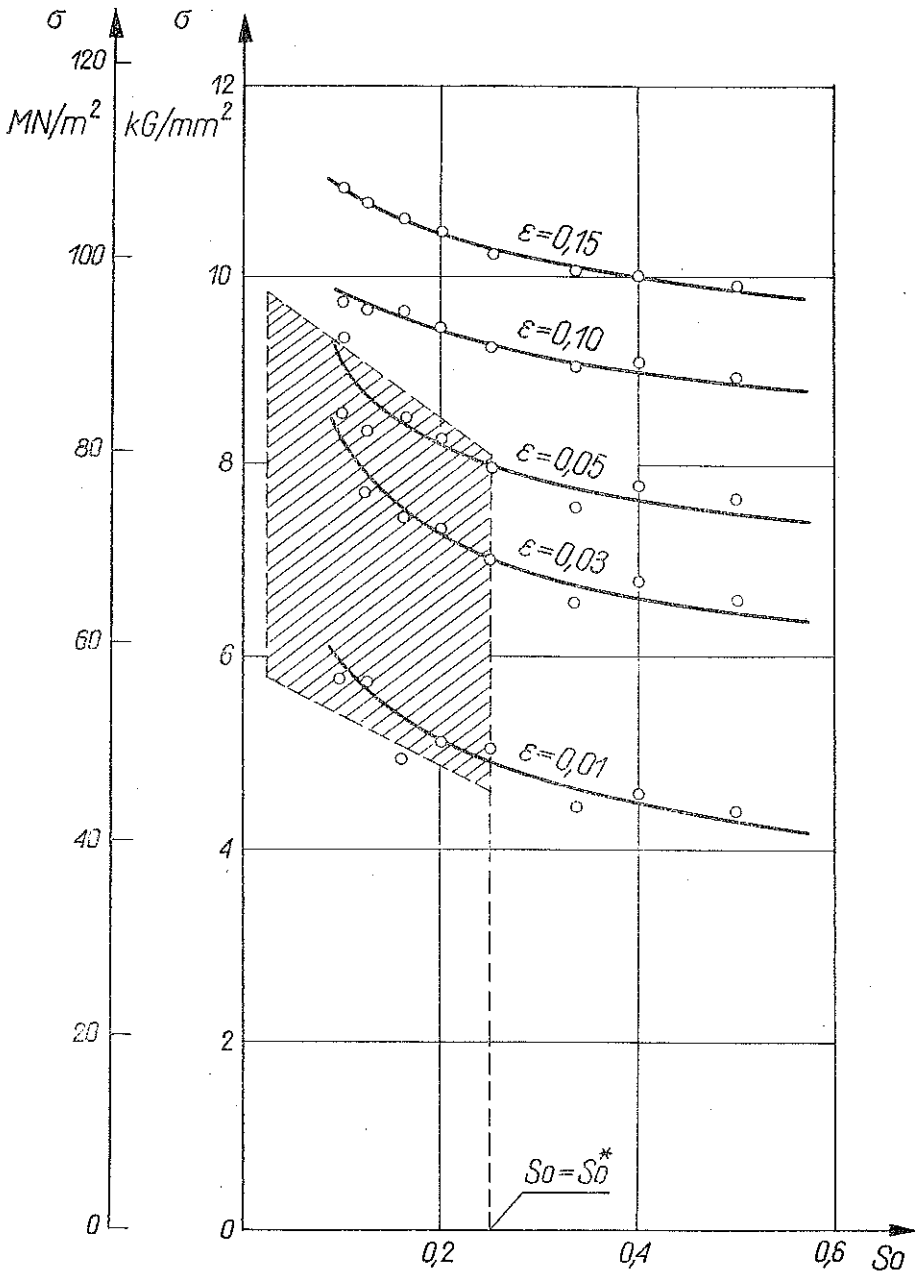
Rys. 1. Oryginalne krzywe umocnienia otrzymane z rejestratora X-Y dla próbek aluminiowych o różnych smukłościach  $s_0$ ,  $s_0 = l_0/d_0$ ; oznacza początkową wysokość próbki,  $\sigma_A$  jest naprężeniem odniesionym do pola powierzchni początkowego przekroju próbki

różnych smukłości  $s_0$ . Wyniki przedstawione na ostatnich dwóch rysunkach wyraźnie wskazują na istotny wpływ początkowej smukłości próbki na wielkość skoków  $\Delta\sigma$  oraz  $\Delta\varepsilon$ . Zarówno dla przypadku  $\Delta\sigma(\varepsilon)$ , jak i dla  $\Delta\varepsilon(\varepsilon)$  obserwuje się wyraźne maksima, które zachodzą przy pewnych wartościach odkształceń. Maksima  $\Delta\sigma$  obserwuje się w przedziale odkształceń  $0,018 < \varepsilon < 0,030$ , natomiast maksima  $\Delta\varepsilon$  obserwuje się w przedziale odkształceń  $0,028 < \varepsilon < 0,045$ . Można więc stwierdzić, że występowanie maksimów  $\Delta\varepsilon$  jest nieco przesunięte w kierunku większych odkształceń w porównaniu z występowaniem maksimów  $\Delta\sigma$ . Na szczególną uwagę zasługuje znaczny wzrost maksymalnych wartości  $\Delta\sigma$  i  $\Delta\varepsilon$  przy zmniejszaniu początkowej smukłości  $s_0$ . Przy odpowiednio dużej smukłości efekt PL zanika. Należy także dodać, że przytoczone wyniki otrzymano dla w przybliżeniu stałej prędkości odkształcenia, równej  $\dot{\varepsilon} \approx (8,56 \pm 1,6) \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

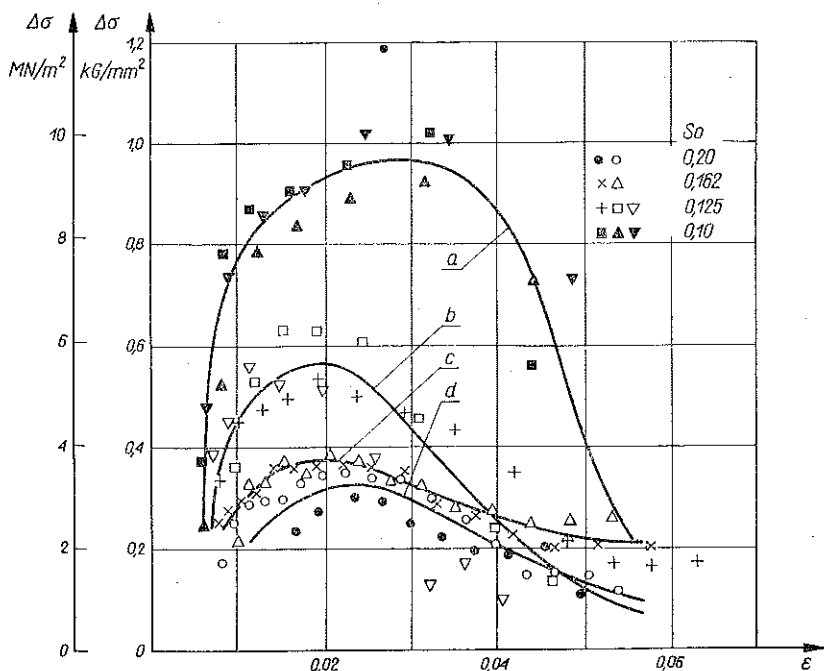
W celu bardziej dokładnego przedstawienie zależności  $\Delta\sigma$  i  $\Delta\varepsilon$  od smukłości  $s_0$  obliczono średnie wartości  $\overline{\Delta\sigma}$  i  $\overline{\Delta\varepsilon}$  na podstawie wzorów

$$(2.1) \quad \overline{\Delta\sigma}_{s_0} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta\sigma_i, \quad \overline{\Delta\varepsilon}_{s_0} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta\varepsilon_i,$$

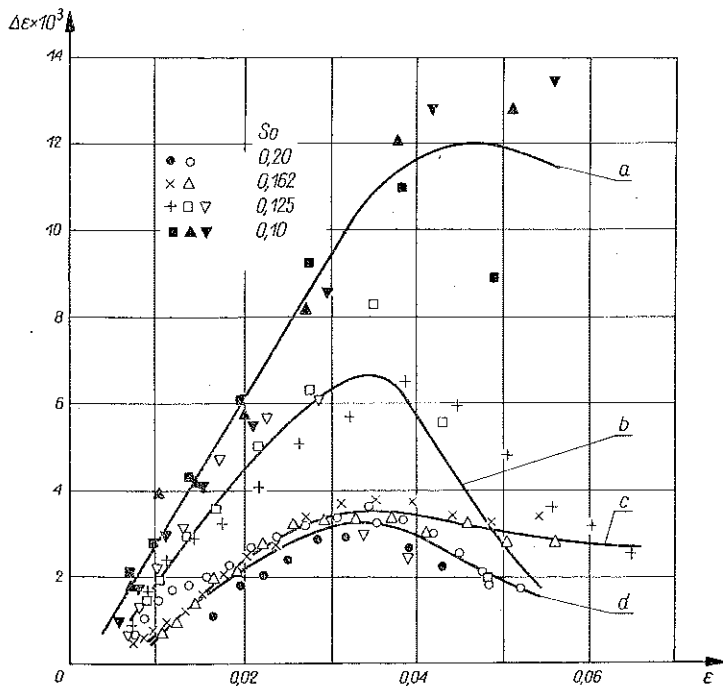
gdzie  $n$  oznacza przeliczalną liczbę skoków dla danej wartości  $s_0$ . Wyniki przedstawiono na rys. 5 i 6; rys. 5 przedstawia wykres  $\overline{\Delta\sigma}(s_0)$ , rys. 6 wykres  $\overline{\Delta\varepsilon}(s_0)$ . Na pod-



Rys. 2. Wpływ początkowej smukłości próbki  $s_0$  na wartość naprężenia  $\sigma$ ; w zakreskowanym obszarze występuje efekt PL, pionową linią przerywaną zaznaczono wartości  $s_0^*$

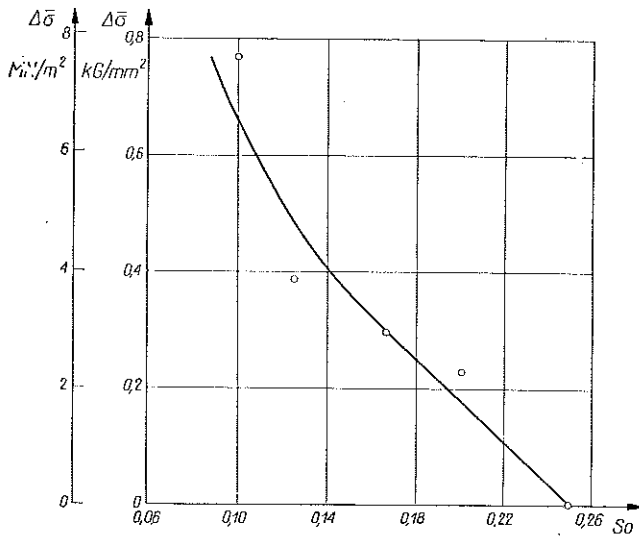


Rys. 3. Skoki naprężenia  $\Delta\sigma$  jako funkcje odkształcenia  $\epsilon$  dla wartości  $s_0$ : a)  $s_0=0,10$ ; b)  $s_0=0,125$ ; c)  $s_0=0,162$ ; d)  $s_0=0,20$

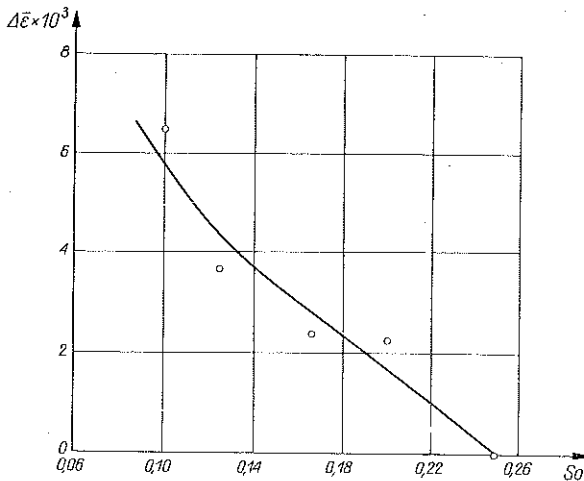


Rys. 4. Skoki odkształcenia  $\Delta\epsilon$  jako funkcje odkształcenia  $\epsilon$  dla różnych wartości  $s_0$ : a)  $s_0=0,10$ ; b)  $s_0=0,125$ ; c)  $s_0=0,162$ ; d)  $s_0=0,20$

stawie rys. 5 i 6 można stwierdzić wyraźne zmniejszanie się średniej wartości skoków wraz ze wzrostem  $s_0$ . Dla  $s_0 = 0,25$  skoki zmniejszają się do tego stopnia, że krzywa umocnienia dla  $s_0 \geq 0,25$  staje się praktycznie gładka.



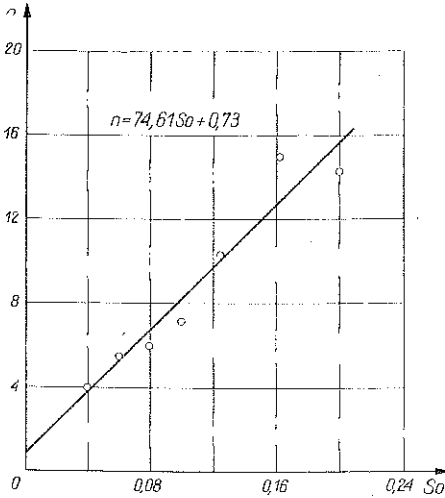
Rys. 5. Średnie wartości skoków  $\Delta\bar{\sigma}$  otrzymane dla próbek o różnych smukłościach  $s_0$ . Powyżej wartości  $s_0^* \approx 0,25$  skoki zanikają



Rys. 6. Średnie wartości skoków  $\Delta\bar{\epsilon}$  otrzymane dla próbek o różnych smukłościach  $s_0$ . Powyżej wartości  $s_0^* \approx 0,25$  skoki zanikają

Wyniki eksperymentów uzyskane przy rozciąganiu próbek aluminiowych o jednakowych wymiarach w warunkach stałej prędkości naprężenia  $\dot{\sigma} = \text{const}$ , zamieszczone w pracy [1], wykazują podobny charakter wykresu  $\Delta\sigma(\epsilon)$  (rys. 3). W cytowanej pracy maksimum  $\Delta\sigma$  zachodzi dla odkształcenia  $\epsilon \approx 0,017$ . Na uwagę zasługuje

zasadnicza różnica w przebiegu wykresu  $\Delta\varepsilon(\varepsilon)$ , mianowicie w przypadku danych z pracy [1] nie obserwuje się maksimum wartości  $\Delta\varepsilon$ , a wzrost  $\Delta\varepsilon$  jest prawie liniową funkcją odkształcenia aż do odkształcenia  $\varepsilon \approx 0,19$ . Należy przypomnieć, że



Rys. 7. Ilość skoków  $n$  jako funkcja początkowej smukłości  $s_0$ ; punkty są średnimi uzyskanymi z trzech próbek. Wyniki aproksymowano linią prostą przy użyciu metody najmniejszych kwadratów

wynik ten uzyskano przy rozciąganiu. Także liniowy wzrost  $\Delta\varepsilon$  jako funkcji  $\varepsilon$  przy rozciąganiu otrzymano w pracy [12]. W odniesieniu do  $\Delta\varepsilon$  efekt PL podczas próby rozciągania raczej wzmacnia się wraz z odkształceniem, a nie zanika, co zaobserwowano w przypadku ściskania. Zasadnicza różnica pomiędzy próbą ściskania i rozciągania polega na różnicy średniego ciśnienia hydrostatycznego.

Krzywe umocnienia przedstawione na rys. 1 wskazują, że w miarę zmniejszenia smukłości wielkość skoków  $\Delta\sigma$  i  $\Delta\varepsilon$  rośnie z równoczesnym zmniejszaniem się ich liczby. W celu przekonania się, w jaki sposób zmienia się liczba skoków  $n$  jako funkcja początkowej smukłości, sporządzono wykres przedstawiony na rys. 7. Zaznaczone punkty stanowią wartości średnie z trzech próbek. Rozkład punktów przybliżono linią prostą przy użyciu metody najmniejszych kwadratów. Otrzymane równanie prostej przedstawia się następująco:

$$(2.2) \quad n = 74,61s_0 + 0,73.$$

Prosta (2.2) przechodzi bardzo blisko początku układu współrzędnych, co oznacza, że w pierwszym przybliżeniu liczba skoków jest wprost proporcjonalna do początkowej długości próbki  $l_0$ . Oznacza to również, że w miarę zwiększania smukłości  $n$  szybko powiększa się, co przy zmniejszającej się amplitudzie skoku prowadzi do wygładzenia się krzywej umocnienia i praktycznego zaniknięcia efektu PL.

### 3. Dyskusja wyników doświadczalnych

Dotychczasowe dane dostępne w literaturze nie zawierają informacji o wpływie długości próbki na efekt PL. Jednym ze spostrzeżeń poczynionych w niniejszej pracy, które dotyczy wpływu parametrów geometrycznych, jest zależność (2.2). W ogólnej postaci zależność (2.2) można napisać:

$$n = \eta s_0 + \xi,$$

gdzie  $\eta = 74,61$ ,  $\xi = 0,73$ . Stała  $\eta$  stanowi współczynnik kierunkowy prostej. Ponieważ  $\eta \gg \xi$ , przeto w pierwszym przybliżeniu

$$(3.1) \quad n = \eta s_0 \quad \text{lub} \quad n = \eta l_0 / d_0.$$



Jeżeli założyć dalej, że każdemu skokowi odpowiada jedno przejście pasma Lüdersa przez próbkę, to okazuje się, że w przypadku próbek krótszych pojawia się mniej pasm Lüdersa. Rozumowanie to prowadzi do wyznaczenia pewnej charakterystycznej wielkości  $\lambda$ , którą można interpretować jako grubość pasma Lüdersa. Dla określenia wartości  $\lambda$  potrzebna jest znajomość współczynnika kierunkowego  $\eta$ . Zakładając  $n\lambda = l_0$  otrzymuje się na podstawie wzoru (3.1)

$$(3.2) \quad \lambda = \frac{d_0}{\eta}.$$

Ponieważ w doświadczeniach używano próbek o początkowej średnicy  $d_0 = 14$  mm, więc  $\lambda = 0,187$  mm. Otrzymana wartość grubości pasma Lüdersa jest rzędu wymiarów ziarna dla polikrystalicznego aluminium w stanie wyżarzonym, które według pracy [10] zawierają się w granicach od 0,03 mm do 0,30 mm.

Dotychczasowa interpretacja fizykalna zjawiska PL opiera się na wynikach prac Cottrella i współpracowników [4 i 6]; dalsze dane zamieszczono w pracach [9 i 14]. Ostatnio interpretację fizykalną i niektóre wyniki doświadczeń przedyskutowano w pracach [12, 21 i 22].

We wszystkich pracach potwierdzono wniosek, że efekt PL jest procesem termicznie aktywowanym, związanym ze starzeniem odkształceniowym, zachodzącym podczas procesu deformacji plastycznej. Energie aktywacji tego procesu zostały znalezione dla niektórych stopów Al na podstawie wyników doświadczeń przedstawionych w pracach [15 i 16]. Wartości tych energii aktywacji podano poprzednio. Okazuje się ponadto, że efekt PL jest zjawiskiem dość złożonym, zależnym od wielu czynników. Ogólnie można powiedzieć, że związane z efektem PL starzenie odkształceniowe pojawia się wówczas, gdy dyslokacje mogą oddziaływać z atomami domieszek. Możliwość pojawienia się takiego oddziaływania zależy od wzajemnego stosunku prędkości dyfuzji atomów domieszek i prędkości dyslokacji. Najważniejszymi czynnikami wpływającymi na efekt PL będą w związku z tym prędkość dyslokacji oraz prędkość dyfuzji atomów domieszek. Pośrednio na efekt PL będą miały wpływ m.in. takie wielkości, jak deformacja, prędkość deformacji, temperatura, a także, jak świadczą przedstawione w obecnej pracy wyniki, ciśnienie hydrostatyczne.

Ważnym wnioskiem, który można wysnuć na podstawie przedstawionych w pracy wyników doświadczeń, jest wyraźna zależność efektu PL od smukłości próbki  $s_0$ . Ponadto uzyskano inny charakter przebiegu zjawiska PL w trakcie deformacji próbki w procesie ściskania niż przedstawiony w literaturze dla rozciągania [1, 3 i 12], a także odmienny niż przy bardzo wolnym skokowym obciążaniu próbki [2]. Analiza otrzymanych wyników zostanie przeprowadzona na podstawie teorii zjawiska podanego przez COTTRELLA i JASWONA [6], COTTRELLA [5] oraz YOSHINAGĘ i MOROZUMIEGO [21 i 22].

Zgodnie z COTTRELLEM [5] wokół dyslokacji formuje się stabilna atmosfera atomów domieszek, gdy prędkość dyslokacji jest mniejsza od wartości krytycznej  $v_{CH}$ . Wyrażenie na  $v_{CH}$  ma następującą postać:

$$(3.3) \quad v_{CH} = \frac{4kTD}{A},$$

gdzie  $k$  i  $A$  oznaczają odpowiednio stałą Boltzmanna oraz stałą materiałową, związaną z energią oddziaływania atomów domieszek z dyslokacją,  $T$  oznacza temperaturę w skali absolutnej a  $D$  współczynnik dyfuzji. Dla prędkości dyslokacji większych niż  $v_{CH}$  formuje się niestabilna atmosfera atomów domieszek. Przy dalszym zwiększeniu prędkości dyslokacji powyżej wartości  $v_{CL}$  dyslokacja jest swobodna [22]. Zależność na  $v_{CL}$  została podana w pracy [22]:

$$(3.4) \quad v_{CL} \approx \frac{AD}{2b^2 kT},$$

gdzie  $b$  oznacza wektor Burgersa. Ponieważ prędkość odkształcenia  $\dot{\epsilon}$  zależy od średniej prędkości dyslokacji następująco:

$$(3.5) \quad \dot{\epsilon} = \rho v b,$$

gdzie  $\rho$  oznacza gęstość ruchomych dyslokacji, przeto po podstawieniu (3.3) i (3.4) do (3.5) otrzymuje się odpowiednio

$$(3.6) \quad \dot{\epsilon}_{CH} = \frac{4\rho b k T D}{A}, \quad \dot{\epsilon}_{CL} = \frac{A \rho D}{2b k T}.$$

Efekt PL powinien występować w następującym przedziale prędkości odkształcenia:  $\dot{\epsilon}_{CH} < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{CL}$ . W wymienionym przedziale prędkości przy odpowiedniej temperaturze  $T$  powinno się obserwować również ujemną wrażliwość na prędkość odkształcenia.

Wzór na naprężenie hamujące dyslokacje dla prędkości dyslokacji  $v < v_{CH}$  został podany przez COTTRELLA i JASWONA w postaci

$$(3.7) \quad \tau \approx \frac{17A^2 c_0 N}{4D k T b} v,$$

gdzie  $c_0$  jest średnim stężeniem domieszek,  $N$  jest całkowitą liczbą atomów w jednostce objętości. Opierając się na tym wzorze można uzasadnić zależność efektu PL w próbie ściskania od smukłości próbki  $s_0$ . W tym celu należy jednak założyć, że  $\tau$  jest odwrotnie proporcjonalne do współczynnika dyfuzji  $D$  również dla prędkości dyslokacji  $v_{CH} < v < v_{CL}$ , a więc w przedziale, w którym zgodnie z pracą [21] występuje efekt PL. Sposób zanikania efektu PL wraz ze zwiększaniem się smukłości próbki jest inny niż wówczas, gdy prędkość odkształcenia zbliża się do prędkości krytycznej. Gdy smukłość próbki dąży do smukłości granicznej, skoki stają się bardzo małe, lecz są nadal ostre; ponadto ilość skoków wzrasta. Zbliżanie się prędkości deformacji do wartości krytycznej powoduje rozmywanie się skoków oraz zmniejszanie się ich liczby. Wskazuje to, że wpływ smukłości próbki na przebieg zjawiska nie jest spowodowany zmianą prędkości dyslokacji.

Podczas ściskania w próbce wytwarza się pewien stan hydrostatycznego ciśnienia, który zmniejsza współczynnik dyfuzji. Średnie ciśnienie jest tym wyższe, im mniejsza jest smukłość próbki  $s_0$ . W związku z tym z zależności (3.7) wynika, że naprężenie hamujące dyslokacje, a więc i wartość skoków naprężenia na krzywej

umocnienia, będą wzrastać wraz ze zmniejszaniem się smukłości próbki. Jest to zgodne z przedstawionymi wynikami doświadczeń. Stan ciśnienia hydrostatycznego podczas procesu ściskania próbki, a także wpływ ciśnienia hydrostatycznego na współczynnik dyfuzji zostaną omówione bardziej dokładnie w dalszej części pracy. Na podstawie przedstawionej niżej analizy i wynikających stąd wniosków wysunięto pewną koncepcję wyjaśnienia różnic w przebiegu zjawiska PL w trakcie procesu ściskania i rozciągania.

Ponieważ w metalach dyfuzja zachodzi przede wszystkim za pośrednictwem wakansów, przeto wartość współczynnika dyfuzji jest związana z koncentracją wakansów  $\rho_v$ . Wartość  $\rho_v$  zależy silnie od kształcenia  $\varepsilon$  a także od ciśnienia hydrostatycznego  $p$ , przy czym  $\rho_v$  znacznie zwiększa się podczas deformacji plastycznej oraz maleje na skutek przyrostu  $p$ . W związku z tym wzór na współczynnik dyfuzji  $D$  można napisać w postaci

$$(3.8) \quad D = \mathcal{F}[\rho_v(\varepsilon, p)] D_0 \exp\left[-\frac{U_m(p)}{kT}\right],$$

gdzie przez  $\mathcal{F}[\rho_v(\varepsilon, p)]$  oznaczono funkcjonal wpływ deformacji plastycznej oraz ciśnienia hydrostatycznego na wartość  $D$ ;  $U_m(p)$  oznacza energię aktywacji procesu, zależną od ciśnienia hydrostatycznego  $p$  [18]. W trakcie procesu deformacji plastycznej wzrasta znacznie gęstość dyslokacji  $\rho$  powodując obniżenie się średniej prędkości dyslokacji dla  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ . Na wartość  $\rho$  pewien wpływ ma ciśnienie hydrostatyczne  $p$ , przy czym  $\rho$  jest malejącą funkcją  $p$ . Podstawiając (3.8) do (3.6), otrzymuje się wzory na krytyczne prędkości odkształcenia:

$$(3.9) \quad \begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{\text{CH}} &= \frac{4bkT}{A} \rho(\varepsilon, p) \mathcal{F}[\rho_v(\varepsilon, p)] D_0 \exp\left[-\frac{U_m(p)}{kT}\right], \\ \dot{\varepsilon}_{\text{CL}} &= \frac{A}{2bkT} \rho(\varepsilon, p) \mathcal{F}[\rho_v(\varepsilon, p)] D_0 \exp\left[-\frac{U_m(p)}{kT}\right]. \end{aligned}$$

Należy dodać, że składowa ciśnienia hydrostatycznego  $p$  zależy pośrednio od odkształcenia. Energia aktywacji  $U_m$  jest rosnącą funkcją ciśnienia hydrostatycznego. Na przykład, zgodnie z rozważaniami zamieszczonymi w pracy [18], energia aktywacji dyfuzji  $U_m$  wzrasta proporcjonalnie do przyrostu ciśnienia hydrostatycznego

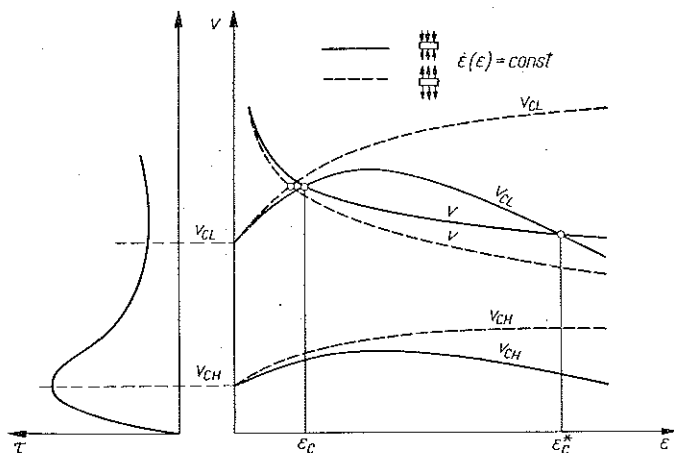
$$(3.10) \quad U_m(p) = U_m^0 + \alpha \Delta p.$$

Przy założeniu, że ciśnienie hydrostatyczne nie wzrasta,  $\Delta p = 0$ , a koncentracja wakansów rośnie wraz z odkształceniem, powodując proporcjonalne zmiany funkcjonalu  $\mathcal{F} \sim \varepsilon^m$ , równocześnie gęstość dyslokacji również wzrasta z odkształceniem  $\rho \sim \varepsilon^\beta$ ; z zależności (3.9), otrzymuje się związek pomiędzy  $\dot{\varepsilon}_{\text{CH}}$ ,  $\varepsilon_{\text{CH}}$  oraz temperaturą  $T$ , który został otrzymany pierwotnie w pracy [9], gdzie nie rozpatrywano wpływu ciśnienia hydrostatycznego:

$$(3.11) \quad \varepsilon_{\text{CH}} = C \left[ \dot{\varepsilon}_{\text{CH}} \exp\left(\frac{U_m^0}{kT}\right) \right]^{\frac{1}{m+\beta}}.$$

Jest to również inaczej napisany związek (1.1);  $n \equiv m + \beta$ . Zależność (3.11) jest spełniona przy założeniu stałej wartości promienia atmosfery Cottrella. W niektórych pracach dotyczących efektu PL postuluje się, że odkształcenie  $\varepsilon_{CH}$ , odpowiadające prędkości dyslokacji  $v_{CH}$ , jest równe odkształceniu krytycznemu  $\varepsilon_c$ , przy którym pojawia się efekt PL. Wydaje się, że założenie to jest poprawne w przypadku, gdy wokół dyslokacji istnieją atmosfery jeszcze przed pojawieniem się odkształcenia plastycznego. Wówczas ze względu na fakt, że krytyczna wartość prędkości odkształcenia, odpowiadająca prędkości dyslokacji  $v_{CH}$ , jest bardzo mała (wg COTTRELLA dla większości roztworów stałych  $\dot{\varepsilon}_{CH}$  jest rzędu  $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ) odblokowanie dyslokacji następuje prawie natychmiast po rozpoczęciu plastycznego płynięcia materiału. Tego rodzaju zjawisko występuje prawdopodobnie dla stali.

Wydaje się jednak, że dla takich materiałów jak np. polikrystaliczne aluminium, gdzie efekt PL pojawia się dopiero w obszarze zaawansowanych odkształceń plastycznych, przebieg zjawiska jest inny. Z danych doświadczalnych zamieszczonych w pracach [12, 15 i 16] wynika, że w takim przypadku wartość odkształcenia krytycznego  $\varepsilon_c$  rośnie przy zwiększaniu  $\dot{\varepsilon}$  i zmniejszaniu  $T$ . W celu bardziej wszechstronnej dyskusji zjawiska pod względem jakościowym założono, że na efekt PL podczas deformacji w decydującym stopniu wpływa wzajemny stosunek prędkości dyslokacji oraz prędkość dyfuzji atomów domieszek. Na rys. 8 przedstawiono hipotetyczne



Rys. 8. Hipotetyczne zależności krytycznych prędkości dyslokacji  $v_{CH}$  i  $v_{CL}$  oraz prędkości dyslokacji  $v$  od odkształcenia przy założeniu stałej, średniej prędkości odkształcenia  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ . Linie ciągłe odpowiadają próbie ściskania, natomiast linie przerywane próbie rozciągania. Zależność  $\tau(v)$  została przedstawiona wg pracy [21]

zależności krytycznych prędkości dyslokacji  $v_{CH}(\varepsilon)$  i  $v_{CL}(\varepsilon)$  oraz prędkości dyslokacji  $v(\varepsilon)$  jako funkcji odkształcenia przy założeniu stałej średniej prędkości odkształcenia,  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ . Zależność naprężenia hamującego od prędkości dyslokacji  $\tau(v)$  zaczerpnięta została z pracy [21]. Po rozpoczęciu plastycznego płynięcia ma-

teriału prędkość dyslokacji wzrasta gwałtownie od zera do pewnej wartości wynikającej z zależności (3.5). Ponieważ okres, w którym prędkość dyslokacji znajduje się w przedziale  $v_{CH} < v < v_{CL}$ , jest niezwykle krótki, atmosfery nie zdążą się utworzyć i efekt nie wystąpi. W miarę jak wzrasta odkształcenie, równocześnie wzrasta gęstość dyslokacji  $\rho$  oraz koncentracja wakansów  $\rho_v$ , powodując zmniejszanie się  $v$  oraz wzrost  $D$ . Zwiększanie się współczynnika dyfuzji powoduje z kolei wzrost  $v_{CH}$  oraz  $v_{CL}$ . Odkształcenie, przy którym wartość  $v$  zmniejszy się do wartości  $v_{CL}$ , jest odkształceniem krytycznym, dla którego pojawi się efekt PL. Z rys. 8 wynika, że wraz ze zwiększeniem się  $\dot{\epsilon}$ , a więc i  $v$ , będzie wzrastać również wartość odkształcenia krytycznego  $\epsilon_c$ . Jak wynika ze wzoru (3.4), wzrost  $\epsilon_c$  może być również spowodowany obniżeniem się temperatury  $T$ , gdyż prowadzi to do zmniejszenia się wartości ilorazu  $D/T$ , a więc i wartości  $v_{CL}$ . Wnioski te są zgodne z doświadczalnie wyznaczonymi zależnościami  $\epsilon_c(\dot{\epsilon})$  i  $\epsilon_c(T)$  w zakresie występowania efektu PL z opóźnionym blokowaniem [12, 15 i 16]. Zgodnie z rys. 8 wartość  $\epsilon_c$ , jak również przebieg zjawiska w początkowym okresie, powinny być dla procesu ściskania i rozciągania podobne; potwierdzają to również wyniki doświadczeń.

Istotną obserwacją poczynioną w obecnej pracy jest zanikanie efektu PL podczas próby ściskania przy pewnej wartości odkształcenia  $\epsilon_c^*$ ,  $\epsilon_c^* > \epsilon_c$ . Według dostępnych danych z literatury nie obserwuje się zanikania efektu w próbach rozciągania i skręcania. Wszystkie przedstawione wyżej fakty wydają się wskazywać, że odmienny przebieg zjawiska przy ściskaniu jest spowodowany wpływem ciśnienia hydrostatycznego. Jak stwierdzono poprzednio, koncentracja wakansów  $\rho_v$  wzrasta wraz z odkształceniem plastycznym, równocześnie jednak wzrost ciśnienia hydrostatycznego powinien powodować zmniejszanie się liczby wakansów; stąd w próbie ściskania współczynnik dyfuzji  $D$  może wykazywać maksimum. Dodatkowo energia aktywacji  $U_m(p)$  wzrasta ze wzrostem ciśnienia powiększając tendencję pojawienia się maksimum. Z zależności (3.3) i (3.4) wynika, że w takim wypadku również  $v_{CH}$  i  $v_{CL}$  będą wykazywać maksimum. Wynikiem opisanego powyżej stanu mogłoby być powstanie dla pewnego odkształcenia  $\epsilon_c^*$  sytuacji takiej, że  $v > v_{CL}$ , co spowodowałoby zanik efektu PL. Z rys. 8 wynika, że wartość  $\epsilon_c^*$  wzrastałaby wraz ze zmniejszeniem się prędkości dyslokacji  $v$ , a zatem i  $\dot{\epsilon}$ . Wniosek ten jest w pewnym sensie zgodny z pracą [2], gdzie dla bardzo wolnego skokowego obciążenia próbki nie zaobserwowano zanikania efektu w procesie ściskania.

Inaczej przedstawia się sytuacja w próbie rozciągania; wówczas przyrosty ciśnienia hydrostatycznego są ujemne i współczynnik dyfuzji  $D$  może wykazywać szybki wzrost bez tendencji pojawiania się maksimum. W przypadku rozciągania, zgodnie z wzorem (3.10), energia aktywacji maleje w wyniku zmiany znaku ciśnienia hydrostatycznego ułatwiając dodatkowo procesy dyfuzyjne.

Przedstawione wyżej stwierdzenia, których ilustracją jest rys. 8, należy traktować jako hipotezę. Brak jest bowiem dostatecznej liczby danych doświadczalnych mogących potwierdzić ich poprawność.

Porównując próbę ściskania i rozciągania dochodzi się do wniosku, że różnią się one bezwzględny przyrostem średniego ciśnienia hydrostatycznego  $|\Delta p|$ . Jeżeli

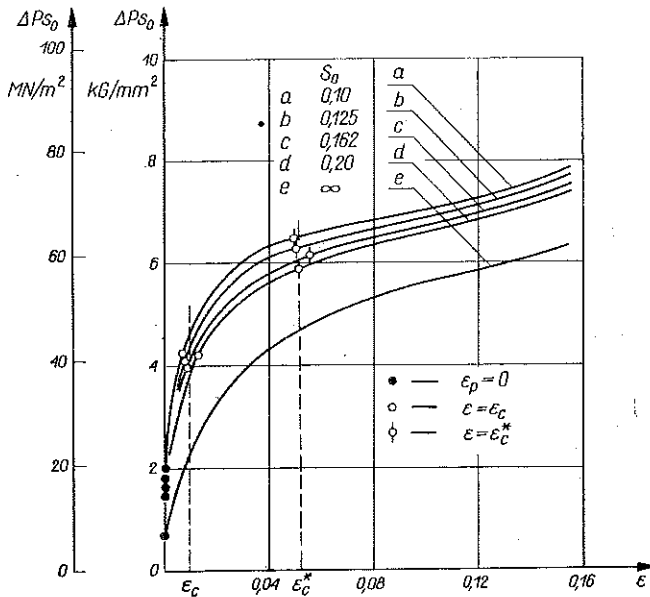
dla próby rozciągania otrzymuje się krzywą umocnienia przy  $s_0 \rightarrow \infty$ ,  $\sigma_{s_0 \rightarrow \infty} = \sigma(\varepsilon)$ , to składowa hydrostatyczna wyniesie

$$-p(\varepsilon) = \frac{1}{3} \sigma(\varepsilon).$$

Jeśli przyjmiemy jednakową krzywą umocnienia dla ściskania i rozciągania (brak efektu Bauschingera), to bezwzględny przyrost ciśnienia pomiędzy próbą rozciągania a ściskania dla próbki o nieskończonej długości wyniesie

$$\Delta p(\varepsilon)_{s_0 \rightarrow \infty} = \frac{2}{3} \sigma(\varepsilon).$$

Przy ściskaniu próbek krótkich zachodzi dodatkowe znaczne zwiększenie składowej ciśnienia hydrostatycznego wskutek występowania tarcia na czołach próbki (por. z pracą [11] i innymi). W takim przypadku składowa hydrostatyczna stanu naprężenia ulega znacznemu dodatkowemu zwiększeniu jako wynik pojawienia się skła-



Rys. 9. Bezwzględna różnica pomiędzy średnim ciśnieniem hydrostatycznym w próbce ściskania i rozciągania w funkcji odkształcenia. Poszczególne krzywe odpowiadają różnym wartościom smukłości  $s_0$ . Efekt PL występuje w przedziale  $\varepsilon_c < \varepsilon < \varepsilon_c^*$ ,  $\varepsilon_p$  oznacza odkształcenie plastyczne

dowej promieniowej naprężenia  $\sigma_r$ . Jeżeli średnie naprężenie poosiowe  $\bar{\sigma}_{s_0}$  jest mierzone jako funkcja odkształcenia dla próbki o skończonej smukłości  $s_0$ ,  $\bar{\sigma}_{s_0} = \bar{\sigma}_{s_0}(\varepsilon)$ , to wówczas poszukiwany średni przyrost ciśnienia  $\Delta p_{s_0}(\varepsilon)$  pomiędzy ściskaniem i rozciąganiem wyniesie

$$(3.12) \quad \Delta p_{s_0}(\varepsilon) = \frac{1}{3} [\bar{\sigma}_{s_0}(\varepsilon) + 2\bar{\sigma}_r(\varepsilon)] + \frac{1}{3} \sigma(\varepsilon), \quad s_0 = \text{const},$$

gdzie  $\bar{\sigma}_r(\varepsilon)$  oznacza średnie naprężenie promieniowe jako funkcję odkształcenia. Po uwzględnieniu warunku plastyczności

$$(3.13) \quad \sigma(\varepsilon) = \bar{\sigma}_{s_0}(\varepsilon) - \bar{\sigma}_r(\varepsilon), \quad s_0 = \text{const}$$

we wzorze (3.12), przyrost średniego ciśnienia  $\Delta p_{s_0}(\varepsilon)$  w stosunku do próby rozciągania przybiera postać

$$(3.14) \quad \Delta p_{s_0}(\varepsilon) = \bar{\sigma}_{s_0}(\varepsilon) - \frac{1}{3} \sigma(\varepsilon).$$

Na rys. 9 przedstawiono wartość  $\Delta p_{s_0}(\varepsilon)$  w atmosferach i  $MNm^{-2}$ , otrzymane na podstawie doświadczalnie wyznaczonych krzywych umocnienia dla różnych wartości  $s_0$ . Na poszczególnych krzywych zaznaczono początek i koniec efektu PL. Efekt pojawia się przy różnicy ciśnień  $\Delta p = 410$  at (4,1 kG/mm<sup>2</sup>), a zanika przy  $\Delta p = 610$  at (6,1 kG/mm<sup>2</sup>). Przyrosty ciśnienia dla wartości odkształceń większych niż  $\varepsilon_c^*$  nie są duże. Z rys. 9 wynika również, że efekt PL w próbie ściskania występuje w obszarze dużych i stosunkowo szybko rosnących ciśnień hydrostatycznych.

#### 4. WNIOSKI

Dokonane obserwacje oraz przedstawiona wyżej dyskusja sprowadzają się do najważniejszych niżej wymienionych wniosków.

Stwierdza się zaobserwowany doświadczalnie wyraźny wpływ początkowej smukłości próbki  $s_0 = l_0/d_0$  na występowanie efektu PL w próbie ściskania.

Liczba skoków  $n$  występująca na krzywej umocnienia, otrzymanej z próby ściskania, zmniejsza się wraz ze zmniejszaniem początkowej smukłości próbki  $s_0$ . Równocześnie w miarę zmniejszania smukłości  $s_0$  zwiększa się wielkość skoków naprężenia  $\Delta\sigma$  i odkształcenia  $\Delta\varepsilon$ .

Efekt PL pojawia się w próbie ściskania jedynie w pewnym przedziale odkształcenia  $\varepsilon_c \leq \varepsilon \leq \varepsilon_c^*$ , gdzie dla badanego aluminium  $\varepsilon_c \approx 0,01$  oraz  $\varepsilon_c^* \approx 0,05$ . Na podstawie danych z literatury stwierdza się, że podczas prób rozciągania i skręcania nie obserwuje się zanikania efektu PL; w takim przypadku  $\varepsilon_c^* \rightarrow \infty$ .

Różnica pomiędzy występowaniem efektu PL przy ściskaniu z jednej strony oraz przy rozciąganiu lub skręcaniu z drugiej może być tłumaczona wpływem składowej hydrostatycznej naprężenia na przebieg procesów dyfuzyjnych oraz na prędkość ruchu dyslokacji, od których to czynników z kolei zależy efekt PL. Wniosek ten należy traktować jako hipotezę wymagającą dalszego sprawdzenia.

#### LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. J. F. BELL, *The physics of large deformation of crystalline solids*, Springer, 1968.
2. J. F. BELL, A. STEIN, *The incremental loading wave in the prestressed plastic field*, J. de Mécanique, 4, 1, 395, 1962.
3. S. R. BODNER, A. ROSEN, *Discontinuous yielding of commercially pure aluminium*, J. Mech. Phys. of Solids, 15, 1, 63, 1967.

4. A. H. COTRELL, *A note on the Portevin-Le Chatelier effect*, Phil. Mag., **44**, 335, 829, 1953.
5. A. H. COTRELL, *Dislocations and plastic flow in crystals*, Oxford Univ. Press, 1953.
6. A. H. COTRELL, M. A. JASWON, *Distribution of solute atoms round a slow dislocation*, Proc. Roy. Soc., London **199**, 104, 1056, 1949.
7. O. W. DILLON, *Experimental data on aluminium as a mechanically unstable solid*, J. Mech. Phys. of Solids, **11**, 5, 289, 1963.
8. O. W. DILLON, *Waves in bars of mechanically unstable materials*, J. Appl. Mech., **33**, 2, 267, 1966.
9. R. K. HAM, D. JAFFREY, *Dislocation multiplication, vacancy, accumulation, and the onset of jerky flow during forward and reversal strain in Cu -3.2 at %Sn*, Phil. Mag., **15**, 134, 247, 1967.
10. J. KLEPACZKO, *Wpływ prędkości odkształcenia na krzywą umocnienia aluminium*, Rozpr. Inżyn., **12**, 3, 455, 1964.
11. Z. MALINOWSKI, J. KLEPACZKO, *Szacowanie współczynnika tarcia na czolach ściskanej plastycznej próbki walcowej*, Mech. Teoret. i Stos., **10**, 4, w druku, 1972.
12. P. G. MC CORMICK, *The Portevin-Le Chatelier effect in Al-Mg-Si alloy*, Acta Met., **19**, 5, 463, 1971.
13. A. W. McREYNOLDS, *Plastic deformation waves in aluminum*, Trans. AIMME, **185**, 232, 1949.
14. K. MUKHERJEE, C. D'ANTONIO, R. MACIĄG, G. FISHER, *Impurity-dislocation interaction and repeated yielding in a commercial Al alloy*, J. Appl. Phys., **39**, 12, 5434, 1968.
15. K. MUKHERJEE, T. MAY, R. J. MACIĄG, C. D. ANTONIO, *Discontinuous yielding of 2024 aluminum alloy*, Short communication, Mater. Sci. Eng., **6**, 5, 334, 1970.
16. K. MUKHERJEE, T. MAY, C. D'ANTONIO, R. J. MACIĄG, *Serrated yielding in a 5005 Al alloy*, Metallurgical Trans., **1**, 11, 3233, 1970.
17. A. PORTEVIN, M. A. LE CHATELIER, *Sur un phénomène observé lors de l'essai de traction d'alliages en cours de transformation*, Comptes Rendus, **176**, 507, 1923.
18. P. G. SHEWMON, *Diffusion in solids*, McGraw-Hill, New York 1963.
19. A. T. THOMAS, *The tensile deformation behaviour of an aluminium-magnesium alloy*, Acta Met., **14**, 10, 1363, 1966.
20. B. A. WILCOX, A. R. ROSENFELD, *On serrated yielding and negative strainrate sensitivity*, Mater. Sci. Eng., **1**, 4, 201, 1966.
21. H. YOSHINAGA, S. MOROZUMI, A. PORTEVIN-LE CHATELIER *effect expected from solute atmosphere dragging*, Phil. Mag., **23**, 186, 1351, 1971.
22. H. YOSHINAGA, S. MOROZUMI, *The solute atmosphere round a moving deslocation and its dragging stress*, Phil. Mag., **23**, 186, 1367, 1971.

## Резюме

## ЭФФЕКТ ПОРТЕВЕНА-ЛЕШАТЕЛЬЕ В ОПЫТЕ НА СЖАТИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ

В статье представлены результаты опытов по исследованию эффекта Портевена-Лешателье (именуемого далее эффектом - ПЛ) при сжатии полнокристаллического алюминия. Результаты опытов свидетельствуют о существенной зависимости эффекта ПЛ в опыте на сжатие от начальной гибкости образца, вычисляемой из соотношения  $s_0 = l_0/d_0$ . Сравнение с литературными экспериментальными данными показывает, что при деформации сжатия исследуемый эффект протекает иначе, чем в опытах на растяжение и кручение, проведенных другими исследователями. На основе теории процесса проведен тщательный анализ влияния деформации на величины, от которых непосредственно зависит эффект ПЛ. Особое внимание обращается на возникающее в образце гидростатическое напряженное состояние. При этом выдвигается предположение о том, что другой ход явления при сжатии, по сравнению с растяжением и кручением, можно объяснить влиянием шаровых компонент напряженного состояния на течение диффузионных процессов и на скорость движения дислокаций.



Выводы, следующие из проведенного анализа, позволяют предложить гипотетическую трактовку представленных в работе экспериментальных данных, ортносящихся к процессу сжатия с одновременным учетом умеющихся в литературе данных по исследованию эффекта ПЛ в опытах на растяжение и кручение.

Предложенная в статье физическая трактовка явлений, связанных с эффектом ПЛ в поликристаллическом алюминии, дает возможность объяснить специфику проявления этого эффекта при сжатии, а также обосновать экспериментально установленные зависимости  $\varepsilon_c(\dot{\varepsilon}, T)$ , где  $\varepsilon_c$  обозначает критическую деформацию, при которой возникает эффект ПЛ, тогда как  $\dot{\varepsilon}$  является скоростью деформирования.

#### SUMMARY

#### THE PORTEVIN-LE CHATELIER EFFECT IN THE COMPRESSION TEST OF ALUMINUM POLYCRYSTAL SPECIMENS

In the paper are presented the results of experiments concerning the Portevin-Le Chatelier effect (called the PL effect) and obtained as a result of compression tests of polycrystalline aluminum. The results reveal an essential dependence of the PL effect on the initial slenderness ratio of the specimen  $s_0 = l_0/d_0$ . Comparison of the existing experimental data yields the conclusion that the course of the phenomenon in the process of compressive deformation of the specimen is different from that of the tension and torsion tests as presented in the literature. Basing on the theory of the effect, a detailed discussion of the influence of strain upon the magnitudes governing the PL effect is presented. Particular attention is paid to the state of hydrostatic pressure occurring in the specimen, assumption being made that the differences appearing in the effects observed in compression tests and in tension and torsion tests may result from the influence of the mean stress value on the diffusion processes and on the velocity of dislocation propagation. The analysis performed makes it possible to formulate a hypothetical interpretation of the experimental results presented in the paper and concerning the compression process, use being made of the informations known from the literature on the PL effect observed in the tension and torsion tests. The physical interpretation of the PL effect in polycrystalline aluminum proposed in the paper enables us to explain not only its different character in compression tests, but also the experimentally determined relations  $\varepsilon_c(\dot{\varepsilon}, T)$ , where  $\varepsilon_c$  is the critical strain at which the PL effect appears, and  $\dot{\varepsilon}$  denotes the strain rate.

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI  
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

*Praca została złożona w Redakcji dnia 18 lutego 1972 r.*