

**MATERIAŁY POMOCNICZE DO ĆWICZEŃ LABORATORYJNYCH  
Z PRZEDMIOTU „NAUKA O MATERIAŁACH”  
W ZAKRESIE DOTYCZACYM WŁAŚCIWOŚCI MECHANICZNYCH  
MATERIAŁÓW CERAMICZNYCH  
DLA STUDENTÓW I ROKU WYDZIAŁU INŻYNIERII MECHANICZNEJ I ROBOTYKI**

**Wstęp**

Wszystkie ciała pod wpływem przyłożonych do nich zewnętrznych sił odkształcają się. W przypadku, gdy siły są niewielkie materiał ulega stopniowemu odkształceniu - wydłużeniu lub kurczeniu, proporcjonalnemu do przyłożonej siły. Po odjęciu siły próbka odzyskuje swoje pierwotne rozmiary. Takie odkształcenie o odwracalnym charakterze nazywa się **sprężystym**.

W zakresie niewielkich odkształceń wszystkie ciała zachowują się podobnie, z tym jednak, że wielkość odkształcenia wywołana przez dane naprężenie jest różna dla różnych ciał. Występowanie różnych rodzajów naprężeń i odkształceń powoduje, że dla określenia sprężystości ciał trzeba stosować różne stałe proporcjonalności (stałe materiałowe). W zakresie, w którym naprężenie jest wprost proporcjonalne do odkształcenia, zależność pomiędzy naprężeniami normalnymi lub ścinającymi i odpowiadającymi im odkształceniami wyraża prawo Hooke'a:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (1)$$

$$\tau = G \cdot \gamma \quad (2)$$

gdzie:

$E$  - moduł sprężystości,

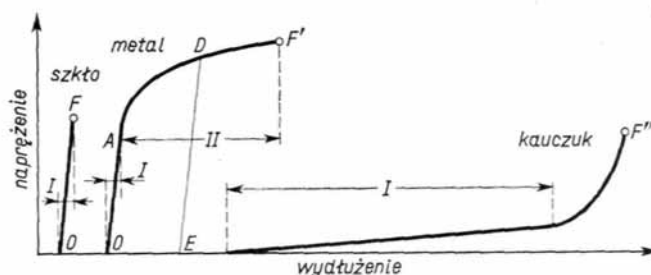
$G$  - moduł ścinania (lub moduł sztywności),

$\varepsilon$  - odkształcenie normalne,

$\gamma$  - odkształcenie styczne,

$\sigma$  - naprężenie normalne,

$\tau$  - naprężenie styczne.



Rys. 1. Zależność odkształcenia od obciążenia dla różnych rodzajów ciał stałych:  
I - odkształcenie sprężyste, II - odkształcenie plastyczne

Podczas jednoosiowego rozciągania idealnie sprężystego izotropowego ciała stałego, obok wydłużenia wzdłuż osi działania naprężeń, występuje również skurcz poprzeczny, który stanowi składową część odkształcenia ciała. Jeśli odkształcenie w kierunku działania naprężenia równe jest  $\varepsilon$ , to odkształcenie w kierunku poprzecznym wyniesie  $-\nu\varepsilon$ . Ujemny znak oznacza, że odkształcenia podłużne i poprzeczne mają przeciwny znak (wydłużenie i skurcz). Stała materiałowa  $\nu$  jest nazywana liczbą Poissona i podobnie jak  $E$  lub  $G$  zależy od rodzaju i struktury ciała.

Istotne różnice między ciałami występują przy większych naprężeniach. Na Rys. 1 przedstawiono zależność odkształcenia od naprężenia dla rozmaitych ciał. Odkształcenia wielu tworzyw ceramicznych kończy się nagłym rozerwaniem w punkcie F, podczas gdy np. większość metali nie ulegają nagłemu zniszczeniu pod wpływem określonego naprężenia, lecz począwszy od punktu A odkształcają się w coraz większym stopniu. Odkształcenie powstające pod wpływem naprężeń większych od odpowiadających punktowi A jest trwałe, tj. nie znika po odjęciu obciążenia, i nazywane jest **odkształceniem plastycznym**. Punkt A określa się nazwą *granicy plastyczności*. Ciała ulegające zniszczeniu po odkształceniu mniejszym od odpowiadającego granicy plastyczności nazywa się **ciałami kruchymi**, podczas gdy ciała zdolne do plastycznego odkształcenia - **plastycznymi**.

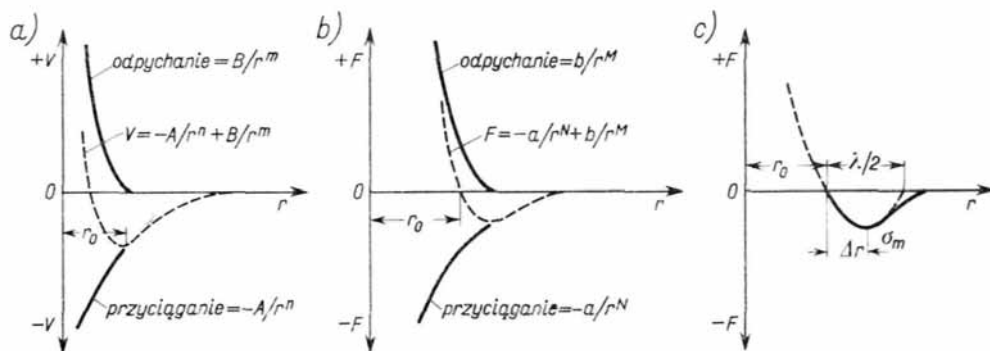
W skali atomowej odkształcenie polega na wymuszonym przesunięciu atomu z pozycji równowagowej (minimum energii). Dla kryształu z uwagi na wzajemne oddziaływanie z sąsiednimi atomami powoduje to przesuwanie całych warstw. Dla małych przemieszczeń energia użyta do przesunięcia atomów gromadzi się w strukturze (energia odkształceń sprężystych) tak, że po odjęciu obciążenia atomy wracają do swych pozycji równowagowych. W takim przypadku mówimy o odkształceniach sprężystych.

Mechanizm ten można opisać rozpatrując zmiany energii potencjalnej dla dwuatomowego modelu. Energię potencjalną  $V$  oddziaływania pary atomów w zależności od ich wzajemnej odległości  $r$  można przedstawić (Rys. II) za pomocą sumy energii przyciągania i odpychania:

$$V = -\frac{A}{r^n} + \frac{B}{r^m} \quad (3)$$

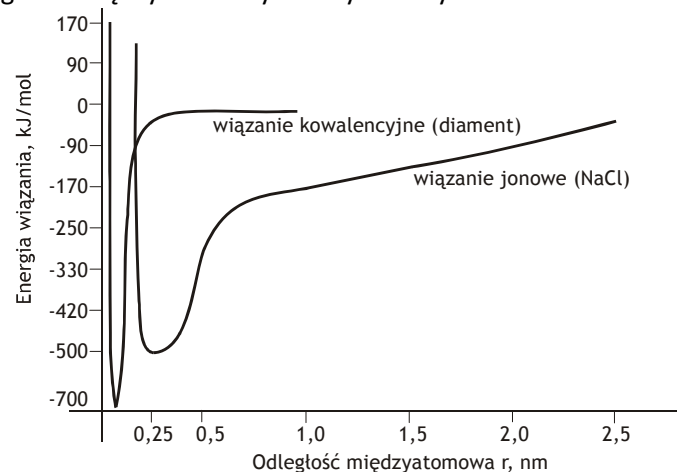
gdzie:

$A$  i  $B$  — stałe proporcjonalności, odpowiednio dla przyciągania i odpychania pomiędzy atomami,  
 $m$  i  $n$  — wykładniki potęgowe.



Rys. II. Krzywe Condon-Morse'a przedstawiające zmiany energii potencjalnej od odległości międzyatomowej  $r$

Odległość odpowiadająca minimum energii potencjalnej jest odległością równowagową  $r_0$  obydwu atomów. Przesunięcie atomu w dowolnym kierunku od położenia odpowiadającego  $r_0$  wywołuje powstanie sił przeciwdziałających przesunięciom. Makroskopowe odkształcenie kryształu wywołane jest więc zmianą odległości międzyatomowych w tym samym kierunku.



Rys. III. Modele energetyczne powstawania wiązań jonowego i kowalencyjnego

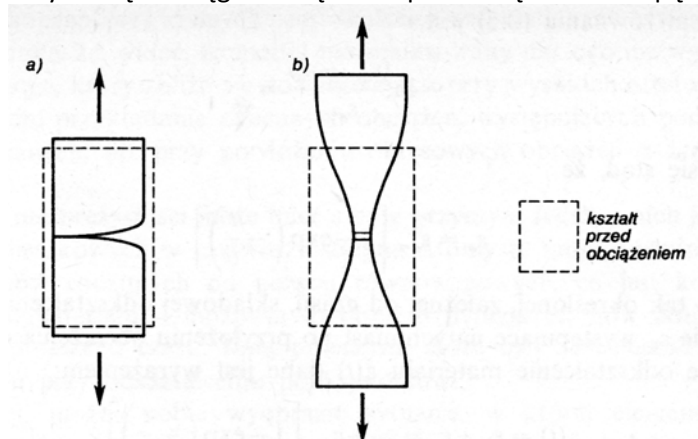
Energie i siły występujące pomiędzy atomami tworzącymi poszczególne rodzaje wiązań można zobrazować za pomocą modeli energetycznych. Na Rys. III przedstawiono model energetyczny powstawania wiązania jonowego i wiązania kowalencyjnego. Model energetyczny wiązania metalicznego jest podobny do wiązania kowalencyjnego.

Charakter zmienności funkcji energii potencjalnej związany jest z rodzajem wiązań. Im mocniejsze jest wiązanie, tym „niecka” energii potencjalnej jest głębsza i węższa. Określone przyrostowi energii odpowiada zatem w przypadku kryształu o silniejszym wiązaniu mniejsza zmiana wymiarów.

## Wytrzymałość mechaniczna

**Wytrzymałością mechaniczną nazywa się ogólnie zdolność tworzyw do wytrzymywania obciążeń bez zerwania. Wyraża się ją za pomocą siły lub naprężenia, które powodują, że tworzywo traci spójność i ulega rozerwaniu na dwie lub więcej części.**

Istotną cechą praktycznie wszystkich materiałów ceramicznych w temperaturze pokojowej i umiarkowanej, a częściowo i w temperaturach podwyższonych, jest ich kruchość. Kruchość zniszczeniem nazywa się takie, przy którym materiał traci spójność bez wystąpienia poprzednio znaczniejszych odkształceń. Ilustruje to linia OF na Rys. I. Zniszczenie kruche różni się od zniszczenia plastycznego, typowego dla wielu metali, gdzie dekohezja występuje dopiero przy dużych odkształceniach (krzywa OAF na Rys. I). W przypadku ciągliwych polikrystalicznych metali o strukturze regularnej płasko centrowanej zniszczenie plastyczne jest wynikiem zmniejszenia przekroju czynnego materiału wskutek odkształcenia plastycznego (rys. IV). Zdolność do nieulegania dekohezji wskutek zniszczenia kruchego nazywa się też ciągliwością lub odpornością na kruche pęknięcie.



Rys. IV. Schemat powstawania odkształcenia sprężystego (a) i plastycznego (b)

Drugą charakterystyczną cechą materiałów ceramicznych z punktu widzenia ich wytrzymałości mechanicznej jest znaczna różnica tej wytrzymałości przy różnych stanach obciążenia. Można ogólnie przyjąć, że dla materiałów ceramicznych najmniejsza jest wytrzymałość na rozciąganie. Wytrzymałość na zginanie jest do 3 razy większa a na ściskanie do 15 razy.

Punktem odniesienia dla oceny odporności materiałów na kruche pęknięcie jest wytrzymałość wiązań międzyatomowych na zerwanie pod wpływem obciążenia, którą nazywa się **wytrzymałością teoretyczną lub maksymalną**  $\sigma_m$  danego materiału. Można więc powiedzieć, że wykonana przez obciążenie praca zużyta jest na powstanie dwu „powierzchni” rozdziału o nadmiarowej energii powierzchniowej  $\gamma$ . Wiązanie ulega zatem zerwaniu, gdy

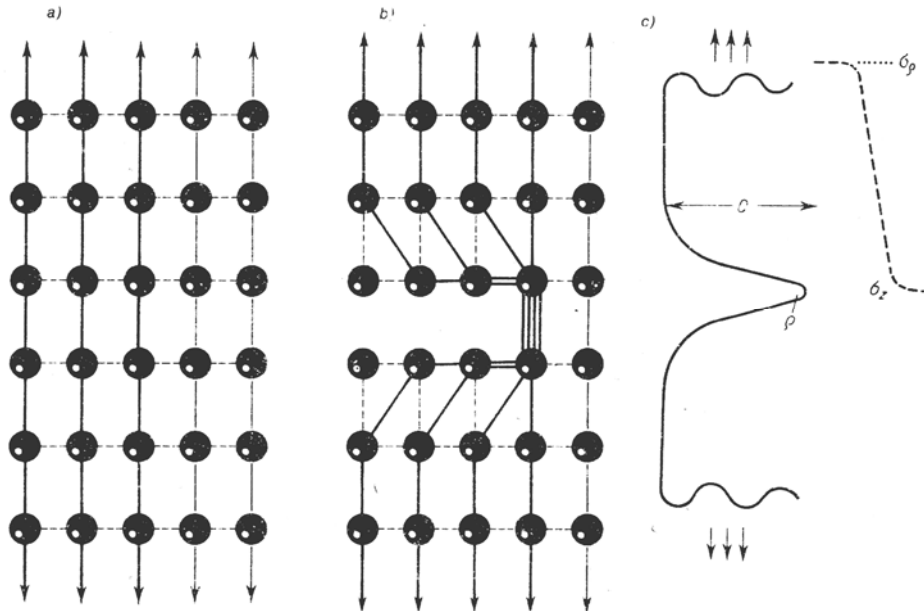
$$\sigma_m = \sqrt{\frac{E\gamma}{r_0}} \quad (4)$$

Wzór (4) jest często stosowany dla wyliczenia wytrzymałości teoretycznej z mierzalnych wartości  $E$ ,  $\gamma$  i  $r_0$ . Niemniej trzeba pamiętać, że kryształy stanowią zbiór wielu atomów i wiązań, których wzajemne oddziaływanie trzeba uwzględnić.

Tabela 1.

Rodzaj materiału	Wytrzymałość teoretyczna [GPa]	Wytrzymałość wiskerów [GPa]	Wytrzymałość litych polikryształów [GPa]
$\alpha$ -Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	53	14-23	0,5-1,3
$\beta$ -SiC	122	7-35	0,3-0,6
grafit C	122 (II do osi a)	20-25	<0,5
WC-Co	-	-	2,1-2,5
Metal (Cu)	24	3	

Obok ogólnie większej teoretycznej wytrzymałości materiałów ceramicznych w porównaniu z metalami warto zauważyć, że w aktualnie produkowanych materiałach wartości rzeczywiste wytrzymałości zbliżone do teoretycznej wytrzymałości udało się uzyskać tylko w przypadku monokryształów włóskowatych (wiskerów) i nieco mniejsze w przypadku polikrystalicznych włókien. Włókna te charakteryzują się stosunkowo niezdefektowaną, a wiskery prawie doskonałą budową, pozbawioną nieciągłości. Osiągane w przypadku typowych, litych, polikrystalicznych materiałów wytrzymałości mechaniczne, od dwu do trzech rzędów niższe od wytrzymałości teoretycznej, wiążą się z wpływem defektów (szczelin, mikropęknięć itp.) występujących w tych materiałach.



Rys. V. Schemat przedstawiający powstawanie naprężeń u wierzchołka poru

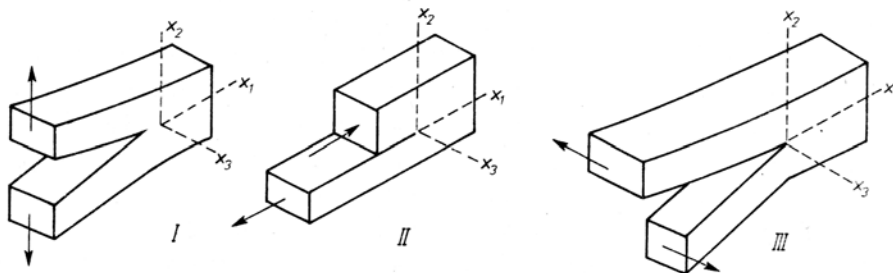
W sytuacji przedstawionej na Rys. V przenoszenie zewnętrznego obciążenia wzdłuż przerwanych dwu łańcuchów atomów staje się niemożliwe i musi się ono odbywać po innej trajektorii, wokół poru. Poprzez łańcuch atomów położonych na wierzchołku poru przenosi się w tym przypadku czterokrotnie większe obciążenie niż w modelu pozbawionym poru i naprężenia w tym miejscu są czterokrotnie większe od oczekiwanych z średnich wartości zewnętrznych obciążeń. Występuje tu zatem koncentracja naprężeń. Tylko w dużej odległości od powierzchni poru naprężenia w materiale osiągają niższą wartość, równą zewnętrznemu obciążeniu,  $\sigma_z = P$  (Rys. V). Dokładne wartości współczynnika koncentracji naprężeń, tj. liczby podającej ile razy zwiększa się lokalne naprężenie w pobliżu powierzchni poru w stosunku do naprężenia średniego daleko od poru i tym samym do zewnętrznego obciążenia, podaje wzór Inglisa:

$$\sigma_\rho = \sigma_z \left( 1 + 2\sqrt{\frac{c}{\rho}} \right) \approx 2\sigma_z \sqrt{\frac{c}{\rho}} \quad (5)$$

Naprężenia wewnętrzne przy wierzchołku szczelin (pęknięć) są wielokrotnością przyłożonych obciążeń zewnętrznych  $P$  i mogą tu osiągnąć wielkość równą wytrzymałości teoretycznej wiązania  $\sigma_m$  przy niezbyt dużych zewnętrznych obciążeniach  $P$  (Rys. V). Można więc oczekiwać, że pęknięcia istniejące w materiale poddawanych obciążeniom będą się rozwijać już przy niewielkich wartościach obciążenia zewnętrznego takich, przy których naprężenie  $\sigma_\rho$  na wierzchołku pęknięcia osiągnie wytrzymałość teoretyczną  $\sigma_m$ . Przyrównując  $\sigma_\rho$  do  $\sigma_m$  równ. (5) do  $\sigma_m$  równ. (4) otrzymuje się:

$$\sqrt{\frac{E\gamma}{r_0}} = 2\sigma_z \sqrt{\frac{c}{\rho}} \quad \text{stąd} \quad P = \sigma_z = \sqrt{\frac{E\gamma\rho}{4cr_0}} \quad (6)$$

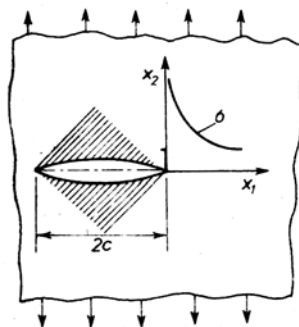
Z dotychczasowych rozważań wynika, że już przy niedużych obciążeniach trudno jest unikać tworzenia się i/lub rozwijania pęknięć o wymiarze krytycznym w materiale. W związku z tym istotne znaczenie ma pojęcie **odporności na kruche pękanie** (ciągliwości materiału), która jest miarą energii pochłanianej przez materiał przy rozwijaniu się pęknięć. Im większa jest ta energia, tym większą pracę muszą wykonać zewnętrzne obciążenia, aby zniszczyć spójność materiału. Podstawowymi wielkościami określającymi ciągliwość materiału są  $K_c$  oraz  $\gamma_{ef}$ . Kruche zniszczenie może występować przy trzech różnych sposobach odkształcania materiału, zilustrowanych na Rys. VI, oraz ich kombinacjach. Największa koncentracja naprężeń następuje, gdy pękanie zachodzi na sposób I.



Rys. VI. Podstawowe trzy sposoby kruchego pękania

Innymi słowy, przy płaskim stanie odkształcenia w sposobie I istnieje większe ryzyko kruchego zniszczenia niż w sposobach II i III. Stąd, dążąc do określenia dolnej granicy odporności materiału na kruche pękanie, można ograniczyć się do analizy sposobu I.

#### Odporność na kruche pękanie. Teoria Griffitha



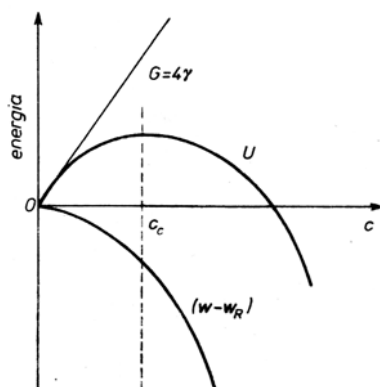
Rys. VII. Szczelina Griffitha i naprężenia ( $\sigma$ ) w materiale poddanym obciążeniom rozciągającym

Obciążenie cienkiej płytki zawierającej w środku nieskończenie cieniłą, eliptyczną szczelinę (szczelinę Griffitha, Rys. VII) w kierunku prostopadłym do osi równikowej wywołuje skutek odkształcenia sprężystego zmagazynowanie w materiale energii odkształceń sprężystych, których wielkość w przeliczeniu na jednostkę długości wynosi  $w$ . Równocześnie szczelina ulega pewnemu rozwarciu, tak że dwie powierzchnie graniczne szczeliny oddalają się od siebie w kierunku osi polarnej. Strata spójności materiału w miejscu występowania szczeliny umożliwia swobodne zmiany objętości materiału bez przeszkód ze strony więzów sprężystych, wynikających z istnienia ciągłego układu wiązań międzycząsteczkowych w otoczeniu. Wskutek tego część energii odkształceń sprężystych nagromadzonych w tym obszarze (zakreskowanym na Rys. VII),  $w_R$ , może ulec rozładowaniu.

Zmagazynowana w materiale energia odkształceń sprężystych, na jednostkę powierzchni, wynosi zatem  $w - w_R$ , gdzie  $w$  — energia odkształceń sprężystych materiału bez szczeliny. Równocześnie, wskutek przerwania spójności materiału, na długości szczeliny tworzą się dwie nowe powierzchnie rozdziału ciała stałe-gaz (próżnia) o nadmiarowej energii powierzchniowej  $\gamma$ . W przypadku szczeliny o długości  $2c$  wzdłuż osi równikowej towarzyszy temu absorpcja energii  $G=4\gamma c$ . Szczelina może

zwiększać swe wymiary wzdłuż osi równikowej, tj. rozprzestrzeniać się w materiale, tylko wtedy, kiedy na każdym etapie tego procesu występuje obniżenie energii.

Zmiany energii całkowitej układu  $dU$  w funkcji przyrostu długości szczeliny  $dc$  przedstawiono na Rys. VIII. Przy stałym obciążeniu zewnętrznym  $w = \text{const}$  ( $dw/dc = 0$ ). Ponieważ  $G = f(c)$ , a  $w_R = f(c^2)$ , można ogólnie oczekiwać silniejszych zmian  $w_R$  z długością szczeliny niż w przypadku  $G$ .



Rys. VIII. Zmiany energii całkowitej ( $U$ ), energii powierzchniowej  $\gamma$  oraz energii odkształceń sprężystych zmagazynowanej w materiale,  $w - w_R$ , w funkcji długości szczeliny Griffitha.  $c$

Warunkiem samorzutnego rozprzestrzeniania się szczeliny przy przyłożeniu danego obciążenia jest zatem utworzenie się szczeliny o (połowicznej) długości krytycznej  $c_c$ , powyżej której energia układu obniża się ze zwiększeniem długości szczeliny. Zależność pomiędzy krytycznym obciążeniem, powyżej którego szczelina zaczyna się rozprzestrzeniać można przedstawić następująco:

$$P_c = \sigma_{z,c} = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi c_c}} \quad (7)$$

Ponieważ  $E$  i  $\gamma$  są stałymi materiałowymi, długość krytyczna szczeliny zależy od wielkości przyłożonego obciążenia: im większe jest przyłożone obciążenie zewnętrzne, tym mniejsze szczeliny mogą stać się źródłem katastrofalnego spękania materiału. W przypadku przyłożenia obciążenia równego teoretycznej wytrzymałości wiązania na zerwanie,  $c_c$  jest wymiarów około trzykrotnej odległości równowagowej  $r_0$ .

Wzór (7) słuszny jest dla szczeliny umieszczonej centralnie w materiale. W przypadku szczeliny umieszczonej na powierzchni materiału koncentracja naprężeń u wierzchołka szczeliny jest większa niż we wnętrzu materiału. W związku z tym wprowadza się bezwymiarowy współczynnik  $Y$ , którego wartość zależy od umiejscowienia szczeliny w materiale. Ponadto koncentracja naprężeń zależy silnie od kształtu szczeliny i zmniejsza się ze zbliżaniem się kształtu defektu do kulistego. Uwzględnia się to wprowadzając bezwymiarowy współczynnik  $Z$ , co pozwala uogólnić wzór (7) na przypadki inne niż rozpatrywana dotąd płaska szczelina Griffitha. Uogólnieniem wzoru (7) jest więc

$$P_c = \sigma_{z,c} = \frac{Z}{Y} \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi c_c}} \quad (8)$$

Wytrzymałość rzeczywistych materiałów ceramicznych jest ogólnie wyższa niż oczekiwana na podstawie równania (8). Wynika stąd, że materiały te nie zachowują się jak idealnie sprężyste ciało stałe, którego zachowanie stanowiło teorię Griffitha. Na fakt ten składa się szereg przyczyn. Jedną z nich może być lokalne odkształcenie plastyczne materiału w pobliżu wierzchołka pęknięcia, inną rozgałęzianie pęknięć, związane głównie z obecnością mniej wytrzymałych granic międzyziarnowych i międzyfazowych. Do ważnych czynników decydujących o wytrzymałości i ciągliwości materiałów należy stan ich powierzchni. W najdoskonalszej postaci występuje on w przypadku szkielec dobrej jakości, które nie zawierają grubych defektów w objętości. Wymienione wyżej zjawiska wykorzystywane są celowo dla zwiększenia odporności materiałów ceramicznych na kruche pęknięcie i podnoszenia ich wytrzymałości.

Należy zatem stwierdzić, że w świetle dotychczasowej dyskusji energię powierzchniową  $\gamma$  w równ. (7) należy zastąpić efektywną energią powierzchniową albo, lepiej, energią pęknięcia  $\gamma_{ef}$ .

$$\gamma_{ef} = \gamma + \gamma_{pl} + \gamma_r + \gamma_m + \gamma_{pf} + \gamma_i + \dots + \gamma_k \quad (9)$$

gdzie:

$\gamma$  - energia powierzchniowa właściwa,

$\gamma_{pl}$  - energia rozpraszana na lokalne odkształcenie plastyczne,

$\gamma_r$  - energia rozpraszana wskutek rozgałęziania się pęknięć lub wskutek tworzenia sieci mikropęknięć,

$\gamma_{pp}$  - energia pochłaniania wskutek zachodzących przemian fazowych (przemian polimorficznych),

$\gamma_m, \gamma_i, \dots, \gamma_k$  - inne przyczyny zwiększające  $\gamma_{ef}$ .

W przypadku np. kompozytów zbrojonych włóknami, te „inne przyczyny” to energia potrzebna do wyciągnięcia z osnowy włókien utrzymujących spoiwo kompozytu.

W tym sensie posługiwać się będziemy dalej wielkością  $\gamma$  występującą w równ. (7). Wychodząc z równ. (7), w którym  $\gamma = \gamma_{ef}$  można wyprowadzić stałą materiałową, charakteryzującą odporność materiału na katastroficzne rozprzestrzenianie się nietrwałego pęknięcia. Mianowicie, mnożąc obydwie strony równ. (17) przez  $\sqrt{\pi c_c}$ , otrzymujemy dla płaskiego stanu naprężeń:

$$\sigma_{z,c} \sqrt{\pi c_c} = \frac{Z}{Y} \sqrt{2E\gamma_{ef}} = const \quad (8)$$

Tak więc przy zapoczątkowaniu rozprzestrzeniania się nietrwałego pęknięcia zdolnego do przejścia wskroś materiału, iloczyn  $\sigma_{z,c}$  i  $\sqrt{\pi c_c}$  jest stałą, zależną tylko od stałych materiałowych  $E$  i  $\gamma_{ef}$  oraz  $Z$  i  $Y$ .

Obok efektywnej energii pęknięcia, kryterium odporności materiału na kruche pęknięcie można również wyprowadzić na podstawie ujęcia makroskopowego Irwina i Williamsa, które określa związki pomiędzy dopuszczalnym obciążeniem a długością krytyczną szczeliny. W tym celu Irwin zmodyfikował ujęcie Griffitha (bilans energetyczny) wprowadzając pojęcie siły powodującej rozprzestrzenianie się pęknięcia o jednostkową długość, a ponadto sformułował nowe kryterium zapoczątkowania niekontrolowanego rozprzestrzeniania się pęknięcia. Zachodzi ono wówczas, gdy materiał osiąga u wierzchołka pęknięcia krytyczną wartość intensywności naprężeń. Parametr  $K_I$  (dla sposobu pęknięcia I) jest nazywany współczynnikiem intensywności naprężeń. Z kolei współczynnik  $K_{Ic}$  określony jest **odpornością na kruche pęknięcie**. Istota pojęcia odporności na kruche pęknięcie polega na tym, że współczynnik intensywności naprężeń  $K_I$ , określający zmianę rozkładu naprężeń w materiale sprężystym w obecności pęknięcia, osiąga swą wartość krytyczną  $K_{Ic}$  w momencie zapoczątkowania katastrofalnego rozprzestrzeniania się pęknięcia obecnego w materiale. Współczynnika  $K_{Ic}$  nie należy mylić ze współczynnikiem koncentracji naprężeń. Jest on, podobnie jak  $\gamma_{ef}$ , stałą materiałową. Irwin znalazł następujące zależności dla obydwu stałych:

$$K_c^2 = E\gamma_{ef} \quad \text{dla PSN} \quad (9)$$

$$K_c^2 = \frac{E\gamma_{ef}}{1-\nu^2} \quad \text{dla PSO}$$

Dla przypadku PSN (płaskiego stanu naprężeń) rozpatrywanego przez Griffitha można napisać, że:

$$K_c = \sigma_{z,c} \sqrt{\pi c_c} = \sqrt{E\gamma_{ef}} \quad (10)$$

Wartości  $K_{Ic}$  oraz  $\gamma_{ef}$  dla niektórych materiałów podane są w Tabeli 2.

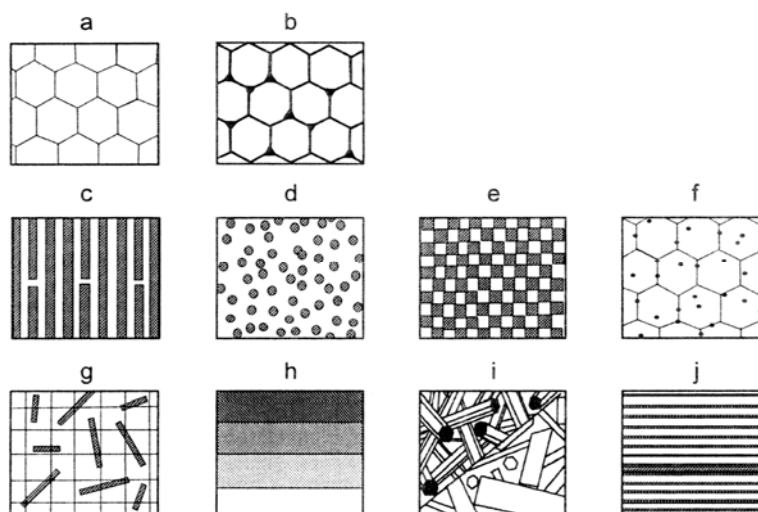
Tabela 2.

Rodzaj materiału	Twardość HV [GPa]	granica plastyczności $R_e$ [GPa]	Moduł Younga [GPa]	Odporność na kruche pękanie [ $MPa m^{0,5}$ ]
$\alpha$ - $Al_2O_3$	14-18	5	360-390	3,4-5,6
$Al_2O_3$ +20% $ZrO_2$ (kompozyt ziarnisty)				6,5-8
CZP (regularny) $ZrO_2$	10-12	3	160-220	3,8-5
TZP (tetragonalny) $ZrO_2$ (12% mol $CeO_2$ )				10-15
szkło Na-Ca	5,8	1,9	70	0,6
$\beta$ -SiC	18-25	7	340-450	3-4,5
SiC(w)- $Al_2O_3$ (o) (kompozyty zbrojone włóknami)				21
$\alpha$ - $Si_3N_4$				5,5
diament	81	27	1000	5,3
WC-Co <sup>*)</sup>	12-20	5	540-610	7-28
$Ti_3SiC_2$ (nanolaminat)				7-8
Cu	0,1-0,8	0,06	124	100
Al	0,1-0,4	0,04	69	350
stal konstrukcyjna <sup>**)</sup>	1,6-5,0	0,3-2,0	190-210	150
PMMA (pleksiglas)	0,16	0,06-0,11	3,4	0,9-1,4

<sup>\*)</sup> wartości stałych są uzależnione od ilości wprowadzonego dodatku Co,

<sup>\*\*)</sup> wartości zależą od składu i rodzaju wprowadzonych do stali dodatków,

Efektywna energia powierzchniowa jest w istocie efektywną energią pękania. Wystąpieniu zjawisk, które składają się na efektywną energię pękania sprzyja odpowiednio ukształtowana mikrostruktura, której ważniejsze rodzaje zobrazowano na Rys. IX.



Rys. IX. Schematy mikrostruktur niektórych materiałów ceramicznych: a), b) polikryształy; c) kompozyty zbrojone włóknami; d) kompozyty ziarniste (zawierające ziarna drugiej fazy); e) materiały o wzajemnie przenikających się fazach (struktura dupleksowa); f) materiały zawierające nanometryczne ziarna drugiej fazy; g) materiały wzmacniane przez włókna drugiej fazy; h) laminaty; i) materiały o wydłużonych ziarnach; j) nanolaminaty

## Twardość

Twardość można określić jako miarę odporności materiału na odkształcenia trwałe (plastyczne) powstające w wyniku wciskania wgłębniaka. Materiały ceramiczne, takie jak korund ( $Al_2O_3$ ), karborund (SiC) i diament (C), należą do najtwardszych ciał stałych, można nimi ciąć prawie wszystkie inne materiały, a ich proszki są stosowane jako materiały ściernie i polerskie. Porównanie twardości tych materiałów ceramicznych i niektórych metali (Tabela 2) wyraźnie wskazuje na przewagę tych pierwszych. Jest to związane z naturą wiązań chemicznych i jej wpływem na przemieszczenie



dyslokacji w metalach i ceramice. Podczas odkształcenia plastycznego w próbie twardości istniejące w materiale dyslokacje ulegają poślizgowi, a więc w takiej próbie w zasadzie mierzy się opór, jaki pokonują przemieszczające się w badanym materiale dyslokacje. W przypadku metali opór ten jest stosunkowo mały, gdyż przemieszczająca się dyslokacja przesuwa atomy powiązane stosunkowo słabym wiązaniem metalicznym. Energia tego wiązania pochodzi z oddziaływania elektrostatycznego pomiędzy dodatnio naładowanymi rdzeniami atomowymi i ujemnie naładowanym „gazem elektronowym”, wiązania te nie są zlokalizowane. Inaczej jest w materiałach ceramicznych. Dzięki wiązaniom kowalencyjnym (diament, karborund) czy kowalencyjno-jonowym (korund) ich sieć krystaliczna stawia bardzo silny opór przemieszczającym się dyslokacjom. W przypadku zlokalizowanych wiązań kowalencyjnych konieczne jest ich zerwanie i odtworzenie. W przypadku wiązań jonowych poślizg dyslokacji jest łatwiejszy, ale może odbywać się przede wszystkim w takich kierunkach krystalograficznych, w których następuje przyciąganie kationów i anionów. Zmniejsza to ilość systemów poślizgu potrzebnych do przemieszczania się dyslokacji w polikryształach jonowych i jest przyczyną ich stosunkowo wysokiej twardości. Potwierdzeniem słuszności tego rozumowania jest porównanie wartości granicy plastyczności ( $R_e$ ) dla metali i hipotetycznej granicy plastyczności dla ceramiki (Tabela 2).

Jak widać, tak oszacowana wartość  $R_e$  dla materiałów ceramicznych jest nawet o rząd wyższa niż dla metali, co obrazuje opór sieci polikryształów ceramicznych wobec przemieszczających się dyslokacji stanowiących o odkształceniu plastycznym i decyduje o twardości tych materiałów. Należy podkreślić, że podobnie jak twardość, tak i moduł Younga  $E$  metali i materiałów ceramicznych zależy wyraźnie od siły wiązań (Tabela 2) Te zależności są bardziej złożone w przypadku polimerów (tworzyw sztucznych), przy czym ograniczono się tu do przypadku wybranych polimerowych materiałów konstrukcyjnych, kruchych w temperaturze pokojowej, takich jak utwardzone żywice epoksydowe czy poliestrowe oraz polimetakrylan metylu, czyli pleksiglas, w skrócie PMMA. Mogłoby się здаwać, że o ich module i twardości decydują silne kowalencyjne wiązania pomiędzy atomami węgla, które tworzą główny łańcuch polimeru. Oznacza to, że taki polimer powinien mieć właściwości mechaniczne zbliżone do diamentu. Ale obok silnych wiązań w łańcuchach występują słabe, drugorzędowe wiązania pomiędzy łańcuchami, których obecność decyduje o stosunkowo wysokich odkształceniach pod działaniem naprężeń, a więc o niskiej twardości i module Younga.

Jak stwierdzono wyżej, oszacowane wartości granicy plastyczności materiałów ceramicznych są znacznie wyższe w porównaniu z określonymi dla metali. Jednakże w przeciwieństwie do metali, w trakcie rozciągania próbek ceramicznych w temperaturze otoczenia ceramika pęka, zanim osiągnie granicę plastyczności. Dlatego oszacowane wartości  $R_e$  dla polikryształów ceramicznych (Tabela 2) mają jedynie znaczenie porównawcze. Dzieje się tak z uwagi na jej niską odporność na kruche pękanie ( $K_{Ic}$ ).

Z tych samych względów ceramika łatwo pęka podczas badania twardości, a więc w kontakcie z ostrym wgłębniakiem. Można określić progową siłę  $P^*$  nacisku wgłębniaka, po przekroczeniu, której następuje pękanie. Jest ona miarą łupliwości materiałów. Wartości  $P^*$  są użyteczne w procesie projektowania materiałów ceramicznych. Jeśli podczas użytkowania wyrobu działające siły są niższe od  $P^*$  wówczas nie spowodują one spękań, lecz odkształcenia, które można obniżyć przez podwyższenie twardości materiału. W sytuacji odwrotnej nastąpi propagacja spękań, której można zapobiec przez podwyższenie odporności na kruche pękanie, na przykład przez wprowadzenie do materiału cząstek hamujących spękania (kompozyty).

#### LITERATURA UZUPEŁNIAJĄCA:

1. R. Pampuch, *Siedem wykładów o ceramice*, Wyd. AGH, Kraków 2001
2. R. Pampuch, *Materiały Ceramiczne. Zarys nauki o materiałach nieorganiczno-niemetalicznych*, Wyd. PWN, Warszawa, 1988
3. Skrypt AGH SU 1566, *Laboratorium z Nauki o Materiałach*, pod redakcją J. Lisa, Wyd. AGH, Kraków 2000
4. M. Ashby, D. Jones, *Materiały inżynierskie*, Wyd. Nauk.-Tech., Warszawa, 1996

Opracowali:  
Dr inż. A. Gubernat  
Dr G. Grabowski