

4.



PODSTAWOWE REZULTATY BADAŃ DOŚWIADCZANYCH

2.1. WPROWADZENIE

W dotychczasowych rozważaniach dotyczących stanów naprężenia i odkształcenia nie precyzowaliśmy rodzaju materiału, z którego jest wykonane ciało odkształcalne. Jedynymi założeniami, które przyjęliśmy, były ciągłość rozkładu materii oraz małe przemieszczenia i odkształcenia. Równania równowagi i równania geometryczne są słuszne dla *każdego* ośrodka ciągłego. Równania te nie wystarczają jednak do rozwiązywania zadań mechaniki ośrodka ciągłego. Możliwe jest to dopiero wówczas, gdy znamy prawo fizyczne określające zależności między naprężeniami i odkształceniami. Zależności te nazywamy także związkami fizycznymi lub równaniami konstytutywnymi. Konkretna postać prawa fizycznego zależy od rodzaju materiału. Precyzuje się ją metodą teoretyczno-doświadczalną. Prawdłowo sformułowane prawo fizyczne musi spełniać dodatkowe ograniczenia wynikające z własności funkcji tensorowych oraz zasady zachowania energii ujętej w kategoriach termodynamiki. W ogólnym przypadku prawo fizyczne dla dowolnego ośrodka można przedstawić w postaci:

$$R(P\sigma, Q\varepsilon, T) = 0, \quad (4.1)$$

gdzie P i Q oznaczają pewne operatory różniczkowe względem czasu t ,

T – temperaturę, σ i ε – tensory naprężenia i odkształcenia.

W przypadku gdy operatory P i Q są liniowe, wyrażają one następujące operacje:

$$P = \sum_{i=0}^{i=k} a_i \frac{d^i}{dt^i}, \quad Q = \sum_{i=0}^{i=l} b_i \frac{d^i}{dt^i} \quad (k, l = 0, 1, 2, \dots),$$

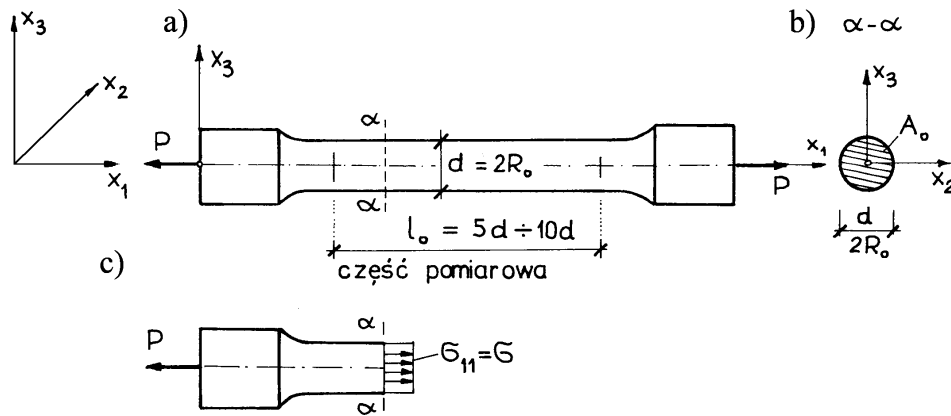
przy czym a_i oraz b_i oznaczają w ogólności zmienne w czasie i przestrzeni współ-czynnik materialowe. Zależność (4.1) jest zatem bardzo skomplikowana. Najprostszą postać tej zależności po pominięciu wpływu czasu i temperatury można zapisać następująco:

$$\sigma = \sigma(\varepsilon). \quad (4.1a)$$

Celem badań doświadczalnych jest nie tylko ustalenie postaci równań konstytutywnych, ale i kryteriów zniszczenia materiału. W dalszym ciągu podamy najważniejsze spostrzeżenia zebrane w trakcie wieloletnich badań doświadczalnych różnych materiałów.

4.2. PRÓBA ROZCIĄGANIA

Próba rozciągania jest podstawowym sposobem określania własności mechanicznych metali. Największy problem doświadczalny polega na tym, że *mierzalne* są *tylko* przemieszczenia na *powierzchni* próbki i *całkowita siła* zewnętrzna obciążająca próbkę. Dlatego wymiary, kształt próbki i sposób jej obciążania dobiera się tak, by można było założyć, że stany naprężenia i odkształcenia są jednorodne (tzn. jednakowe) przynajmniej w pewnej części, tzw. części pomiarowej. Chodzi więc o to, by w każdym przekroju tej części próbki i w każdym punkcie przekroju (na powierzchni i wewnątrz próbki) występowało takie samo naprężenie i takie samo odkształcenie. Podczas rozciągania warunki te są spełnione w cienkich prętach o stałym przekroju. Podobne warunki występują w części pomiarowej próbki rozciąganej, przedstawionej na rys. 4.1. Powiększenie przekroju przy końcach próbki jest niezbędne do właściwego przekazania sił w uchwytach zrywarki.



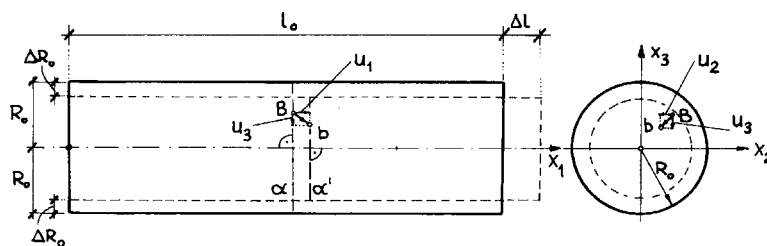
Rys. 4.1

W części pomiarowej (rys. 4.1c) w każdym punkcie przekroju $\alpha - \alpha$ możemy przyjąć, że $\sigma_{11} = \sigma$ i $\sigma_{12} = \sigma_{13} = 0$, a ponadto, że $\sigma_{22} = \sigma_{33} = \sigma_{23} = 0$. Wobec powyższego współrzędną σ_{11} wyznacza się przez podzielenie wypadkowej siły zewnętrznej P przez początkowe pole przekroju próbki w części pomiarowej A_0 :

$$\sigma_{11} = \frac{P}{A_0} = \sigma. \quad (4.2)$$

Ponieważ tylko jedna współrzędna tensora naprężenia σ_{11} jest różna od zera, osie układu x_1, x_2, x_3 są **osiąmi głównymi naprężeń**.

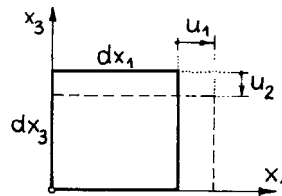
Analizując **przemieszczenia**, przyjmujemy **hipotezę płaskich przekrojów**, tzn. zakładamy, że każdy przekrój płaski przed odkształceniem ($\alpha - \alpha$) pozostaje płaski po odkształceniu ($\alpha' - \alpha'$). Oznacza to, że w każdym punkcie przekroju występuje identyczne przemieszczenie u_1 (por. rys. 4.2). Hipotezę płaskich przekrojów potwierdzają liczne badania doświadczalne.



Rys. 4.2

W trakcie próby rozciągania część pomiarowa próbki ulega wydłużeniu i przewężeniu poprzecznemu (przy ściskaniu^{*)} obserwujemy odpowiednio skrócenie i poszerzenie poprzeczne). Dowolnie obrany we wnętrzu próbki punkt B przechodzi w punkt b (rys. 4.2). Ponieważ próbka w przyjętym układzie współrzędnych nie wykazuje zmiany kątów, tj. $\epsilon_{23} = \epsilon_{31} = \epsilon_{12} = 0$, więc osie układu x_1, x_2, x_3 są **głównymi osiami odkształcenia**. Jednorodność odkształceń wynika z intuicyjnego założenia, że każdy dowolnie usytuowany elementarny prostopadłościan o wymiarach dx_1, dx_2, dx_3 podlega **identycznej** deformacji (rys. 4.3).

^{*)} Do badań ściskania stosuje się krótkie próbki pryzmatyczne ($l_0 \approx d + 2d$) i środki zmniejszające siły tarcia na płaszczyznach czołowych (smar, wytoczenie stożkowe o kącie nachylenia równym kątowi tarcia i in.).



Rys. 4.3

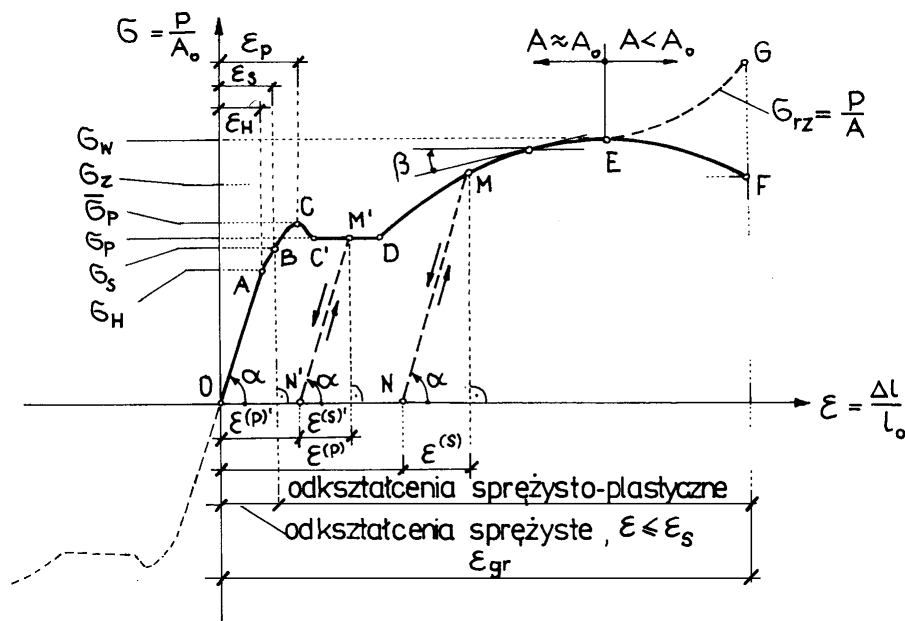
Jeżeli ponadto gradienty przemieszczeń są małe, to możemy napisać, że

$$\varepsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = \varepsilon = \text{const}, \quad \varepsilon_{22} = \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = \varepsilon_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = \text{const} < 0. \quad (4.3)$$

Ze wzorów (4.3) wynika, że $du_1 = \varepsilon dx_1$, czyli $\Delta l = u_1(l_0) = \int_0^{l_0} \varepsilon dx_1 = \varepsilon \cdot l_0$, skąd

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}. \quad (4.4)$$

Podczas próby rozciągania i ściskania, wykonując pomiar siły zewnętrznej P (np. za pomocą manometru lub wagi) oraz pomiary średnicy próbki, długości pomiarowej l_0 i wydłużenia Δl (np. za pomocą śruby mikrometrycznej i czujnika zegarowego), za pomocą wzorów (4.2) i (4.4) możemy w każdym momencie obliczyć naprężenie σ i odkształcenie ε . Typowy wykres zależności przy rozciąganiu i ściskaniu przedstawia rys. 4.4.

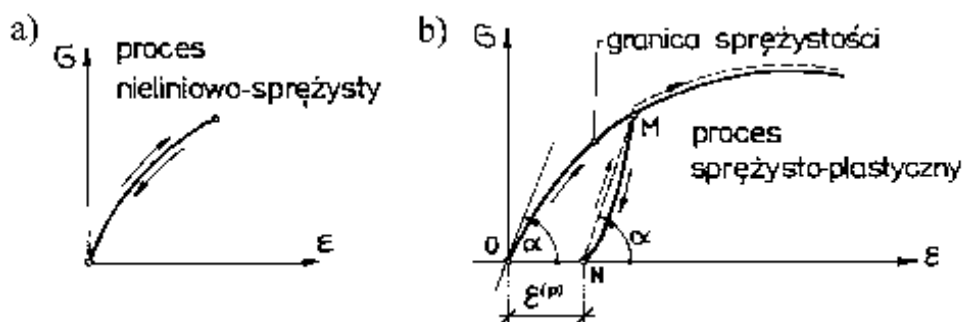


Rys. 4.4

Na wykresie rozciągania można wyróżnić kilka charakterystycznych punktów, które omówimy niżej.

Granica proporcjonalności σ_H (punkt A) jest największą wartością naprężenia, przy której zależność $\sigma(\varepsilon)$ jest jeszcze liniowa.

Granica sprężystości σ_S (punkt B) jest największą wartością naprężenia, dla której krzywa obciążenia pokrywa się z krzywą odciążenia (por. rys. 4.5a). Pokrywanie się tych krzywych jest cechą tzw. **procesów sprężystych**.



Rys. 4.5

Granica plastyczności σ_P (odcinek C–D) jest to wartość naprężenia, przy którym występują **znaczne odkształcenia trwałe** bez wzrostu siły; materiał płynie.

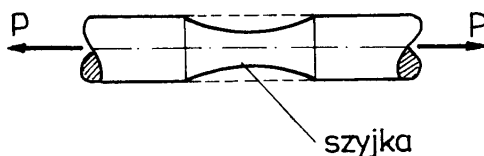
Górna granica plastyczności $\bar{\sigma}_P$ (punkt C). Odpowiada ona chwilowemu wzrostowi naprężenia zanim jeszcze występuje płynięcie plastyczne materiału.

W praktyce granica proporcjonalności, granica sprężystości i granica plastyczności leżą bardzo blisko siebie. Można więc przyjąć, że:

$$\sigma_H \approx \sigma_S \approx \sigma_P \quad \text{ i } \quad \epsilon_H \approx \epsilon_S \approx \epsilon_P.$$

Wytrzymałość doraźna σ_w (punkt E) jest równa maksymalnej wartości naprężenia na wykresie $\sigma(\epsilon)$. Od tego punktu odkształcenia i naprężenia w próbce przestają być jednorodne, tworzy się wyraźne miejscowe przewężenie, tzw. szyjka (por. rys. 4.6). Dalszy przyrost odkształceń następuje przy malejącej sile rozciągającej. Jeśli jednak uwzględnimy fakt, że pole przekroju próbki ulega wyraźnemu zmniejszeniu^{*)}, to okazuje się, iż rzeczywiste naprężenie, wyliczone jako stosunek siły P do najmniejszego pola przekroju szyjki A ($\sigma_a = P/A$), począwszy od punktu E będzie nadal rosło (linia przerywana EG).

Odształcenie graniczne przy zerwaniu ϵ_{gr} (punkt F); próbka ulega zerwaniu w tym przekroju, gdzie powstaje szyjka. Odształcenie graniczne dla stali budowlanej osiąga wartość około 20 %.



Rys. 4.6

Z wykresu podanego na rys. 4.4 widzimy, że przy niewielkich odkształceniach ($\epsilon \leq \epsilon_H$) zależność $\sigma(\epsilon)$ jest liniowa. Własność tę wyraża tzw. **prawo Hooke'a** (1676 rok):

$$\sigma = E \cdot \epsilon, \quad (4.5)$$

gdzie stałą materiałową E nazywamy **modułem sprężystości** lub **modułem Younga**. Moduł Younga jest miarą sztywności materiału (tzn. kąta nachylenia wykresu σ – ϵ).

W procesie obciążenia odnotowujemy również zmiany przekroju poprzecznego próbki. Podczas rozciągania wymiary przekroju poprzecznego ulegają zmniejszeniu, a podczas ściskania zwiększeniu. Występują zatem odkształcenia poprzeczne ϵ_{22} i ϵ_{33} , których średnie wartości wynoszą $\Delta R/R$. W zakresie liniowo-sprężystym (odcinek OA na rys. 4.4) stosunek odkształcenia poprzecznego do odkształcenia podłużnego ϵ_{11} jest stały, czyli:

$$\frac{\epsilon_{22}}{\epsilon_{11}} = \frac{\epsilon_{33}}{\epsilon_{11}} = -\nu = \text{const}, \quad \epsilon_{11} = \epsilon, \quad |\epsilon| \leq \epsilon_H. \quad (4.6)$$

^{*)} Zmniejszenie przekroju próbki występuje już na początku procesu rozciągania. Przewężenie to jest jednak bardzo małe i ma charakter sprężysty, tj. znika po usunięciu obciążenia. Gwoli zachowania ścisłości naprężenie $\sigma = P/A_0$ nazywamy naprężeniem **nominalnym**, a naprężenie $\sigma_{rz} = P/A$ (A oznacza tutaj aktualny przekrój próbki) nazywamy naprężeniem **rzeczywistym**. Rozróżnienie to jest konieczne w odniesieniu do materiałów wykazujących duże odkształcenia.

Bezwymiarową stałą materiałową ν nazywamy **współczynnikiem Poissona**, a współczynnik Poissona i moduł Younga nazywamy **stałymi sprężystości**.

Przechodząc do bardziej zaawansowanych stanów obciążenia, zwróćmy uwagę na wielkość $E_t = d\sigma / d\varepsilon$, zwaną **modułem wzmocnienia** lub **modułem stycznym**. Jeśli w procesie rozciągania przejdziemy do pewnego punktu M (lub M'), w którym $|\varepsilon| > \varepsilon_S$, a następnie rozpoczniemy odciażanie, to okaże się, że krzywa odciażania MN (lub $M'N'$) jest w przybliżeniu linią prostą, równoległą do linii OA odpowiadającej obciążeniu w zakresie liniowo-sprężystym (w rzeczywistości linia ta nieco odbiega od linii prostej – por. rys. 4.5b). Po całkowitym odciażeniu w próbce pozostaje pewne odkształcenie trwałe $\varepsilon^{(p)}$ równe odcinkowi ON (lub $\varepsilon^{(p)'}$, odcinek ON'). Jeżeli teraz ponownie obciążymy próbkę, to zależność $\sigma(\varepsilon)$ będzie liniowa aż do wartości $\sigma = \sigma_M$, a dalszy wykres obciążenia pokryje się w przybliżeniu z wykresem dla próbki nieodciążonej (rzeczywisty przebieg tej krzywej podano na rys. 4.5b – linia przerywana). Warto zwrócić uwagę, że w trakcie ponownego obciążania próbka do punktu M zachowuje się liniowo-sprężysto. Innymi słowy, odciażenie próbki po przekroczeniu granicy plastyczności powoduje niejako zwiększenie granicy sprężystości.

W obszarze odkształceń sprężysto-plastycznych całkowite odkształcenie można wyrazić wzorem:

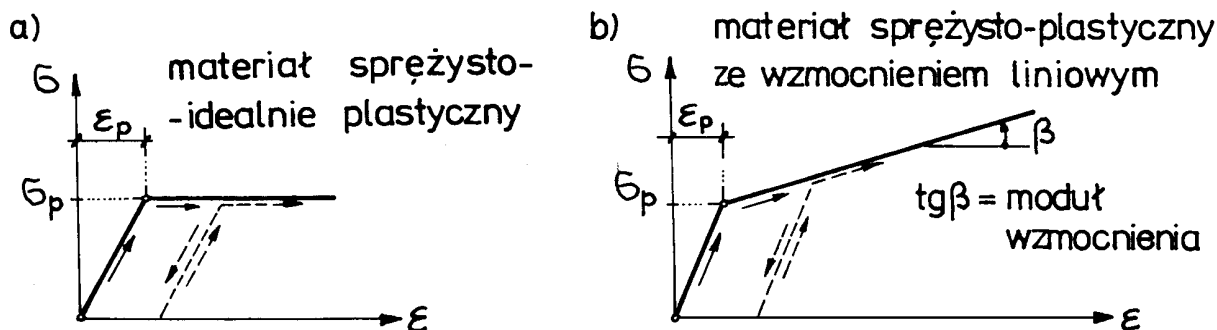
$$\varepsilon = \varepsilon^{(s)} + \varepsilon^{(p)}, \quad \text{gdzie} \quad \varepsilon^{(s)} = \frac{\sigma}{E}. \quad (4.7)$$

czyli

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \varepsilon^{(p)}, \quad \text{przy czym} \quad \varepsilon^{(p)} = 0, \quad \text{jeśli} \quad |\varepsilon| \leq \varepsilon_p \approx \varepsilon_H. \quad (4.8)$$

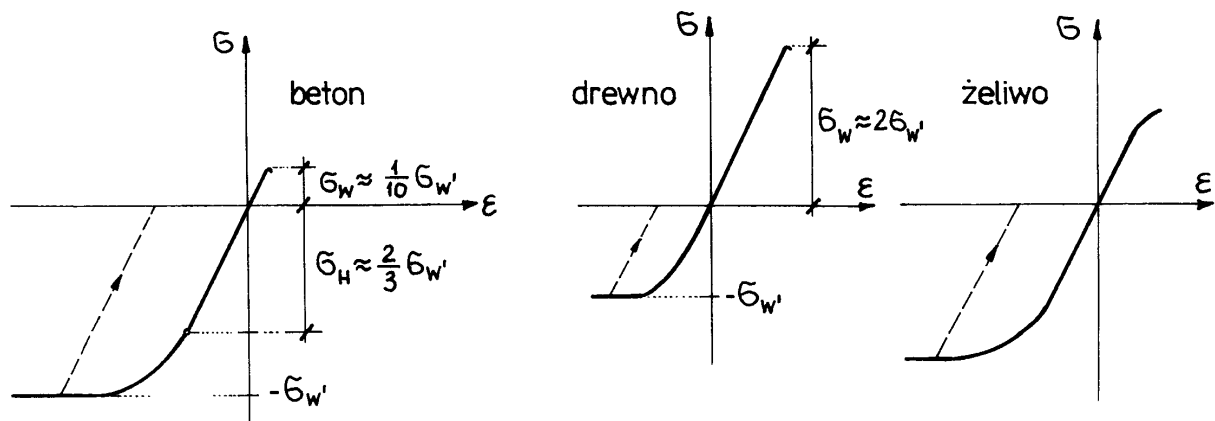
Ze względu na to, że odkształcenia odpowiadające punktowi D są już bardzo duże w porównaniu z odkształceniami czysto sprężystymi, odpowiadającymi punktowi B , wykres $\sigma(\varepsilon)$ z rys. 4.4 bardzo często przybliża się wykresem podanym na rys. 4.7a. Materiał odpowiadający temu wykresowi nazywamy **sprężysto-idealnie plastycznym**.

Wykres rozciągania podany na rys. 4.4 jest typowy dla miękkiej stali budowlanej. Inne rodzaje materiałów, np. stopy aluminium, stale węglowe o wysokiej wytrzymałości mają wykresy zbliżone do rys. 4.5b. W takich przypadkach nie obserwujemy wyraźnej granicy plastyczności. Wprowadzamy wówczas tzw. umowne granice sprężystości i plastyczności. **Umowna granica sprężystości** odpowiada naprężeniu, dla którego trwałe odkształcenie plastyczne $\varepsilon^{(p)}$ (por. rys. 4.5b) osiąga pewną arbitralnie przyjętą dostatecznie małą wartość, np. 0,05%. **Umowna granica plastyczności** odpowiada z kolei stosunkowo dużej wartości $\varepsilon^{(p)}$ np. 0,2%. Umowne granice w takich przypadkach oznaczamy odpowiednio symbolami $\sigma_{0,05}$ oraz $\sigma_{0,2}$. Uproszczoną postać zależności $\sigma(\varepsilon)$ z rys. 4.5b przedstawia rys. 4.7b. Taki idealny materiał nazywamy materiałem **sprężysto-plastycznym ze wzmocnieniem liniowym**.



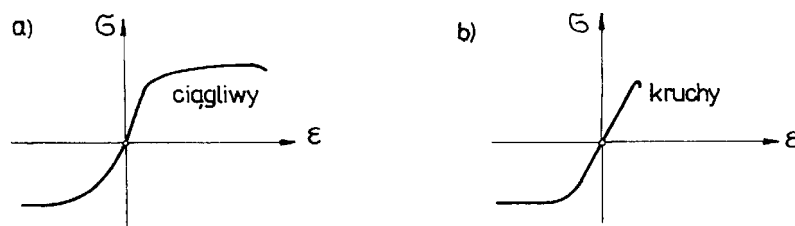
Rys. 4.7

Na rysunku 4.8 podano wykresy zależności $\sigma(\epsilon)$ dla kilku różnych materiałów używanych w budownictwie.



Rys. 4.8

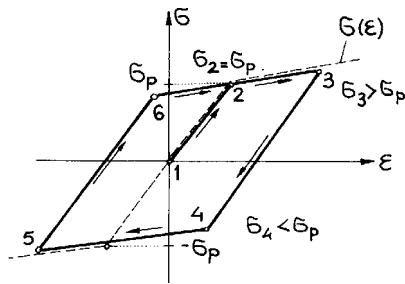
Z analizy próby rozciągania i ściskania różnych materiałów wynika, że podczas ściskania prawie każdy materiał wykazuje znaczne odkształcenia plastyczne. Podczas **rozciąganiu** ta prawidłowość nie zachodzi. W zależności od tego, jak zachowują się materiały w próbie rozciągania, rozróżniamy materiały **ciągliwe** (wykazujące duże odkształcenia plastyczne) i **kruche**, które nie mają prawie żadnych własności plastycznych podczas rozciągania (por. rys. 4.9).



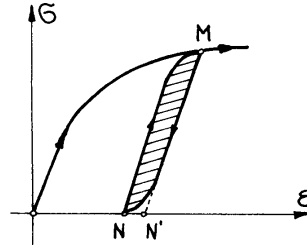
Rys. 4.9

4.3. ZJAWISKO BAUSCHINGERA

Omawiane zjawisko występuje w materiałach sprężysto-plastycznych ze wzmocnieniem. W celu uchwycenia jego istoty rozważymy model idealny takiego materiału, podany na rys. 4.7b. Jeżeli po odciążeniu od pewnej wartości naprężenia większego od granicy plastyczności obciążymy próbkę siłą przeciwnego znaku, to odkształcenia plastyczne pojawią się przy wartości mniejszej od początkowej granicy plastyczności σ_p . Takie zmniejszenie granicy plastyczności w stosunku do obciążenia przeciwnego znaku nazywa się zjawiskiem *Bauschingera* (por. rys. 4.10). Innymi słowy, zwiększenie granicy plastyczności w jednym kierunku działania siły zmniejsza granicę plastyczności w kierunku przeciwnym, przy czym suma granic plastyczności podczas rozciągania i ściskania w przybliżeniu pozostaje stała. Na rysunku 4.10 pokazano, jak realizuje się pewien zamknięty cykl obciążeń materiału wykazującego zjawisko *Bauschingera*.



Rys. 4.10



Rys. 4.11

4.4. HISTEREZA

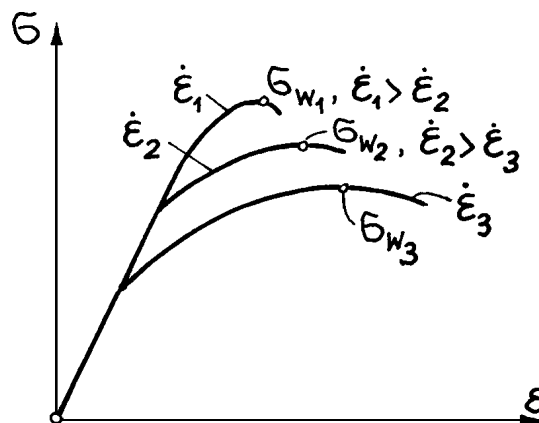
Przy omawianiu wykresu rozciągania mówiliśmy o tym, że krzywa odciążenia w rzeczywistości nie pokrywa się ściśle z krzywą ponownego obciążenia (rys. 4.5b). Krzywe odciążenia i obciążenia tworzą pętlę, którą nazywamy pętlą histerezy.

Zjawisko histerezy (tzn. niepokrywanie się krzywych odciążenia i obciążenia) występuje nawet w obszarze, który uważamy za sprężysty, z tym jednak, że jest ono niezwykle słabo widoczne. Wynika z tego, że realne materiały nigdy nie są idealnie sprężyste, nawet przy bardzo małych odkształceniach. Na rysunku 4.11 przedstawiono zjawisko histerezy w pewnym powiększeniu, by dobrze pokazać szczegóły przebiegu pętli histerezy.

4.5. WPŁYW PRĘDKOŚCI ODKSZTAŁCENIA

Jeżeli wykreślimy zależność $\sigma(\epsilon)$ dla różnych ustalonych prędkości odkształcenia, to dla tego samego materiału otrzymamy różne wykresy dla różnych prędkości. Zjawisko to ilustruje rys. 4.12, na którym symbolem t oznaczono czas, a symbolem $\dot{\epsilon}$ prędkość odkształcenia próbek w próbie rozciągania.

Granica plastyczności wzrasta bardzo wyraźnie ze wzrostem prędkości odkształcenia, przy czym odkształcenie graniczne przy zerwaniu maleje. W zwykłych próbach rozciągania prędkość odkształcenia wynosi $10^{-4} \div 10^{-1}$ 1/s. Większe prędkości uzyskuje się przy zastosowaniu młotów (do 10^4 1/s). Normy badań materiałów określają ściśle prędkości odkształcenia (lub obciążania).

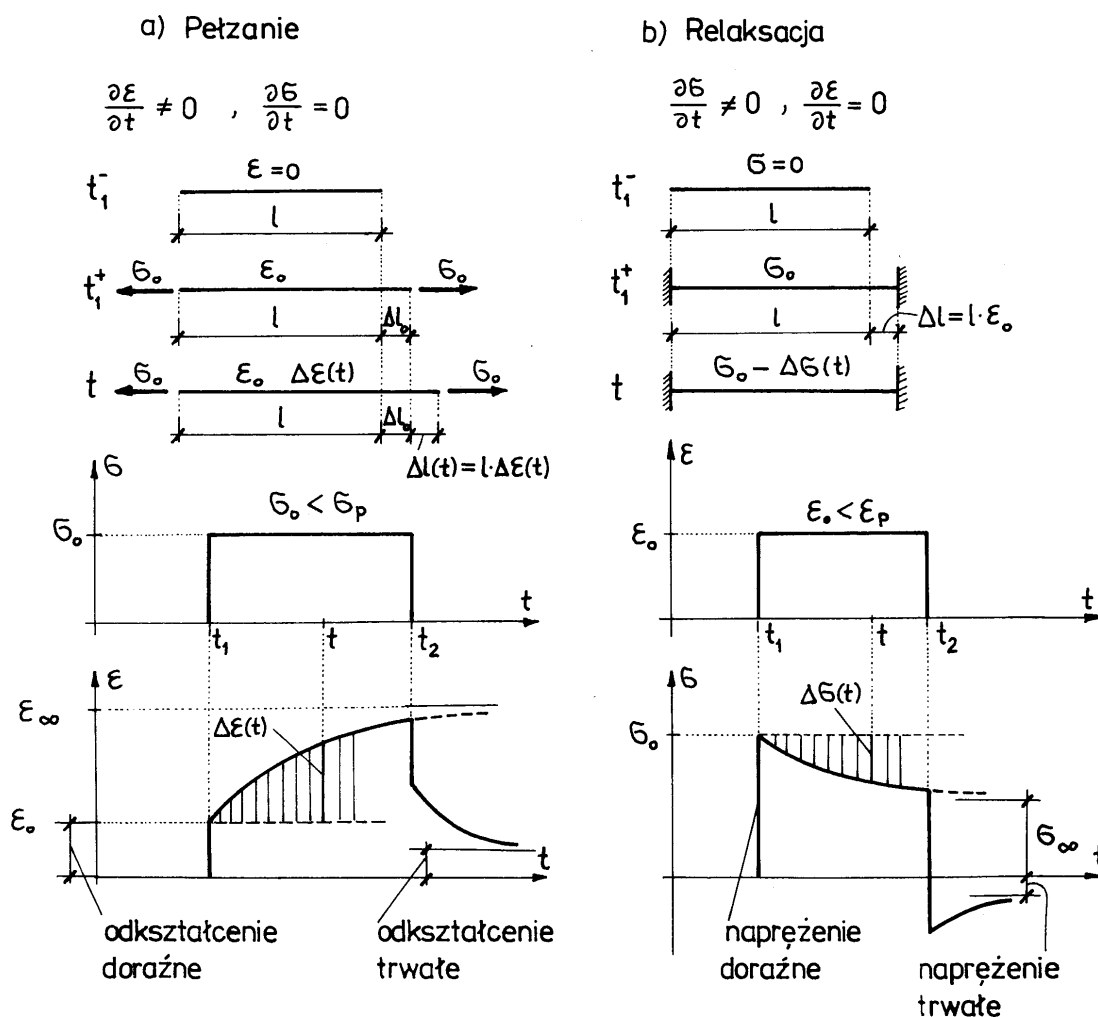


Rys. 4.12

4.6. PEŁZANIE I RELAKSACJA^{*)}

Pełzaniem materiału nazywamy zmianę odkształceń w czasie przy stałym naprężeniu, **relaksacją** – zmianę naprężeń w czasie przy stałym odkształceniu.

Rysunek 4.13a ilustruje zachowanie się pręta wykazującego pełzanie. W chwili $t = t_1^+$ pręt obciążono stałą w czasie siłą rozciągającą, odpowiadającą naprężeniu normalnemu o wartości σ_0 . Następnie, w chwili $t = t_2^-$, pręt odciążono. Opisany program obciążenia przedstawia wykres $\sigma(t)$. Obciążeniu pręta w chwili $t = t_1^+$ towarzyszy wydłużenie doraźne, odpowiadające odkształceniu ε_0 . W miarę upływu czasu, mimo że naprężenie jest stałe i wynosi σ_0 , obserwujemy przyrost odkształceń $\Delta\varepsilon(t)$; występuje pełzanie pręta. Gdyby nie usunięto siły rozciągającej, całkowite odkształcenie o nieskończenie długim czasie dążyłoby asymptotycznie do wartości ε_∞ . Jeśli jednak odciążymy pręt w chwili $t = t_2$, to nastąpi doraźne skrócenie pręta, a w miarę upływu czasu dalszy spadek odkształceń. Dla $t > t_2$ ponownie obserwujemy proces pełzania, gdyż następuje zmiana odkształceń przy stałym naprężeniu, w tym przypadku równym zero ($\sigma(t) = 0$). Dla $t \rightarrow \infty$ odkształcenie pręta dąży asymptotycznie do pewnej trwałej wartości na ogół różnej od zera. Opisany przebieg odkształceń w funkcji czasu jest zilustrowany wykresem $\varepsilon(t)$ na rys. 4.13a.



Rys. 4.13

^{*)} Problemy te będą omówione szczegółowo w p. 18.5.

Rysunek 4.13b obrazuje zachowanie się pręta wykazującego relaksację. W chwili $t = t_1^+$ wydłużono pręt o wartość Δl , odpowiadającą odkształceniu $\varepsilon_0 = \Delta l/l$. Następnie, w chwili $t = t_2$, przywrócono prętowi jego pierwotną długość l , czyli doprowadzono do stanu, w którym $\varepsilon = 0$. Opisany program odkształcenia pręta objaśnia wykres $\varepsilon(t)$. Wydłużenie pręta w chwili $t = t_1$ spowodowało wystąpienie naprężenia doraźnego σ_0 . W miarę upływu czasu, mimo że odkształcenie pręta jest stałe i wynosi ε_0 , obserwujemy spadek naprężenia $\Delta\sigma(t)$; występuje zjawisko relaksacji. W celu przywrócenia prętowi jego pierwotnej długości w chwili $t = t_2$ trzeba wymusić skrócenie pręta. Towarzyszy temu skok wartości naprężeń i wystąpienie naprężeń ściskających. W miarę upływu czasu odnotowujemy wzrost naprężeń, mimo że odkształcenie ma wartość stałą, równą zero. Ponownie obserwujemy więc zjawisko relaksacji. Dla $t \rightarrow \infty$ naprężenie w pręcie dąży asymptotycznie do pewnej wartości trwałej, na ogół różnej od zera. Opisany przebieg zmian naprężenia normalnego w funkcji czasu ilustruje wykres $\sigma(t)$. Na wykresie tym linia $\sigma = \sigma_\infty$ jest asymptotą, do której dążą naprężenia, gdy rezygnujemy z przywrócenia prętowi jego pierwotnej długości.

Zjawiska pełzania i relaksacji obserwujemy we wszystkich materiałach w większym lub mniejszym stopniu. Szczególnie jaskrawo zjawiska te występują w betonie, tworzywach sztucznych i gruntach. W metalach intensywność pełzania i relaksacji rośnie w miarę wzrostu temperatury. Warto dodać, że pełzanie i relaksację obserwuje się przy naprężeniach i odkształceniach mniejszych od wartości plastycznych, tzn. przy $\sigma_0 < \sigma_P$ i $\varepsilon_0 < \varepsilon_P$.

4.7. WYTRZYMAŁOŚĆ DŁUGOTRWAŁA

Podczas długotrwałych prób rozciągania lub ściskania próbek znajdujących się w stanie pełzania wytrzymałość materiału jest mniejsza od wytrzymałości doraźnej (krótkotrwałej). Fakt ten, stwierdzony doświadczalnie, jest zgodny z podanymi wcześniej rezultatami badań wpływu prędkości odkształcenia na wytrzymałość materiału (por. p. 4.5). **Wytrzymałość długotrwałą** σ_t definiuje się jako naprężenie niszczące przy działaniu obciążenia w przeciągu określonego czasu. Wartość stosunku wytrzymałości długotrwałej do wytrzymałości doraźnej zależy w istotny sposób od rodzaju materiału. Na przykład wytrzymałość długotrwałą betonu rozumiana jako niszczące naprężenie ściskające dla nieskończonego czasu działania obciążenia, stanowi około 90% wytrzymałości doraźnej ($\sigma_\infty \approx 0,9\sigma_w$). Wytrzymałość długotrwałą metali uzależnia się nie tylko od czasu działania obciążenia, ale również od temperatury, której wzrost powoduje wyraźne zmniejszenie naprężenia niszczącego. Dla temperatur pokojowych i nieskończonego czasu działania obciążenia zerwanie próbki następuje przy naprężeniu $\sigma_\infty \approx (0,6 \div 0,8)\sigma_w$.

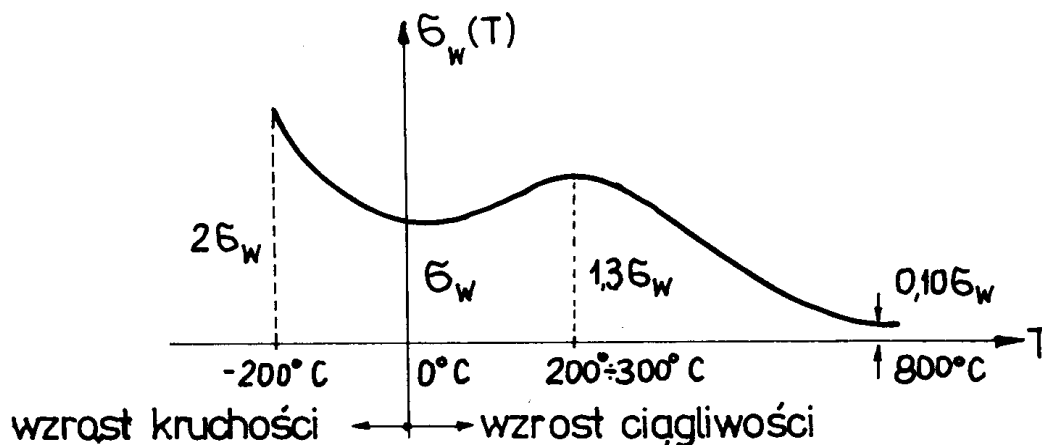
4.7. WPŁYW CZYNNIKÓW ZEWNĘTRZNYCH

4.8.1. Temperatura

W zależności od temperatury (równej dla całej próbki) wytrzymałość doraźna σ_w zmienia się w dość istotny sposób. W zakresie temperatur dodatnich stal charakteryzuje się największą wytrzymałością dla temperatury $200^\circ \div 300^\circ\text{C}$. W miarę obniżania się temperatury poniżej 0°C wytrzymałość doraźna rośnie (por. rys. 4.14). Podobnie zachowuje się granica plastyczności, a wydłużenie graniczne wzrasta z temperaturą. Należy podkreślić, że dla stali zwykłych od temperatury $400^\circ \div 500^\circ\text{C}$ silnie wzrasta efekt pełzania, a granica plastyczności i moduł Younga znacznie maleją. **Nierównomierny rozkład** temperatur w materiale z reguły zmniejsza wytrzymałość, powstają dodatkowe naprężenia, rozwija się korozja materiału. Temperatura wpływa również na deformacje ciała. Wywołuje ona zazwyczaj zmianę objętości, a odpowiednie współrzędne tensora odkształcenia w materiale termicznie izotropowym określa wzór:

$$\varepsilon_{ij}^{(T)} = \alpha_T \cdot T \cdot \delta_{ij}, \quad (4.9)$$

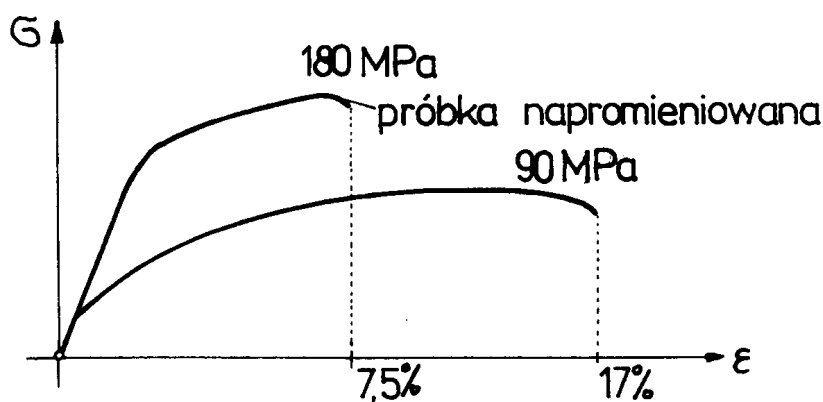
gdzie α_T jest współczynnikiem rozszerzalności termicznej, a T przyrostem temperatury.



Rys. 4.14

4.8.2. Promieniowanie jądrowe

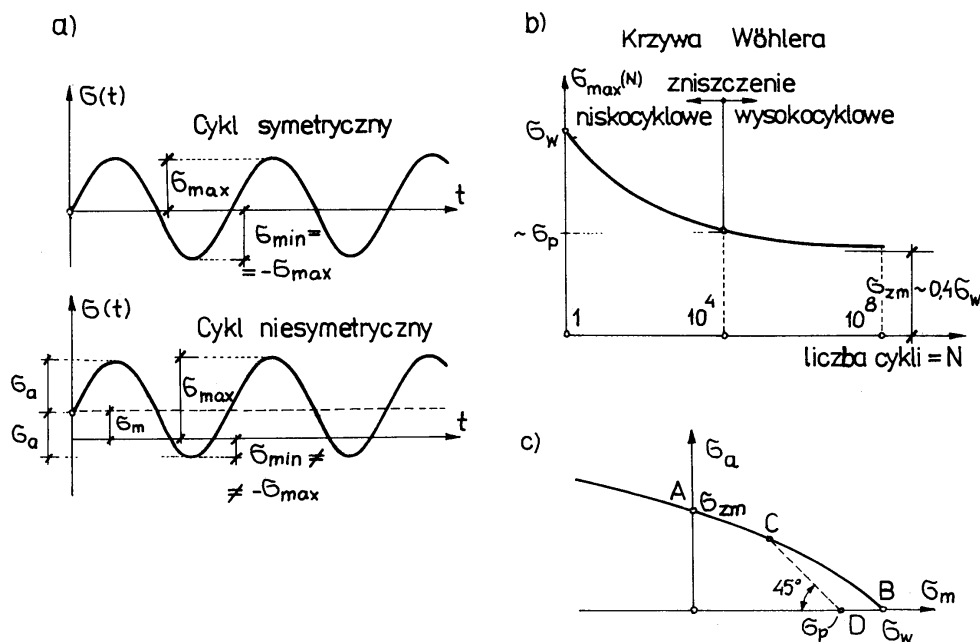
W zależności od odporności na wpływ promieniowania rozróżniamy trzy zasadnicze grupy materiałów: metale, materiały ceramiczne i organiczne. Najbardziej odporne na promieniowanie neutronowe są **metale**. Ogólnie biorąc obserwuje się znaczny wzrost granicy plastyczności i wytrzymałości na rozciąganie, którym towarzyszy spadek ciągliwości. Zmiany tych własności dla stopu aluminium ilustruje rys. 4.15. Materiały **ceramiczne**, podobnie jak metale, kruszeją przy jednoczesnym wzroście wytrzymałości. Najbardziej wrażliwe na promieniowanie są materiały **organiczne**, takie jak tworzywa sztuczne, kauczuk i inne polimery niekryształiczne. Niektóre polimery stają się bardzo kruche (np. kauczuk naturalny), inne zaś stają się miękkie i płynne (np. kauczuk butylowy). Zbrojone tworzywa sztuczne, takie jak żywice epoksydowe wzmocnione szkłem i prasowane żywice fenolowe, wykazują z kolei bardzo dobrą odporność na promieniowanie.



Rys. 4.15

4.9. WYTRZYMAŁOŚĆ ZMĘCZENIOWA

Wytrzymałość przy obciążeniach okresowo zmiennych jest z reguły mniejsza od wytrzymałości doraźnej przy jednokrotnej próbie obciążenia. Problematykę tę omówimy na przykładzie badań metali.



Rys. 4.16

Obciążenie cykliczne pręta w przypadku działania sił osiowych charakteryzują dwa parametry: naprężenie maksymalne σ_{max} i naprężenie minimalne σ_{min} (rys. 4.16a). Okazuje się, że sposób przejścia między kolejnymi wartościami σ_{max} i σ_{min} nie ma istotnego wpływu na wytrzymałość próbki, jeśli przejście to jest monotoniczne. Stwierdzono również, że w dosyć znacznym zakresie (1÷200 Hz) wpływ prędkości zmian naprężenia można zaniedbać. Po wprowadzeniu tzw. współczynnika asymetrii

$$r = \sigma_{min} / \sigma_{max}$$

możemy w równorzędnym sposób opisać dany cykl naprężenia parametrami σ_{max} i r . Największe znaczenie praktyczne ma cykl symetryczny, dla którego $r = -1$.

Cykl naprężenia można również przedstawić jako superpozycję stałego w czasie naprężenia średniego σ_m oraz amplitudy σ_a (por. rys. 4.16a):

$$\sigma_m = (\sigma_{max} + \sigma_{min})/2, \quad \sigma_a = (\sigma_{max} - \sigma_{min})/2.$$

W badaniach zmęczeniowych stosuje się z reguły symetryczne cykle naprężenia. Dla danej próbki ustalamy wartość σ_{max} i notujemy liczbę cykli N , przy której w tych warunkach następuje zniszczenie tej próbki. Różnym wartościom σ_{max} odpowiadają różne liczby N . Z danych tych tworzymy wykres $\sigma_{max}(N)$, noszący nazwę krzywej Wöhlera (1870 rok). Krzywą tę przedstawia rys. 4.16b. Funkcja $\sigma_{max}(N)$ jest funkcją malejącą zmierzającą asymptotycznie do pewnej wartości zwanej trwałą **wytrzymałością zmęczeniową** σ_{zm} . Trwała wytrzymałość zmęczeniowa jest zatem największą wartością naprężenia σ_{max} , którą przenosi materiał przy praktycznie nieskończonej liczbie cykli. Za taką liczbę uważa się 10^8 cykli. Wartości $\sigma_{max}(N)$ dla $N < 10^8$ określają tzw. ograniczoną wytrzymałość zmęczeniową, przy której próbka ulega zniszczeniu po skończonej liczbie cykli. Dla $N = 1$ naprężenie σ_{max} jest oczywiście równe wytrzymałości doraźnej σ_w . Zakres od $N = 1$ do $N = 10^4$ odpowiada zniszczeniu **niskocyklowemu**, w którym naprężenia σ_{max} przekraczają na ogół granicę plastyczności. Dla $N > 10^4$ naprężenia $\sigma_{max}(N)$ są z

reguły mniejsze od granicy plastyczności. Zniszczenie odpowiadające takiemu zakresowi liczby cykli nazywamy **wysokocyklowym**.

Przy symetrycznych cyklach odkształceń plastycznych o stałej amplitudzie $\Delta\epsilon^{(p)}$ dla większości metali jest słuszny wzór *Coffina* (1959 rok):

$$2\Delta\epsilon^{(p)} N^{\mu} = \epsilon_{gr} = \text{const}, \quad (4.10)$$

gdzie N oznacza niszczącą liczbę cykli, ϵ_{gr} maksymalną wydłużalność materiału, μ stałą wynoszącą dla większości metali 0,5. Wzór *Coffina* obowiązuje również dla jednokrotnego rozciągnięcia materiału aż do zniszczenia, jeżeli przyjmiemy, że $N = 0,25$.

Z badań niesymetrycznych cykli obciążeń wynika, że nałożenie dodatniej wartości σ_m na cykl symetryczny (tzn. dodanie stałego rozciągania) zmniejsza bezpieczną amplitudę σ_a . Przy ujemnych wartościach σ_m (tzn. dodanie stałego ściskania) obserwuje się zwiększenie bezpiecznej amplitudy σ_a .

Opisane fakty ilustruje tzw. wykres *Haigha* (rys. 4.16c), w którym na skali odciętych odkłada się naprężenie średnie σ_m , a na skali rzędnych amplitudę naprężeń σ_a . Ponieważ naprężenie maksymalne $\sigma_{\max} = \sigma_a + \sigma_m$, więc punkt *A* na wykresie *Haigha* odpowiada cyklowi symetrycznemu ($\sigma_m = 0$), przy czym $\sigma_a = \sigma_{zm}$. W punkcie *B*, gdzie $\sigma_a = 0$, średnie stałe naprężenie jest równe doraźnej wytrzymałości materiału, czyli $\sigma_m = \sigma_w$.

Z warunku, by naprężenie maksymalne $\sigma_{\max} = \sigma_a + \sigma_m$ było nie większe od granicy plastyczności σ_P , otrzymujemy nierówność:

$$\sigma_a + \sigma_m - \sigma_P \leq 0,$$

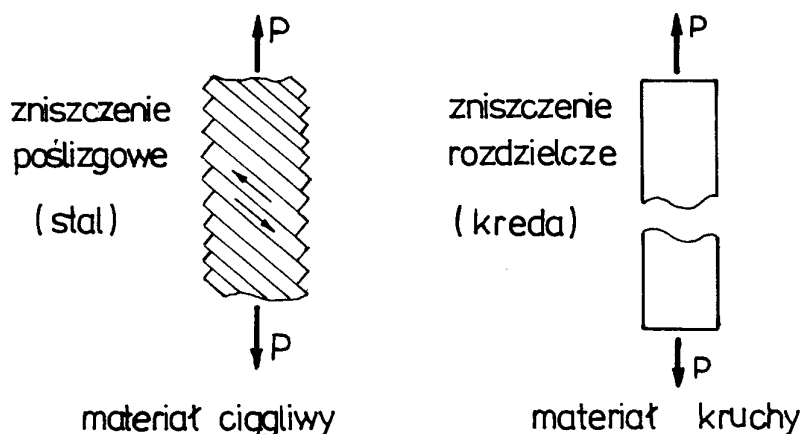
wyznaczającą obszar czysto sprężystych deformacji próbki poddanej próbie zmęczeniowej. Granicę tego obszaru wyznacza prosta *CD*.

4.10. UWAGI O MECHANIZMACH ZNISZCZENIA MATERIAŁÓW

W czasie próby rozciągania można zauważyć, że w chwili pojawienia się odkształceń plastycznych na powierzchni próbki występują cienkie prążki, a powierzchnia próbki staje się matowa. Prążki te nazywamy liniami *Lüdersa*. Linie *Lüdersa* są nachylone w stosunku do osi próbki pod kątem bliskim 45° , zgodnie

z pochyleniem płaszczyzn ekstremalnych naprężeń stycznych. Schemat procesu plastycznego można sobie wyobrazić jako przesuwanie się (ślizganie) oddzielnych płytek nachylonych pod kątem 45° w stosunku do kierunku siły (por. rys. 4.17). Tego typu mechanizm nazywamy mechanizmem **poślizgu**. Zniszczenie poślizgowe bardzo wyraźnie widać podczas rozciągania monokryształów (por. np. *Timoshenko* [47], s. 384).

Innego typu zniszczenie występuje np. podczas rozciągania kredy lub betonu. Zniszczenie ma tutaj charakter **kruchy** i występuje dlatego, że naprężenie normalne konieczne do rozdzielenia materiału jest znacznie mniejsze niż naprężenie konieczne do odkształcenia plastycznego (poślizgowego).



Rys. 4.17

Można więc stwierdzić, że jeżeli wytrzymałość na ścinanie jest większa niż wytrzymałość rozdzielcza, to materiał pęka w sposób kruchy lecz jeżeli wytrzymałość na ścinanie jest mniejsza niż wytrzymałość rozdzielcza, to materiał jest *ciągliwy* i odkształci się, zanim pęknie. Warto zwrócić uwagę, że kruche pęknięcia materiału są bardzo niebezpieczne, gdyż konstrukcja może ulec zniszczeniu bez widocznych uprzednio oznak (deformacji).