

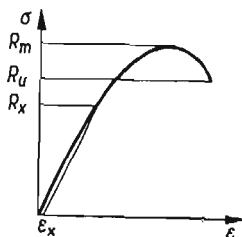
WYRAŻNA GRANICA PLASTYCZNOŚCI METALI W UJĘCIU TEORII ATMOSFER COTTRELLA

LUDOMIR KALINOWSKI, JERZY LINKOWSKI (WARSZAWA)

W artykule podane są podstawowe zagadnienia z zakresu teorii atmosfer Cottrella w zastosowaniu do wyraźnej granicy plastyczności w metalach. Artykuł ma na celu wprowadzenie czytelnika w podstawy teorii granicy plastyczności ujętej z punktu widzenia klasycznej teorii dyslokacji.

1. Wyrażna granica plastyczności w świetle faktów doświadczalnych

Jedną z najczęściej stosowanych mechanicznych prób badania materiałów jest próba rozciągania, której wynik charakteryzuje wykres przedstawiający naprężenie umowne σ w funkcji wydłużenia względnego ε . Jak wiadomo, naprężenie umowne określa się wzorem $\sigma = F/S_0$, gdzie F jest aktualną siłą, S_0 zaś początkowym przekrojem próbki, natomiast

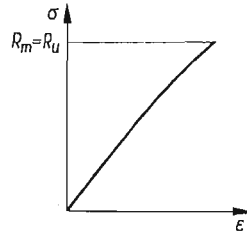


Rys. 1. Wykres rozciągania metalu plastycznego nie wykazującego wyraźnej granicy plastyczności

$\varepsilon = \Delta l/l_0$, gdzie Δl jest przyrostem długości, a l_0 początkową długością pomiarową próbki. Dla większości metali wykres taki wygląda, jak na rys. 1, gdzie zaznaczone są pewne charakterystyczne wielkości, mianowicie $R_m = F_m/S_0$ oznacza wytrzymałość na rozciąganie odpowiadającą największej sile obciążającej F_m uzyskanej w czasie przeprowadzania próby i podzielonej przez przekrój początkowy, R_u jest naprężeniem rozrywającym równym stosunkowi odpowiedniej siły F_u do S_0 . W przypadku metali wyraźnie kruchych $R_m = R_u$ (patrz rys. 2). Wielkość R_x (rys. 1) oznacza tzw. naprężenie graniczne przy określonym umownym wydłużeniu trwałym, które przyjmuje się zależnie od okoliczności w granicach 0,001—0,5% początkowej długości pomiarowej. Jest ono podstawą do określenia

tw. umownej granicy plastyczności $R_{0,2}$, która odpowiada umownemu wydłużeniu trwa-
 łemu 0,2%. W przypadku większości materiałów granica plastyczności może być określona
 tylko w sposób umowny.

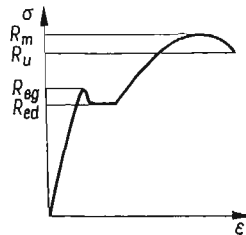
W niektórych metalach i stopach występuje znane od dawna zjawisko *wyraźnej* lub
 inaczej *naturalnej* granicy plastyczności. Mimo iż zjawisko to jest bardzo często obserwo-



Rys. 2. Wykres rozciągania materiału kruchego

wane w praktyce, jego mechanizm nie jest dotychczas jednoznacznie wyjaśniony i do dzisiaj
 stanowi temat wielu rozważań teoretycznych.

Schemat wykresu rozciągania materiału wykazującego wyraźną granicę plastyczności
 podany jest na rys. 3. Widzimy tu wyraźnie zaznaczające się naprężenia R_{ed} i R_{eg} , które
 nazywamy odpowiednio dolną oraz górną granicą plastyczności. Ich stosunek i wielkość
 zależy nie tylko od rodzaju i stanu badanego materiału, ale również od takich czynników,



Rys. 3. Wykres rozciągania metalu wykazującego wyraźną granicę plastyczności

jak prędkość rozciągania, temperatura czy sztywność maszyny zastosowanej do próby.
 W krańcowym przypadku wartości obu naprężeń mogą się zrównać. Poziomy fragment
 wykresu odpowiada równomiernemu wydłużaniu się próbki bez wzrostu naprężeń i okreś-
 lany jest czasem jako *plynięcie materiału*.

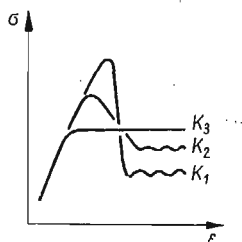
Wymienione zjawisko wyraźnej granicy plastyczności występuje w niektórych metalach
 często stosowanych w technice. Należy tu wymienić przede wszystkim żelazo techniczne
 oraz miękką stal i jest — jak się wydaje — związane w tym przypadku z obecnością ato-
 mów azotu i węgla w międzywęzłowych pozycjach struktury krystalicznej. Zostało ono
 również stwierdzone w polikrystalicznym molibdenie zawierającym domieszkę azotu,
 monokrystalicznym kadmie (również zawierającym azot), w pewnych przypadkach w mono-
 krystalicznym cynku, następnie zaś w pojedynczych kryształach mosiądzu β . Wyraźną
 granicę plastyczności stwierdzono również w niektórych stopach aluminium [1, 2], było

ono też obserwowane w mosiądzu α [3]. Okazało się wreszcie, że wyraźna granica plastyczności może występować w bardzo czystym krzemie [4].

W najbardziej charakterystyczny sposób granica plastyczności ujawnia się w stalach niskowęglowych i w żelazie technicznym. Po osiągnięciu naprężenia odpowiadającego granicy plastyczności, na powierzchni próbki pojawiają się delikatne pasma przebiegające zwykle pod kątem 45° do kierunku działania siły. W miarę wzrostu wydłużenia przy naprężeniu R_{ed} (poziomy zakres krzywej) zwiększa się ilość pasm, które w końcu, gdy naprężenie zacznie już wzrastać, pokrywają całą powierzchnię próbki siatką krzyżujących się linii.

Linie te po raz pierwszy opisane przez francuskiego uczonego PIOBERTA¹⁾, obserwowali następnie Polak RZESZOTARSKI²⁾, niemiecki uczoney LÜDERS i znany metalurg rosyjski CZERNOW³⁾. Pasma te znane są w literaturze pod nazwą pasm Lüdersa, a ostatnio coraz częściej określane są jako pasma Pioberta—Lüdersa.

Do prób rozciągania stosowane są maszyny różnych typów [5]. Zakładając określoną szybkość odkształcenia można stwierdzić, że zależnie od typu maszyny, a przede wszystkim jej sztywności, otrzymuje się dla danego materiału różne wartości górnej i dolnej granicy plastyczności, jak też różne wartości wydłużenia odpowiadającego wyraźnej granicy plastyczności. Im większa sztywność maszyny, tym w zasadzie wyższa będzie górna granica plastyczności danego materiału, a zarazem niższa jego dolna granica plastyczności, przy czym ze wzrostem sztywności maleje wielkość wydłużenia odpowiadającego wyraźnej granicy plastyczności. Istotną rolę odgrywa w tym przypadku również kształt i wielkość próbki. Wymienione efekty zależą oczywiście od szybkości odkształcenia, którą zresztą w maszynach nowego typu można regulować w szerokim zakresie. Wpływ sztywności maszyny (według MIKŁOWITZA [6]) przedstawiony jest na rys. 4.



Rys. 4. Fragment wykresu rozciągania charakteryzujący wpływ sztywności maszyny K na granicę plastyczności ($K_1 > K_2 > K_3$)

Na podstawie licznych doświadczeń zostało stwierdzone, że granica plastyczności stali zależy w dużym stopniu od temperatury i wzrasta znacznie w niskich temperaturach. Dla przykładu można podać, że według YOKOBORI'EGO [7] granica plastyczności stali w temperaturze ciepłego powietrza wzrasta prawie czterokrotnie w stosunku do wartości w temperaturze pokojowej.

¹⁾ Guillaume Piobert (1793–1871) matematyk francuski, od r. 1840 członek Akademii Francuskiej.

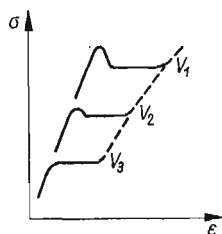
²⁾ Alfons Rzeszotarski (1847–1904), polski uczoney metalurg działający w Petersburgu.

³⁾ D. K. Czernow (1839–1921), metalurg rosyjski zajmujący się przemianami fazowymi i teorią obróbki cieplnej.

Jak wspomniano, również szybkość odkształcania ma duży wpływ na wartość granicy plastyczności. Okazało się, że zarówno górna jak i dolna granica plastyczności wzrasta wyraźnie wraz z szybkością odkształcania i na przykład według WINLOCKA [8] przy wzroście szybkości odkształcania od $0,002$ do $4,4 \text{ min}^{-1}$ granica plastyczności stali wzrasta mniej więcej dwukrotnie.

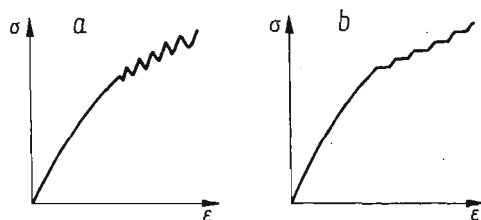
Charakter wykresu przedstawiającego naturalną granicę plastyczności zmienia się więc z szybkością odkształcania. Zależność ta dla stali zawierającej 1% Si, według MIKLOWITZA, podana jest na rys. 5.

W zjawisku naturalnej granicy plastyczności bardzo istotne jest to, że występujące płynięcie materiału pojawia się przy danym naprężeniu dopiero po pewnym czasie, który



Rys. 5. Fragment wykresu rozciągania charakteryzujący wpływ prędkości przeprowadzanej próby na granicę plastyczności ($V_1 > V_2 > V_3$)

można uważać za czas zarodkowania pasm Pioberta—Lüdersa. Jeżeli więc wstrzyma się rozciąganie przy odpowiednim naprężeniu, kiedy jeszcze nie wystąpiła wyraźna granica plastyczności, to po upływie pewnego czasu, jeśli próbka pozostaje pod działaniem stałego obciążenia, pojawia się charakterystyczne płynięcie. Ten czas zarodkowania zależy,



Rys. 6. Nietypowe przypadki wykresów rozciągania metali a) o charakterze zębatym, b) o charakterze schodkowym

dla danego materiału, od wartości naprężenia i temperatury. Oczywiście wymienione zjawisko można zauważyć jedynie po przekroczeniu odpowiedniego naprężenia, zależnego zresztą również od temperatury.

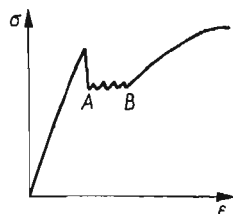
W pewnych warunkach niektóre materiały dają krzywe rozciągania odznaczające się początkowo gładkim przebiegiem, po którym pojawia się przebieg zębaty, jak na rys. 6a. Ten rodzaj krzywych występuje w określonym zakresie szybkości odkształcania i temperatury. Obserwowany był już przez LE CHATELIERA w miękkiej stali w zakresie $80\text{--}250^\circ\text{C}$ i w stopie $\text{Al} + 4,8\% \text{ Cu}$ w temperaturze pokojowej, lecz później MANJOINE [9] stwierdził,

że np. w miękkiej stali w temperaturze 200°C zębaty charakter krzywej rozciągania występuje jedynie przy szybkości odkształcania zawierającej się między $8,5 \cdot 10^{-4}$ a $2 \cdot 10^{-2} \text{ sek}^{-1}$. Wymienione zjawisko było obserwowane również w takich materiałach, jak duraluminium, mosiądz jednofazowy czy nikiel. W niektórych przypadkach otrzymano również krzywe rozciągania o charakterze schodkowym (rys. 6b). Przypuszcza się, że krzywe tego typu mają ścisły związek ze zjawiskiem wyraźnej granicy plastyczności, chociaż w pewnych przypadkach kształt krzywych może w dużym stopniu zależeć od rodzaju i szywności maszyny.

Przedstawione tu w dużym skrócie zjawiska związane z występowaniem w niektórych materiałach wyraźnej granicy plastyczności stanowiły od dawna przedmiot badań doświadczalnych oraz były bodźcem do tworzenia odpowiednich hipotez i teorii, dzięki którym możliwe byłoby powiązanie w logiczną całość zebranego materiału doświadczalnego.

2. Dawniejsze teorie wyraźnej granicy plastyczności

Na podstawie obserwacji wykresu rozciągania nasuwa się myśl, że wyraźna granica plastyczności jest wynikiem istnienia pewnych barier (przeszkód) w strukturze materiału, które w pierwszym okresie przeciwdziałają plastycznym odkształceniom materiału. Dopiero po przekroczeniu pewnej krytycznej wartości naprężeń następuje przełamanie barier i materiał wykazuje wyraźne odkształcenia plastyczne. Bariery te mogą być różnie rozumiane, zależnie od pojęć jakie wprowadzono w różnych teoriach. Zatem mogą to być



Rys. 7. Wykres rozciągania krysztalu Cu w temperaturze $4,2^{\circ}\text{K}$, podczas którego wystąpiło bliźniakowanie (fragment AB)

dosłownie pojęte bariery w postaci wydzieleni fazowych otaczających, np. krystality materiału, wydzieleni drobnodispersyjnych, np. w płaszczyznach poślizgu, czy wreszcie bariery w sensie energetycznym, których pokonanie prowadzi np. do wyzwolenia się dyslokacji z atmosfery obcych atomów lub też powoduje odkształcenia wywołane tworzeniem się krysztalów bliźniaczych.

Potwierdzeniem tej ogólnej zasady może być wykres rozciągania monokrysztalu miedzi w niskiej temperaturze przedstawiony na rys. 7, na podstawie pracy [10]. W tym przypadku przy pewnym krytycznym naprężeniu następuje odkształcenie drogą tworzenia się bliźniaków deformacyjnych, stąd też wykres rozciągania jest podobny do wykresów rozciągania takich materiałów wykazujących naturalną granicę plastyczności, jak np. miękka stal (rys. 3).

Jedną z pierwszych teorii wyraźnej granicy plastyczności jest teoria błonek (membran), którą opracowali KÖSTER i DAWIDENKOW. Według tej teorii granice ziarn w materiale polikrystalicznym, jakim jest żelazo czy miękka stal, są otoczone cienkimi błonkami cementytu. Podczas odkształcenia próbki, gdy naprężenie osiągnie górną granicę plastyczności, błonki takie pękają i naprężenie spada do poziomu dolnej granicy plastyczności. Błonka cementytu jest więc zgodnie z tą teorią elementem umacniającym materiał. Potwierdzeniem tej teorii jest brak granicy plastyczności w próbce powtórnie rozciąganej. Trzeba jednak dodać, że po pewnym czasie, zależnym od temperatury, wyraźna granica plastyczności może się znów pojawić, co znowu, według wielu autorów, świadczy przeciw teorii membran, gdyż regeneracja błonek cementytu w stali uważana jest za zjawisko mało prawdopodobne lub wręcz niemożliwe.

Inną teorią dawniej sformułowaną jest teoria wydzielen, która została wprowadzona w 1943 roku przez EDWARDSA, PHILLIPSA i LIU przyjmujących, że wyraźna granica plastyczności jest spowodowana występowaniem submikroskopowych wydzielen w płaszczyznach poślizgu. Wydzielenia takie działając jako przeszkody mogą hamować ruch dyslokacji, natomiast gwałtowne przejście dyslokacji przez przeszkody, przy pewnym krytycznym naprężeniu, byłoby powodem pojawienia się wyraźnej granicy plastyczności.

Tworzenie się wydzielen w płaszczyznach poślizgu jest zgodne również ze zjawiskiem występowania wyraźnej granicy plastyczności w niektórych materiałach poddanych starzeniu.

Teoria wydzielen nie została jednak dotychczas szczegółowo opracowana.

3. Teoria atmosfer Cottrella-Bilby'ego

Według COTTRELLA, atomy niektórych pierwiastków występujących w metalach np. jako zanieczyszczenia, mogą gromadzić się przy dyslokacjach tworząc tzw. atmosfery. Atmosfery takie mogą być w pewnych przypadkach utworzone z defektów punktowych, takich jak wakanse.

Przypuśćmy, że średnie stężenie obcych atomów mogących utworzyć atmosferę przy dyslokacji wynosi c_0 . W takim razie stężenie tych atomów w atmosferze według COTTRELLA wynosi

$$(3.1) \quad c = c_0 e^{U/kT},$$

gdzie U jest energią oddziaływania obcego atomu z dyslokacją.

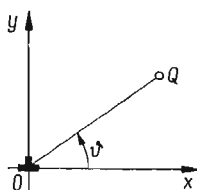
Poruszająca się dyslokacja może oderwać się od atmosfery pod warunkiem, że jej prędkość będzie większa od pewnej prędkości krytycznej wyrażonej następującym wzorem

$$(3.2) \quad v = \frac{4D}{l},$$

gdzie D jest współczynnikiem dyfuzji obcego atomu w danym środowisku, l — średnim promieniem atmosfery. Wzory te dotyczą tzw. atmosfer maxwellovskich.

Przechodząc do przykładu żelaza zanieczyszczonego nieznacznie domieszką węgla, można obliczyć minimalną temperaturę, od której możemy uważać atmosferę obcych atomów jako atmosferę maxwellovską. Dla oceny tej temperatury potrzebna jest znajo-

mość zarówno energii aktywacji U , jak i stężeń c oraz c_0 . W pierwszym przybliżeniu energię U można przyjąć jako równą energii aktywacji dyfuzji, która według [11] dla atomów węgla w żelazie α wynosi 84 200 J/mol oraz według [12] dla atomów azotu w żelazie α 78 000 J/mol. Jeżeli średnie względne stężenie atomowe atomów węgla w żelazie α wynosi $c_0 = 10^{-4}$ oraz maksymalne jakie możemy w tym przypadku założyć $c = 1$, to ze wzoru (3.1) otrzymujemy wartość temperatury dla atomów węgla $T = 1100^\circ\text{K}$ oraz dla atomów azotu $T = 1010^\circ\text{K}$. Poniżej tych temperatur odpowiednie atmosfery nie są już atmosferami maxwellowskimi. Niektórzy autorzy [13] przyjmują wartość $U = 47\,000$ J/mol dla atomów węgla w żelazie α , co daje wartość krytycznej temperatury istnienia atmosfer maxwellowskich równą 700°K . Wobec tego atmosfery atomów węgla (ewentualnie azotu) blokujące



Rys. 8. Schemat do wyjaśnienia oddziaływania dyslokacji krawędziowej na obcy atom znajdujący się w punkcie Q

dyslokacje w żelazie nie są atmosferami maxwellowskimi i dlatego nie mogą być stosowane do nich wzory (3.1) i (3.2). Należy więc przyjąć, że atmosfery tworzące się przy dyslokacjach w żelazie α są innego typu i składają się z atomów (węgla lub azotu) tworzących rodzaj łańcuchów. Atmosfery takie noszą nazwę atmosfer skondensowanych.

Rozważmy obecnie oddziaływanie dyslokacji krawędziowej (patrz rys. 8) znajdującej się w punkcie 0 na obcy atom w punkcie Q .

Jak wiadomo z teorii sprężystości, wokół dyslokacji krawędziowej występuje pole naprężeń, które można opisać następująco

$$(3.3) \quad \begin{aligned} \sigma_r = \sigma_\vartheta &= -\frac{B \sin \vartheta}{r}, \\ \tau_{r\vartheta} = \tau_{\vartheta r} &= \frac{B \cos \vartheta}{r}, \\ \sigma_z = \nu(\sigma_r + \sigma_\vartheta) &= -\frac{2\nu B \sin \vartheta}{r}, \end{aligned}$$

gdzie σ_r , σ_ϑ i σ_z oznaczają odpowiednie naprężenia normalne (oś z jest prostopadła do płaszczyzny rysunku), $\tau_{r\vartheta}$ i $\tau_{\vartheta r}$ — odpowiednie naprężenia styczne oraz B współczynnik określany jako

$$B = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)},$$

przy czym ν oznacza stałą Poissona, a b moduł wektora Burgersa [14].

Naprężenie hydrostatyczne pola naprężeń wyraża się ogólnie wzorem

$$(3.4) \quad p = -\frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) = -\frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_\vartheta + \sigma_z),$$

co w przypadku rozważanej dyslokacji krawędziowej daje

$$(3.5) \quad p = \frac{Gb}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\sin \vartheta}{r}.$$

Przypuśćmy, że obcy atom znajdujący się w punkcie Q ma symetrię kulistą. Jeżeli pod wpływem działających naprężeń umowny promień atomowy ϱ tego atomu uległ zmianie i wynosi ϱ' , to względny przyrost promienia atomowego można określić jako $\varepsilon = (\varrho' - \varrho)/\varrho$. Wobec tego można przyjąć, że zmiana objętości tego atomu jest równa $\Delta V = 3V\varepsilon$. Jeżeli nastąpiło zmniejszenie objętości, to $\Delta V = -\frac{4}{3}\pi\varrho^3\varepsilon = -4\pi\varrho^3\varepsilon$. Energia związana ze zmianą objętości wynosi $U = -p\Delta V$, co daje w rozpatrywanym przypadku

$$(3.6) \quad U = \frac{4}{3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{Gb\varrho^3\varepsilon \sin \vartheta}{r}.$$

We wzorze tym uwzględniona jest tylko energia sprężysta środowiska otaczającego dany obcy atom.

BILBY podał dokładniejszą ocenę energii oddziaływania pola dyslokacji na obcy atom, uwzględniając dodatkowo energię sprężystą samego atomu przy założeniu, że jego własności sprężyste nie różnią się od własności środowiska. Otrzymał on wzór

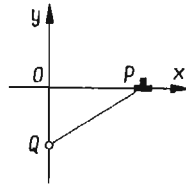
$$(3.7) \quad U = 4Gb\varrho^3\varepsilon \frac{\sin \vartheta}{r}.$$

Na podstawie tej zależności można zgodnie z ogólnymi zasadami wyrazić siłę radialną F_r i styczną (prostopadłą do radialnej) F_ϑ jako $F_r = -\partial U/\partial r$ oraz $F_\vartheta = (-1/r)(\partial U/\partial \vartheta)$. Stąd po uwzględnieniu wzoru (3.7) mamy

$$(3.8) \quad F_r = A \frac{\sin \vartheta}{r^2}, \quad F_\vartheta = -A \frac{\cos \vartheta}{r^2},$$

gdzie $A = 4Gb\varrho^3\varepsilon$.

Jak łatwo sprawdzić, siła wypadkowa wynosi $F = A/r^2$, trzeba jednak wyraźnie podkreślić, że dane pole nie jest polem centralnym i kierunek siły wypadkowej F nie przechodzi przez punkt 0.



Rys. 9. Oddziaływanie obcego atomu znajdującego się w punkcie Q na dyslokację krawędziową poruszającą się zgodnie z osią x

Przypuśćmy, że dana dyslokacja krawędziowa może przemieszczać się w określonej płaszczyźnie (rys. 9). Niech oś x oznacza krawędź przecięcia się tej płaszczyzny z płaszczyzną rysunku, punkt Q zaś jeden z atomów tworzących atmosferę skondensowaną rozciągającą się w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku.

Atom atmosfery znajdujący się w punkcie Q działa na dyslokację P zgodnie z wzorami (3.8). Przyjmując dane, jak na rys. 9, można wyrazić rzut siły wymienionego oddziaływania na oś x w sposób następujący

$$(3.9) \quad F_x = \frac{A \sin 2\varphi}{r^2} = \frac{2Ay_1x}{(x^2 + y^2)^2};$$

maksimum tej siły występuje dla $x = y/\sqrt{3}$ i wynosi $F_{x_{\max}} = (3A)/(4y_1^2)$. Wymieniona siła dotyczy oddziaływania jednego atomu znajdującego się w atmosferze z dyslokacją o jednostkowej długości. Przyjmując, że w atmosferze skondensowanej na jeden parametr sieciowy a przypada jeden atom atmosfery, mamy na jednostkę długości $1/a$ atomów. Stąd siła oddziaływania atmosfery na dyslokację może być przyjęta jako $F'_{x_{\max}} = (3A)/(4y_1^2b)$. Płaszczyzna poślizgu jest położona pod kątem 45° w stosunku do siły $F''_{x_{\max}}$ rozciągającej próbkę, więc $F''_{x_{\max}} = (3\sqrt{2}A)/(4y_1^2b)$, stąd naprężenie odpowiadające górnej granicy plastyczności powinno wynosić

$$(3.10) \quad R_e = \frac{A}{y_1^2 b^2}.$$

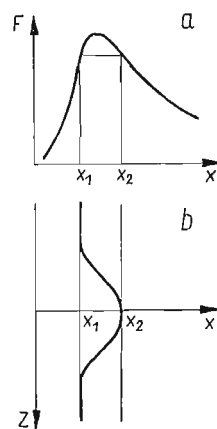
W przypadku żelaza α wartość A wynosi $3 \cdot 10^{-11} \text{ Nm}^2$. Przyjmując, że wektor Burgersa \mathbf{b} jest równy najmniejszej odległości międzyatomowej otrzymuje się wartość $R_e = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$. Ekstrapolując wartości doświadczalne do 0°K otrzymuje się wartość równą około $1,2 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2$. Wartość ta jest więc dziesięciokrotnie mniejsza od otrzymanej teoretycznie. Co prawda wartość A , przy dokładniejszym oszacowaniu, jest nieco niższa niż poprzednio podana, pozostaje jednak dalej wyraźna niezgodność między wartością teoretyczną i doświadczalną. Należy więc przypuszczać, że deformacja materiału związana z istnieniem wyraźnej granicy plastyczności jest zapoczątkowana w pewnych tylko miejscach dzięki występowaniu spiętrzenia naprężeń, przy czym, jak wynika z podanych wartości liczbowych, współczynnik spiętrzenia nie przekracza w tym przypadku wartości 10.

Powyżej temperatury 0°K ucieczka dyslokacji od atmosfer jest ułatwiona wskutek fluktuacji cieplnych i pojawienie się wyraźnej granicy plastyczności jest wówczas możliwe pod wpływem działania naprężenia niższego od R_e . Można to wyjaśnić na podstawie następującego schematu. Wróćmy do wyrażenia (3.9) i przedstawmy tę zależność na wykresie (rys. 10a). Maksimum siły F_x odpowiada w tym przypadku granicy plastyczności, oczywiście po przejściu do naprężeń tnących, jak to było podane poprzednio. Przypuśćmy, że dyslokacja jest przesunięta o wielkość x_1 , której odpowiada siła F_{x_1} . Aby pod działaniem tej siły dyslokacja mogła oddalić się od atmosfery, musiałaby zajmować położenie x_2 będące położeniem nietrwałym. Energia potrzebna do przejścia dyslokacji z położenia x_1 w położenie x_2 może być dostarczona przez fluktuacje cieplne występujące w czasie w sposób chaotyczny. Jednak nie cały odcinek linii dyslokacji musi przejść z położenia x_1 w położenie x_2 , aby dyslokacja mogła oderwać się od atmosfery. Wystarczy, że tylko fragment linii dyslokacji znajdzie się poza punktem x_2 (jak to pokazano na rys. 10b). Jeśli fragment linii dyslokacji znajdujący się poza punktem x_2 jest odpowiednio duży, wówczas dyslokacja

będzie przy następnych fluktuacjach cieplnych stopniowo przesuwała się w tym kierunku, aż wreszcie działające naprężenie wystarczy do odsunięcia jej od atmosfery.

Zgodnie z obliczeniem Cottrella i Bilby'ego wartość wyraźnej granicy plastyczności znacznie spada ze wzrostem temperatury i przy przejściu od 0°K do 273°K obniża się mniej więcej dziesięciokrotnie, co zresztą zostało potwierdzone doświadczalnie. Fakt ten można wyjaśnić łatwo istnieniem wąskiej bariery potencjału w pobliżu atmosfery skondensowanej.

Jak powiedziano poprzednio, wyraźna granica plastyczności pojawia się przy niewielkiej zawartości obcych atomów w metalu. Na przykład w żelazie α , występuje ona najwyraźniej przy stosunkowo niewielkiej zawartości węgla i azotu. Przy większej zawartości węgla

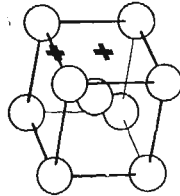


Rys. 10. Schemat wyjaśniający zjawisko oderwania się dyslokacji od atmosfery: a) bariera potencjału, b) położenie fragmentu linii dyslokacji. Oś F prostopadła do płaszczyzny rysunku

w stalach, granica plastyczności staje się mniej ostra i może zaniknąć zupełnie. Zanikanie wyraźnej granicy plastyczności spowodowane jest przez przeszkody takie, jak cementyt czy węgliki utrudniające ruch dyslokacji, który w takich przypadkach może się zwykle odbywać dopiero pod działaniem naprężenia przewyższającego naprężenie potrzebne do oderwania dyslokacji od atmosfery.

Dotychczas rozważany był problem oddziaływania na obcy atom dyslokacji krawędziowej. Oczywiście należy również uwzględnić oddziaływanie dyslokacji śrubowych. Ponieważ jednak w przypadku dyslokacji śrubowej σ_r , σ_θ i σ_z równe są zeru, więc naprężenie hydrostatyczne pola naprężeń jest w tym przypadku też równe zeru i — z grubsza rzecz oceniając — nie powinno być oddziaływania między dyslokacją śrubową i obcym atomem. Rozumowanie takie jest słuszne jednak tylko w tym przypadku, kiedy odkształcenie struktury spowodowane obecnością obcego atomu ma charakter symetryczny, jak np. w przypadku obcego atomu zajmującego geometryczny środek komórki elementarnej struktury $A1$ (regularnej ściennie centrowanej). Jednak atomy międzywęzłowe w strukturze $A2$ (regularnej przestrzennie centrowanej) zajmują pozycje w środkach ścian lub — co jest równoważne — w środkach krawędzi komórki elementarnej (rys. 11). Powoduje to niesymetryczną deformację struktury i wobec tego możliwe jest oddziaływanie obcych

atomów ze składową styczną pola naprężeń. Sytuacja taka ma miejsce w przypadku atomów węgla i azotu w żelazie α . Co więcej, jak wykazali ARDLEY i COTTRELL [3], również i w ostatnim przypadku jest możliwe oddziaływanie dyslokacji śrubowej z obcym atomem wywołującym symetryczne pole naprężeń, jeżeli dyslokacja rozpada się na dwie dyslokacje częściowe według mechanizmu podanego przez HEIDENREICHA i SHOKLEYA [15]. Wynika stąd wniosek, że wyraźna granica plastyczności może istnieć w metalach o strukturze *A1* nawet wtedy, gdyby zawierały one tylko dyslokacje śrubowe.



Rys. 11. Komórka elementarna struktury *A2*. Krzyżyki oznaczają możliwe położenia międzywęzłowe obcych atomów

Poza tym na podstawie teorii COTTRELLA można wyjaśnić występowanie wyraźnej granicy plastyczności w stopach Cu–Zn przy pewnej zawartości cynku wynoszącej około 1%. Ponieważ w tym przypadku mamy roztwór stały różnowęzłowy (substytucyjny), to w utworzeniu pola naprężeń przez obcy atom (w tym przypadku atom Zn) istotną rolę odgrywa różnica promieni atomowych atomu osnowy i atomu rozpuszczonego (w tym przypadku Cu i Zn).

Przedstawiony w niniejszym artykule zarys teorii atmosfer COTTRELLA oparty na podstawowych prawach teorii dyslokacji wyjaśnia nie tylko ogólny przebieg krzywej naprężenie–odkształcenie materiałów wykazujących wyraźną granicę plastyczności, lecz może stanowić punkt wyjścia do dalszych rozważań, np. na temat zależności granicy plastyczności od temperatury itp. Zagadnienia te wykraczają jednak poza ramy niniejszego artykułu.

Literatura cytowana w tekście

1. A. W. MC REYNOLDS, *AIMME*, **32** (1949), 185.
2. V. A. PHILLIPS, A. J. SWAIN, K. E. BORAL, *J. Int. Metals*, **81**, (1952–53), 625.
3. G. W. ARDLEY, A. H. COTTRELL, *Proc. Roy. Soc., London*, **A219** (1953), 328.
4. W. SYLWESTROWICZ, Dysertacja doktorska, Warszawa 1963.
5. S. KATARZYŃSKI, S. KOCAŃDA, M. ZAKRZEWSKI, *Badanie własności mechanicznych metali*, WNT, Warszawa 1967.
6. J. MIKLOWITZ, *A. Appl. Mech.*, **14** (1947), A31.
7. T. YOKOBORI, *Strength fracture and fatigue of materials*, P. Noordhoff, Gronigen 1964.
8. J. WINLOCK, W. E. LEITER, *Trans. A.S.M.*, **25** (1937), 163.
9. M. J. MANJOINE, *J. Appl. Mech. Trans. ASME*, **A-211** (1944), 66.
10. T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN, J. K. REDMAN, *J. Appl. Phys.*, **6**, **28** (1957).
11. C. WERT, *Phys. Rev.*, **79** (1950), 601.

12. H. SCHUMANN, *Metalurgie and Gessereitechnik*, 4 (1954), 385.
13. J. D. FAST, M. B. VERRING, *J. Iron Steel Inst.*, 176 (1954), 24.
14. J. WEERTMAN, J. R. WEERTMAN, *Podstawy teorii dyslokacji*, PWN, Warszawa 1969.
15. R. D. HEIDENREICH, W. SHOCKLEY, *Report on strength of solids*, Phys. Soc., London 1948.

Р е з ю м е

ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ МЕТАЛЛОВ В ТЕОРИИ АТМОСФЕР КОТТРЕЛЛА

Теория атмосфер Коттрелла принадлежит к тем классическим частям теории дислокаций, которые играют важную роль во многих научных рассуждениях касающихся свойств металлов. В этой статье описано явление предела текучести на основе теории атмосфер.

В первой части работы на основе экспериментальных данных рассматривается четко выраженный предел текучести, обсуждаются условия появления такого предела, а также влияние таких фактов как температура, скорость деформации и жесткость испытательной установки. Даны также схемы кривых напряжение-деформация различного характера.

Во второй части говорится о более ранних теориях предела текучести: как теория мембран и теория выделений.

Третья часть посвящена основным вопросам формирования атмосфер примесных атомов вблизи дислокаций. Дальше описано образование атмосфер Максвелла и условия их перехода в конденсированные атмосферы. Наконец, на основе теории упругости обсуждается вывод формул определяющих значение предела текучести и влияние тепловых флуктуаций.

S u m m a r y

YIELD POINT PHENOMENON IN THE LIGHT OF COTTRELL ATMOSPHERES THEORY

The Cottrell atmospheres theory belongs to the classical chapters in the theory of dislocations and plays a significant part in many considerations concerned with the properties of metals. The present paper deals with the sharp yield point described on the ground of the atmospheres theory.

The first part of this paper outlines the yield point phenomenon from the experimental point of view. The conditions of its appearance and the influence of such factors as temperature, deformation rate and testing machine rigidity are described. Several types of the stress-strain curves are given.

The former yield point theories, namely the theory of membranes and precipitations theory are discussed in the second part of paper.

The third part contains the basic problems concerned with the atmospheres of foreign atoms assembled near the dislocations. Subsequently, the formation of Maxwell's atmospheres and their transition into condensed atmospheres is described. Finally, both the derivation of the principal formulae expressing the yield point value and the influence of thermal fluctuations are discussed.

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 9 lutego 1970 r.