

WSPÓŁCZESNE POGLĄDY NA MECHANIZM ZNISZCZENIA

JERZY KRZEMIŃSKI (WARSZAWA)

1. WSTĘP

Prace badawcze, odnoszące się do teorii zniszczenia ciała stałego, można podzielić na dwie zasadnicze grupy.

Pierwsza, historycznie wcześniejsza, dotyczy inżynierskich teorii wytrzymałości materiałów założonych w postaci kontinuum i opartych na klasycznej teorii sprężystości. Do tej grupy należą hipotezy największego wydłużenia, największego naprężenia stycznego Mohra oraz energii sprężystej Hubera, jak również teoria Griffitha i inne.

Druga grupa prac obejmuje teorie fizyczne rozważające ciała krystaliczne. Modelem materiału jest tu struktura dyskretna, przyjmowana najczęściej w postaci regularnej sieci sześcienniej. Pierwsze prace opierały się na prawach rządzących oddziaływaniami między atomami w kryształach doskonałych. Rezultaty tych badań dawały jednak poważne rozbieżności między wytrzymałością teoretyczną i doświadczalną. Dalsze prace uwzględniały już błędy struktury rzeczywistej, wprowadzając defekty sieci krystalicznej w postaci wakansji, atomów międzywęzłowych, dyslokacji, zanieczyszczeń sieci obcymi atomami, spękań warstw powierzchniowych itp. Wreszcie najnowsze prace zajmują się ciałami polikrystalicznymi, rozważając również wpływ granic ziaren.

Ponieważ wiadomo, że wiele ważnych technicznie materiałów ma strukturę krystaliczną, stało się jasne, że głównie teorie fizyczne, zakładające najbardziej zbliżony do rzeczywistych ciał model dyskretny wraz z jego defektami, mogą rozwiązać problemy dotyczące zniszczenia materiału, chociaż teorie kontynualne w wielu przypadkach okazują się wyjątkowo trafne (jak np. teoria Griffitha).

2. KLASYFIKACJA TYPÓW ZNISZCZENIA

Gdy materiał pęka na dwie lub więcej części przy występowaniu naprężenia, mówi się, że uległ zniszczeniu. Charakter tego procesu nie jest do dziś dobrze zbadany. Podstawowe znaczenie dla wyjaśnienia przebiegu zniszczenia ma pytanie, jak może powstać zarysowanie o wymiarach rzędu atomowego i jak może się ono powiększać do wymiarów rzędu mikroskopowego. Pojawiają się tu od razu trudności polegające na tym, że zniszczenie może przebiegać w różnych formach. Przypadkami granicznymi są tu zniszczenie kruche (w krótkim czasie i bez wyraźnych zmian

trwałych) oraz zniszczenie plastyczne przy dużych odkształceniach trwałych. Między nimi występują różne formy mieszane. Stąd też wynika konieczność podziału rozważanego zjawiska na różne klasy zniszczenia.

Klasyfikacja typów zniszczenia polega na odpowiednim podziale różnych mechanizmów procesu. Sprawa nie jest błaha, bo nierozpoznanie tych różnic spowodowało wiele zupełnie przeciwstawnych prac. Z punktu widzenia mikrostruktury mamy trzy różne typy zniszczenia. Pierwsze dwa, zniszczenie rozdzielcze (rozszczerzenie) i zniszczenie poślizgowe (ścięcie), wyróżniają się tym, że proces zniszczenia przebiega przez wnętrze ziaren polikryształu (tzw. zniszczenie transkrystaliczne). Trzeci, zniszczenie na granicach ziaren, przebiega, jak sama nazwa wskazuje, wzdłuż granic ziaren (tzw. zniszczenie interkrystaliczne). Dwie klasy zniszczenia transkrystalicznego mogą być rozróżnione strukturalnie przez charakterystyczne płaszczyzny sieci, występujące w tych klasach. Jeżeli rozważymy jednostkową komórkę przestrzennie scentrowanego kryształu np. żelaza, to zniszczenie rozdzielcze wystąpi na tzw. płaszczyźnie rozdzielczej [100] o najmniejszym upakowaniu atomów, a zniszczenie poślizgowe wzdłuż tzw. płaszczyzny poślizgu [110] o najgęstszym ułożeniu atomów. Nie oznacza to jednakże, że w złomie poślizgowym kryterium zniszczenia jest wyłącznie funkcją naprężenia ścinającego, a w rozdzielczym funkcją tylko krytycznego naprężenia rozciągającego. Istnieją metody metalograficzne wykrywające, który z powyższych dwóch typów zniszczenia transkrystalicznego ma miejsce. Występują również często złomy mieszane na powierzchni zniszczenia.

Na ogół klasyfikacja typów zniszczenia opiera się jednak na fenomenologicznym punkcie widzenia i rozróżnia: 1) zniszczenie kruche, 2) zniszczenie plastyczne, 3) zniszczenie zmęczeniowe oraz inne (np. przez pełzanie). Ten podział nie jest konsystentny z klasyfikacją z punktu widzenia mikrobudowy. Ponadto nazwy «plastyczne» i «kruche» są używane bardzo różnorodnie. Np. zniszczenie kruche może być typu plastycznego rozdzielczego (wskutek niewielkiego plastycznego płynięcia na powierzchni zniszczenia) lub kruchego poślizgowego, co ma miejsce ze stalą w niskiej temperaturze.

Klasyfikacja zjawiska zniszczenia w terminach krystalograficznych odnosi się do zrozumienia samego mechanizmu. Jednakże klasyfikacja fenomenologiczna jest również wygodna, ponieważ odnosi się do pojęć makroskopowych bardziej dostępnych doświadczalnie i umożliwia łączność między podejściem atomistycznym i kontynualnym. Stąd też dalej procesy zniszczenia będą analizowane pod kątem widzenia klasyfikacji klasycznej.

3. ENERGIA I NAPIĘCIE POWIERZCHNIOWE

Atom położony wewnątrz ciała znajduje się w równowadze, ponieważ wypadkowa działających na niego sił jest równa zeru. Przy wyjściu atomu na powierzchnię zewnętrzną ciała wypadkowa ta staje się różna od zera i jest skierowana do wnętrza ciała, ponieważ wzdłuż zewnętrznej normalnej do powierzchni ograniczającej brak jest już następnego atomu. Przeprowadzenie atomu z wnętrza ciała na jego powierzchnię wymaga zatem wykonania odpowiedniej pracy, która gromadzi się jako

tw. energia powierzchniowa. Jest ona proporcjonalna do pola powierzchni ciała, a jej nazwa pochodzi stąd, że atomy przeprowadzone na zewnątrz powiększają powierzchnię zewnętrzną ciała. Stanowi ona różnicę energii potencjalnej atomów powierzchniowych i energii potencjalnej atomów wewnętrznych, przy czym przy wychodzeniu atomów na powierzchnię ich energia rośnie, a przy zagłębianiu się ich w ciele — maleje.

Pracę, którą trzeba wykonać na izotermiczne utworzenie 1 cm^2 pola nowej powierzchni, nazywamy jednostkową energią powierzchniową α . Określenie to jest równoznaczne z definicją tzw. napięcia powierzchniowego p , stanowiącego siłę styczną do powierzchni ciała, działającą normalnie do elementu długości dowolnego konturu rozpiętego na powierzchni ciała, na jednostkę długości tego konturu. Napięcie powierzchniowe jest równe liczbowo stosunkowi zmiany powierzchniowej energii ciała do zmiany pola jego powierzchni, a więc jednostkowej energii powierzchniowej.

Z powyższego wynika, że obie te wielkości mogą być określone jedną wspólną definicją, jako pochodna energii swobodnej F względem pola powierzchni ciała A :

$$(3.1) \quad p = \alpha \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial F}{\partial A}.$$

Stąd też energię powierzchniową nazywa się często energią swobodną powierzchni.

Pojawienie się nowej powierzchni ciała zachodzi nie tylko przy zmianie jego kształtu, ale i przy rozrywie rozciąganego ciała, tzn. oddzieleniu dwóch części ciała przy pokonaniu wewnętrznych sił atomowych. Dlatego też energia powierzchniowa odgrywa ważną rolę w teorii zniszczenia materiałów.

Energia powierzchniowa maleje ze wzrostem temperatury i dąży do zera, gdy temperatura zbliża się do temperatury krytycznej.

Powierzchnia ciała stałego stanowi granicę między tym ciałem i jakkolwiek drugą substancją. Zatem atomy warstwy powierzchniowej znajdują się pod działaniem nie tylko atomów danego ciała ale i sąsiedniego materiału. Dlatego mówiąc o energii powierzchniowej należy podać obie substancje graniczące na tej powierzchni. Jednakże jeśli sąsiednia substancja jest gazem, to wpływa ona mało na energię powierzchniową, gdyż średnie odległości między cząsteczkami gazu są znacznie większe niż w ciele stałym, a więc ich oddziaływania na atomy powierzchni granicznej są bardzo nieznaczne. Stąd też przyjmuje się na ogół, że jednostkową energię powierzchniową danego ciała wyznacza się dla przypadku jego graniczenia ze swoją parą nasyconą lub z powietrzem atmosferycznym nasyconym parami danej substancji.

4. ZNISZCZENIE KRUCHE. TEORIA GRIFFITHA

Zniszczenie kruche dzieli się na dwie podgrupy: zniszczenie doskonale kruchego materiału (najbliższe do tego modelu jest szkło) oraz zniszczenie kruche w niskiej temperaturze takich materiałów, jak np. stal, które są normalnie plastyczne w temperaturze pokojowej.

Zniszczenie kruche przebiega przy minimalnej dysypacji energii wskutek braku odkształceń plastycznych i odznacza się szybkością, która jest bliska szybkości dźwięku w danym materiale. Stąd też jest to najniebezpieczniejszy rodzaj zniszczenia dla konstrukcji inżynierskich.

Podstawową teorią jest tu teoria Griffitha. Zakłada ona, że rozbieżność między teoretyczną i eksperymentalną wytrzymałością wynika z obecności szczelin w materiale. Jest to teoria operująca makropojęciami, która dobrze weryfikuje się doświadczalnie. Jej uściśloną wersję podajemy za YOKOBORIM [1].

Rozważmy próbkę materiału poddaną równomiernemu jednoosiowemu rozciąganiu i zawierającą poprzeczną szczelinę o długości l . Jeśli W jest energią swobodną związaną ze szczeliną, U energią sprężystą próbki związaną ze szczeliną, a więc całkowitą energią sprężystą ciała zmniejszoną o ubytek energii wskutek istnienia szczeliny, V potencjałem siły zewnętrznej (czyli pracą wykonaną przez siły zewnętrzne na próbce bez szczeliny), to warunek na minimum całkowitej energii ze względu na zmianę długości szczeliny ma postać

$$(4.1) \quad \frac{\partial(W+U+V)}{\partial l} = 0.$$

Wzrostowi długości szczeliny dl towarzyszą przyrosty energii dW , dU i dV tak, że

$$(4.2) \quad dW + dU + dV = 0.$$

Równanie to określa krytyczną długość szczeliny, powyżej której pęknięcie może już wydłużać się spontanicznie.

Oznaczmy odwrotność sztywności próbki (tzw. podatność) przez $K(l)$. Jest ona oczywiście funkcją długości szczeliny, gdyż ze wzrostem jej długości maleje sztywność próbki. Związek między przyłożoną siłą rozciągającą P i przemieszczeniem sprężystym u ma postać

$$(4.3) \quad u = KP$$

i energię sprężystą wyznacza się w prosty sposób:

$$(4.4) \quad U = \int_0^{KP} P du = \frac{1}{2} K(l) P^2.$$

Przyrost energii sprężystej przy zmiennej długości szczeliny l i zmiennej sile P ma więc postać

$$(4.5) \quad dU = \frac{1}{2} P^2 dK + KP dP.$$

Przed podstawieniem wyrażenia (4.5) do równania (4.2) należy sformułować warunki brzegowe próbki, narzucone przez metodę badania. Szczelina może bowiem zmieniać swą konfigurację przy warunku stałości u albo P . Załóżmy najpierw, że odległość pomiędzy zamocowaniami próbki pozostaje stała tak, że

$$(4.6) \quad u = KP = \text{const}$$

lub

$$(4.7) \quad du = KdP + PdK = 0.$$

Z (4.5) wynika

$$(4.8) \quad [dU]_u = -\frac{1}{2} P^2 dK.$$

Ponadto w tym przypadku

$$(4.9) \quad dV = 0,$$

ponieważ obciążenie zewnętrzne nie wykonuje pracy przy braku zmian przemieszczenia. Zgodnie z równaniem (4.2) zmniejszenie energii sprężystej U jest skompensowane wzrostem energii swobodnej W rosnącej szczeliny. Wzrost szczeliny odbywa się kosztem potencjału energii sprężystej.

Z kolei założmy, że modyfikacja szczeliny może zachodzić przy stałym obciążeniu. Mamy zatem

$$(4.10) \quad dP = 0$$

i z równania (4.5) otrzymujemy przyrost energii sprężystej

$$(4.11) \quad [dU]_p = \frac{1}{2} P^2 dK.$$

Z drugiej strony siła zewnętrzna może przemieszczać swój punkt przyłożenia (np. dolną płaszczyznę próbki), wywołując przemieszczenie u próbki i wykonując pracę, która na podstawie (4.7) i (4.10) wynosi

$$(4.12) \quad dV = -Pdu = -P^2 dK.$$

Wartość bezwzględna tej pracy jest dwukrotnie większa niż zmiana energii sprężystej $[dU]_p$. Stąd jeśli szczelina propaguje się przy stałym obciążeniu, połowa pracy wykonanej przez to obciążenie jest zmagazynowana w próbce jako energia sprężysta, a druga połowa jest wydatkowana na powiększenie energii swobodnej szczeliny. Stan taki trwa aż do chwili, kiedy równanie (4.2) zostaje spełnione i szczelina osiąga długość krytyczną. Powyżej tej długości energia ogólna $W+U+V$ zaczyna spadać wraz z wydłużaniem pęknięcia i szczelina powiększa się spontanicznie. Nadmiar pracy przyłożonego obciążenia powoduje powstanie quasi-statycznego zaburzenia równowagi i pojawia się jako energia kinetyczna w związku z przyspieszoną propagacją szczeliny.

Należy podkreślić, że bez względu na to, czy pęknięcie propaguje się przy stałym przemieszczeniu, czy też przy stałej sile, energia potrzebna do propagacji jest taka sama. Wynika to z porównania sum równań (4.8) i (4.9) oraz (4.11) i (4.12).

Jeśli próbka jest płytką o grubości h , małej w porównaniu z długością l szczeliny, mamy do czynienia z płaskim stanem naprężenia. Odpowiedni ubytek energii uwolnionej w rozważanym procesie wynika ze znanego rozwiązania tarczy z otworem eliptycznym poddanej jednoosiowemu rozciąganiu i wynosi

$$(4.13) \quad \Delta U = U + V = -\frac{\pi l^2 \sigma^2 h}{4E},$$

gdzie E oznacza moduł Younga, σ naprężenie zewnętrzne.

Energia swobodna szczeliny

$$(4.14) \quad W = 2\alpha lh,$$

gdzie α jest energią powierzchniową.

Odpowiednie przyrosty energii wynoszą

$$(4.15) \quad dW = \frac{\partial(2\alpha lh)}{\partial l} dl = 2\alpha h dl$$

oraz

$$(4.16) \quad dU + dV = \frac{\partial}{\partial l} \left[-\frac{\pi l^2 \sigma^2 h}{4E} \right] dl = -\frac{\pi l \sigma^2 h}{2E} dl.$$

Korzystając z równań (4.2), (4.15) i (4.16) otrzymujemy ostatecznie tzw. równanie Griffitha

$$(4.17) \quad \sigma_{kr} = 2 \sqrt{\frac{\alpha E}{\pi l}}.$$

Jest to naprężenie niszczące, odpowiadające krytycznej długości szczeliny, i stanowi kryterium naprężeniowe dla propagacji szczelin w materiałach kruchych. Jednocześnie jest to warunek konieczny dla zniszczenia kruchego. Dowodzi się, że jest to także warunek wystarczający.

Dla płaskiego stanu odkształcenia, tzn. dla próbki grubej w stosunku do długości szczeliny,

$$(4.18) \quad \sigma_{kr} = 2 \sqrt{\frac{\alpha E}{(1-\nu^2)\pi l}}.$$

Na marginesie tych rozważań można wysnuć ciekawy wniosek. Całkowita energia dodatkowa rozważanego procesu wyraża się formułą

$$(4.19) \quad \mathcal{E} = W + U + V = W + \Delta U = 2\alpha lh - \frac{\pi l^2 \sigma^2 h}{4E}.$$

Krzywa zależności tej energii od długości szczeliny przypomina zależność potencjału termodynamicznego układu, składającego się z pary przesyconej i zarodka cieczy w postaci kropli — od rozmiarów tej kropli. Dopóki długość pęknięcia jest mniejsza od krytycznej wartości l_{kr} , która odpowiada maximum \mathcal{E} , równowaga próbki znajdującej się pod działaniem naprężenia rozciągającego jest stała, tj. pęknięcie nie dąży do wydłużania się. Dla $l \geq l_{kr}$ energia zaczyna spadać z wydłużeniem szczeliny, a więc wydłuża się ona samoistnie. Wynika stąd, że dla danego naprężenia σ rozzerwanie próbki musi się zacząć przy długości szczeliny równej l_{kr} . Długość ta wyznaczona na innej drodze, została nazwana długością szczeliny Griffitha i wynosi około 10^{-3} cm.

Jakościowe podobieństwo teorii Griffitha do procesów tworzenia się zarodka nowej fazy, zachodzących przy przejściach fazowych, było przyczynkiem do powsta-

nia pewnych nowych hipotez próbujących wyjaśnić istotę tworzenia się mikropeęknięć, mogących prowadzić do uformowania się właściwej szczeliny Griffitha, których istnienie w jego teorii zakłada się *a priori*.

Udowodnimy teraz, że kryterium Griffitha (4.17) jest wystarczającym warunkiem dla zniszczenia kruchego. Wykażemy mianowicie, że jeśli naprężenie zewnętrzne osiąga krytyczną wartość Griffitha, naprężenie wewnętrzne, skoncentrowane na szczycie szczeliny, osiąga wartość atomowych sił kohezji, czyli wytrzymałości idealnej.

W celu rozsunęcia dwóch atomów znajdujących się w równowadze (w odległości a od siebie, równej stałej sieci) o dodatkowy dystans x konieczne jest działanie odpowiedniego naprężenia rozciągającego. Zastępując krzywą, wzajemnego oddziaływania przez krzywą odpowiadającego naprężenia, rozumianego jak w teorii kontynuualnej, możemy to naprężenie przedstawić w przybliżony sposób w postaci pierwszego wyrazu sinusowego szeregu Fouriera:

$$(4.20) \quad \sigma = \sigma_{\max} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right),$$

gdzie σ_{\max} jest idealną wytrzymałością, a $\lambda/2$ jest połową okresu aproksymującej fali sinusa.

Naprężeniu (4.20) i przemieszczeniu x towarzyszy praca W na jednostkę pola, która przy zniszczeniu stanowi pole pod krzywą wzajemnego naprężenia w granicach $x=0$ i $x=\lambda/2$:

$$(4.21) \quad W = \int_0^{\lambda/2} \sigma_{\max} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = \sigma_{\max} \frac{\lambda}{\pi}.$$

Z drugiej strony energia na jednostkę pola, zużyta na utworzenie nowej powierzchni, stanowi energię powierzchniową α . Jeśli praca zniszczenia zostaje całkowicie zużyta na wytworzenie nowych powierzchni (brak dysypacji energii, ponieważ zniszczenie jest kruche i nie ma odkształceń plastycznych), to mamy równość

$$(4.22) \quad \sigma_{\max} \frac{\lambda}{\pi} = 2\alpha.$$

Dla małych przemieszczeń x , w pobliżu punktu $x=0$, równanie (4.20) jest dobrze zastąpione przez przybliżenie

$$(4.23) \quad \sigma = \sigma_{\max} \frac{2\pi x}{\lambda}$$

oraz prawo Hooke'a może być uważane za obowiązujące, tzn.

$$(4.24) \quad \sigma = E \frac{x}{a}.$$

Z (4.24), (4.23) i (4.22) otrzymujemy ostatecznie wielkość wytrzymałości idealnej:

$$(4.25) \quad \sigma_{\max} = \sqrt{\frac{\alpha E}{a}}.$$

Powyższe wyprowadzenie opiera się na znanych własnościach kryształów metalicznych. Jednakże stosuje się ono również do materiałów idealnie kruchych (nawet szkła) ponieważ krzywe oddziaływania dla materiałów kruchych są analogiczne. Stąd też wytrzymałość idealna materiałów kruchych oraz kryształów metali dana jest wspólnie wzorem (4.25).

Z kolei rozważymy koncentrację naprężeń na szczycie szczeliny. Zgodnie z teorią korbów Neubera współczynnik koncentracji naprężeń na czubku szczeliny jest dany wzorem

$$(4.26) \quad q = \frac{\sigma_{\text{rysy}}}{\sigma} = 2 \sqrt{\frac{l}{r}},$$

gdzie l oznacza długość szczeliny, r promień szczytu szczeliny. Dla $r_{\text{min}} = a$ (a jest stałą sieci) mamy zatem

$$(4.27) \quad \frac{\sigma_{\text{max}}}{\sigma} = 2 \sqrt{\frac{l}{a}}.$$

Wstawiając wytrzymałość idealną, określoną wzorem (4.25), otrzymujemy wzór na zewnętrzne rozrywające (niszczące) naprężenie rozciągające:

$$(4.28) \quad \sigma_{\text{kr}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha E}{l}}.$$

Ponieważ wzór powyższy został wyprowadzony na podstawie fizycznych rozważań nad mikrostrukturą, stanowi on warunek dostateczny dla zniszczenia kruchego. Tak więc, gdy naprężenie zewnętrzne osiągnie wartość naprężenia niszczącego, szczelina jest «zmuszona» do propagacji. Wyrażenie (4.28) jest formalnie takie samo jak równanie Griffitha (4.17), różniąc się od niego tylko stałym współczynnikiem 2,26. Stąd też kryterium Griffitha można uznać jako warunek konieczny i dostateczny dla kruchego zniszczenia materiału. Zostało ono zresztą potwierdzone wynikami badań eksperymentalnych.

Zakres stosowalności kryterium Griffitha nie ogranicza się tylko do procesu doskonale kruchego zniszczenia. Okazuje się mianowicie, że stosowna modyfikacja kryterium prowadzi do warunku zniszczenia kruchego takich materiałów jak niskowęglowe stale, które są zwykle plastyczne. Modyfikacja dotyczy występowania znacznych odkształceń plastycznych na powierzchniach zniszczonych w sposób kruchy pod warunkiem, że deformacja plastyczna jest ograniczona do cienkich warstw powierzchniowych. OROWAN wykazał, że jeśli energia swobodna konieczna do powiększania szczeliny pochodzi głównie z pracy plastycznej L_p , wykonanej na powierzchniach uplastycznienia, to warunek na naprężenie krytyczne dla propagacji szczeliny ma postać

$$(4.29) \quad \sigma_{\text{kr}} = \sqrt{\frac{L_p E}{l}}.$$

Właściwie w powyższym wzorze powinno być użyte $\alpha + L_p$, ale dla niskowęglowych stali stwierdzono, że $L_p \gg \alpha$ i energia powierzchniowa może tu być zaniedbana.

Badania eksperymentalne wykazały, że dla warunków stosowalności hipotezy Orowana grubość warstwy uplastycznienia w temperaturze pokojowej wynosi 0,2–0,4 mm. Równanie (4.29), znane jako równanie Griffitha-Orowana, stanowi warunek dla kruchego zniszczenia stali. Jest to zmodyfikowana wersja kryterium Griffitha i opiera się na rozważaniach energetycznych. Ten sam rezultat został jednakże uzyskany przez IRWINA na podstawie analizy pola naprężenia na czubku szczeliny.

5. DYSLOKACYJNE MODELE MECHANIZMU ZNISZCZENIA

Oszacowanie naprężenia potrzebnego do zniszczenia może być również dokonane przez rozważenie struktury krystalicznej zawierającej defekty. Skonstruowano szereg modeli mechanizmu zniszczenia, które operują głównie procesem akumulacji dyslokacji na przeszkodach (np. na granicach ziaren). Kilka prac dotyczy również modelu, w którym rozważono powstawanie zgrupowań wakansji. Zajmiemy się pokrótce modelami dyslokacyjnymi. Wiadomo, że dopiero szczeliny o długości Griffitha ($\approx 1 \mu$) mogą rosnąć i wywoływać zniszczenie. Jednakże pęknięcia tej wielkości nie mogą występować w starannie wykonanych kryształach, musiałyby bowiem być widoczne pod mikroskopem. Pomija się tu oczywiście możliwość powstawania szczelin przy obróbce specjalnej, jak np. oziębienie, hartowanie itp. Pod mikroskopem elektronowym można dziś obserwować szczeliny o długości 0,1 μ . Oczywiście nie jest wykluczona możliwość istnienia w kryształach szczelin submikroskopowych. Jednakże okoliczność ta, jako mało prawdopodobna, jest na ogół pomijana. Wszystkie teorie dyslokacyjne odrzucają możliwość wcześniejszej egzystencji szczelin i rozważają różne mechanizmy ich powstawania.

Model Zenera-Stroha. KOEHLER, MOTT i KOCHENDÖRFER zauważyli, że skupienie dyslokacji może wywołać lokalną koncentrację naprężeń o wielkości koniecznej do zniszczenia. Z kolei ZENER wykazał, że gdy liczba dyslokacji ustawionych na wspólnej płaszczyźnie poślizgu i skupionych na przeszkodzie zwiększa się, dyslokacje na czole skupiska mogą zbliżyć się tak bardzo, że stapiają się razem — tworząc tym samym zarodek mikroszczeliny. Dalszy wzrost szczeliny polega na absorpcji następnych dyslokacji i jeśli dane zbiorowisko jest wystarczająco liczne, może ona osiągnąć wymiar Griffitha i dalej już wzrastać sama. STROH, idąc za przykładem Griffitha, porównuje energię powierzchniową rozwijającej się szczeliny z energią odkształcenia sprężystego, wyzwoloną w obszarze szczeliny i dochodzi do następującego warunku powstania szczeliny:

$$(5.1) \quad n\tau > 12\beta G,$$

gdzie n oznacza liczbę zatrzymanych dyslokacji, τ naprężenie styczne od sił zewnętrznych, G moduł ścinania. Dla metali scentryowanych płasko współczynnik $\beta \approx 0,06$ i

$$n\tau > 0,7G.$$

Dla miedzi teoria Zenera-Stroha szacuje liczbę dyslokacji skupionych, koniecznych do zapoczątkowania szczeliny, na blisko $n \approx 10^3$

Model Cottrella. Dla sieci scentrowanych przestrzennie COTTRELL zaproponował inny mechanizm tworzenia się załączka szczeliny wskutek skupienia się dyslokacji. W modelu Cottrella dyslokacje w dwóch przecinających się wzajemnie płaszczyznach największego upakowania (uprzywilejowanych pod względem poślizgu) zlewają się wzdłuż linii przecięcia obu płaszczyzn i formują tam dyslokację szczelinową albo mikroszczelinę.

Teoria Kochendörfera. KOCHENDÖRFER [4] rozpatrywał dziury utworzone z odpowiednich układów dyslokacji wielokrotnych, ustawionych naprzeciwko siebie. Warunkiem stabilności dziury jest równość energii układu dyslokacji W_n^m i energii powierzchniowej dziury:

$$(5.2) \quad W_n^m = A_n^m \alpha,$$

gdzie A_n^m jest polem powierzchni dziury, α jednostkową energią powierzchniową, a wskaźniki m, n odpowiednimi wielokrotnościami odstępów międzyatomowych.

Z równania (5.2) można wyznaczyć funkcję $m=f(n)$. Zostało to wykonane przez KOCHENDÖRFERA dla metali o strukturze płasko-centrycznej. W ten sposób otrzymano granice trwałości między dziurą o szerokości $b=n\lambda$ i długości $h=m\lambda$ (gdzie λ jest stałą sieci), a odpowiednim rozkładem dyslokacji. Okazuje się, że już dla $n=2$ dziura może się rozciągać na długość do 9 odstępów atomowych. Możliwa długość dziury rośnie następnie szybko ze wzrostem n i dla $n=25$ wynosi już około 1μ , czyli osiąga długość Griffitha i dalej może się już powiększać zgodnie z jego teorią.

Dziura staje się ponownie nietrwała, jeśli jej wymiar $b=n\lambda$ zbyt szybko wzrośnie w stosunku do wymiaru $h=m\lambda$. Stosunki liczbowe pozostają wtedy takie same jak dotychczas, należy jednak zmienić n na m . W ten sposób powstaje druga linia ograniczająca obszar stabilności dziur. Przy jednakowych skalach na osiach przebiegałaby ona symetrycznie względem prostej $m=n$ do rozpatrywanej dotąd krzywej. Tak więc poczynając od dziury kwadratowej, która jest zawsze trwała, rozciągają się trwałe dziury w obie strony do tych samych wymiarów.

Należy jeszcze podkreślić, że gdy odległość dyslokacji wielokrotnych h jest większa od odległości granicznej h_{gr} , dziura nie zamyka się całkowicie, a raczej wokół każdej grupy dyslokacji tworzy się mała szczelina trójkątna. W miarę przybliżania się takich układów dwie szczeliny trójkątne zbliżają się do siebie, łącząc się w dziurę prostokątną, gdy osiągną strefę stabilności.

Dyslokacje powstają w źródłach Franka-Reada i wędrują pod wpływem naprężeń ścinających, dopóki nie zatrzymają się na przeszkodach. Statystyczne odległości między przeszkodami wynoszą około $10^5 \lambda$. Ponadto na utworzenie się szczeliny ma wpływ odległość między czynnymi (tzn. posiadającymi źródła) płaszczyznami atomowymi. Ta odległość jest również statystycznie wyznaczana i wynosi około 120λ . Rozważmy dowolną płaszczyznę poślizgu. Jeśliby dyslokacje jednoimienne mogły zbliżyć się do siebie na odległość λ , to zgodnie z poprzednimi rozważaniami mogłoby powstać stopniowo powiększające się pęknięcie. Jednakże wskutek odpychania, przy pewnym naprężeniu ścinającym τ_a od obciążenia zewnętrznego, wszystkie dyslokacje uporządkują się w równowadze statycznej w pewnych odległościach d_{st} .

od siebie, jeżeli τ_a będzie równe wewnętrznym naprężeniom ścinającym τ_i odpychania dyslokacji jednoimiennych (np. przy $\tau_a = 1 \text{ kG/mm}^2$ odległość ta $d_{st} = 700\lambda$). Większe zbliżenie jest możliwe, gdy dla $\tau_a > \tau_i$ dyslokacje zostaną przyspieszone tak, że ich energia ruchu pozwoli na zbliżenie. KOCHENDÖRFER wykazuje (przy założeniu, że ruch przebiega bez tłumienia), że dla powstania dyslokacji wielokrotnych konieczne jest wywołanie przez siły zewnętrzne szybkości pojedynczych dyslokacji równej 90% szybkości dźwięku. Wtedy dyslokacje jednoimienne mogą zbić się w grupę i wytworzyć pęknięcie, które następnie może się powiększać wskutek dochodzenia nowych dyslokacji.

6. PROCESY SKOKOWE (RATE PROCESSES)

Procesy skokowe dotyczą bardzo wielu zagadnień fizyki, chemii, metalurgii, a ostatnio ich mechanizm stał się ważnym narzędziem w konstruowaniu hipotez zniszczenia materiałów. Konsystentny opis tych procesów wymaga wprowadzenia pewnych elementów statystyki Boltzmann'a oraz kilku pojęć termodynamicznych.

Pierwszym pojęciem jest entropia. Zgodnie z definicją Boltzmann'a entropia S dana jest wzorem

$$(6.1) \quad S = k \ln w,$$

gdzie k jest stałą Boltzmann'a równą $1,38 \cdot 10^{-16}$ erg stopień⁻¹, a w liczbą możliwych niezależnych uporządkowań cząsteczek w układzie albo liczbą mikrostanów, które prowadzą do danego makrostanu. Jako przykład wyliczymy wzrost entropii przy powstaniu n luk (wakansji) typu Schottky'ego w sieci krystalicznej. Luki tego typu powstają, gdy atomy wewnętrzne przechodzą na powierzchnię kryształu. Liczba możliwych niezależnych uporządkowań atomów w kryształ sprządza się tu zatem do znalezienia liczby kombinacji, przy pomocy których możemy wyjąć n atomów z kryształu zawierającego N atomów. Jak wiadomo z kombinatoryki liczba ta wynosi

$$\frac{N!}{(N-n)!n!},$$

przy czym porządek, w jakim n luk wytworzyło się nie jest ważny. A zatem zgodnie z definicją Boltzmann'a wzrost entropii przy powstaniu n luk jest równy

$$S = k \ln \frac{N!}{(N-n)!n!}.$$

Dalszym wynikiem mechaniki statystycznej Boltzmann'a jest twierdzenie, że w równowadze termicznej prawdopodobieństwo znalezienia układu w stanie i jest proporcjonalne do $\exp(-U_i/kT)$, gdzie U_i jest energią stanu. Jeśli więc funkcja rozkładu ma postać

$$(6.2) \quad f_i = \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right),$$

to średnia wartość wielkości x określona jest wzorem

$$(6.3) \quad \langle x \rangle = \frac{\sum x_i f_i}{\sum f_i},$$

czyli

$$(6.4) \quad \langle x \rangle = \frac{\sum_i x_i \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{U_i}{kT}\right)},$$

gdzie x_i jest wartością x , gdy układ jest w stanie i , a suma rozciągnięta jest na wszystkie stany.

Jak wiadomo, atomy w sieci krystalicznej drgają dookoła swych położen równowagi z amplitudami, które wzrastają wraz z temperaturą bezwzględna. Ruch ten jest bardzo ważny, ponieważ od niego zależą mechaniczne własności ciała, a w szczególności zależność ich od czasu i temperatury. Z powyższych rozważen wynika, że w stanie trwałej równowagi nie wszystkie atomy mają tę samą energię. Pewna niewielka ich liczba posiada energię wyższą od średniej. Ułamek ogólnej liczby cząsteczek o energii U , lub większej, określony jest wzorem

$$(6.5) \quad p(U_i \geq U) = \exp\left(-\frac{U}{kT}\right).$$

Dalszym ważnym pojęciem termodynamicznym jest termodynamiczny potencjał Gibbsa dany wzorem

$$(6.6) \quad G = F + pV = U - TS + pV,$$

gdzie F oznacza energię swobodną, p ciśnienie w układzie, V objętość, T temperaturę absolutną, S entropię.

Warunkiem równowagi termodynamicznej układu przy stałej temperaturze i stałym ciśnieniu jest, jak wiadomo, minimum potencjału Gibbsa:

$$(6.7) \quad dG = 0.$$

Należy tu podkreślić, że na ogół w zagadnieniach dotyczących zmian fazowych praca zmiany objętości układu pV jest niewielka i można ją pominąć, co prowadzi do możliwości operowania zarówno potencjałem G jak i energią swobodną F .

Następnym ważnym pojęciem termodynamicznym jest potencjał chemiczny. Potencjałem chemicznym μ_i i -go składnika układu nazywamy pochodną cząstkową potencjału termodynamicznego Gibbsa $G(T, p, n_1, n_2, \dots, n_N)$ danego układu względem liczby moli n_i tego składnika przy ustalonych wartościach liczby moli wszystkich pozostałych składników układu i parametrów stanu odnoszących się do potencjału Gibbsa, a więc temperatury T i ciśnienia p :

$$(6.8) \quad \mu_i = \left[\frac{\partial G}{\partial n_i} \right]_{p, T, n_1, \dots, n_{i-1}, n_{i+1}, \dots, n_N}.$$

Potencjał chemiczny można też odnieść do pojedynczej cząsteczki lub atomu, używając liczby Avogadra. Przy znajomości wprowadzonych wyżej wielkości możemy już ustalić warunki równowagi fazowej. Różne stany skupienia danego ciała mogą ze sobą sąsiadować w ramach jednego układu, jeśli występuje między nimi powierzchnia rozdziału oraz spełnione są warunki równowagi fazowej. Przykładem może tu być kropelka cieczy w przesyconej parze lub bezpośrednio nas interesująca pustka, dziura lub szczelina w ciele stałym utworzona bądź przez kondensację wakansji, bądź też przez odpowiednie skupisko dyslokacji. Taki makrodefekt powoduje powstanie wyraźnej, trwałej powierzchni rozdziału między utworzoną pustką i otaczającym materiałem. Zjawisko to jest zatem związane z procesami tworzenia się nowej fazy i podlega prawom przemian fazowych. W stanie równowagi temperatura (równowaga termiczna) i ciśnienie lub stężenie (równowaga mechaniczna) w obu fazach są jednakowe. Warunki te są konieczne ale jednak niewystarczające dla równowagi fazowej. Warunkiem wystarczającym jest prócz tego warunek minimum potencjału termodynamicznego G . Potencjał termodynamiczny jest wielkością addytywną, równa się on sumie potencjałów obu faz i warunek jego minimum można napisać w postaci

$$(6.9) \quad dG = dG_1 + dG_2 = 0.$$

Przy ustalonej temperaturze i ciśnieniu wszelkie zmiany G_1 i G_2 mogą zachodzić tylko kosztem zmiany liczby cząsteczek. A więc

$$(6.10) \quad dG_1 = \mu_1 dn_1, \quad dG_2 = \mu_2 dn_2.$$

Jednakże liczba cząsteczek wychodzących z jednej fazy równa jest liczbie cząsteczek wchodzących do drugiej fazy

$$(6.11) \quad dn_1 = -dn_2.$$

Z (6.9) – (6.11) wynika zatem

$$(6.12) \quad (\mu_1 - \mu_2) dn_1 = 0.$$

Ponieważ dn_1 jest dowolną liczbą, warunek równowagi faz polega na równości potencjałów chemicznych:

$$(6.13) \quad \mu_1 = \mu_2.$$

Jest to tzw. równowaga chemiczna.

Po tych uwagach wstępnych przejdziemy do opisu procesów skokowych. Proces, w którym atomy lub cząsteczki przechodzą z jednej trwałej konfiguracji do innej, jest ogólnie nazywany procesem skokowym (rate process). Przejście to jest związane z pokonaniem pewnej bariery energetycznej. Wydaje się, że najłatwiej można wyjaśnić mechanizm tego procesu na przykładzie ruchu wakansji w kryształach chociaż procesy te są natury bardzo ogólnej i dotyczą wielu zjawisk fizycznych. Puste miejsca w sieci krystalicznej (wakansje) powstają przy poślizgu lub jako tzw. defekty Schottky'ego, albo defekty Frenkla. Defekt Schottky'ego powstaje, gdy atom z węzła wewnętrznego przechodzi na powierzchnię kryształu, a defekt Frenkla,

gdy atom z węzła zostaje przesunięty do położenia międzywęzłowego. Zostawia wtedy po sobie lukę — wakansję, a sam staje się atomem międzywęzłowym. Zarówno atom międzywęzłowy jak i wakansja mogą wędrować po kryształach. Rozważmy ruch wakansji [3].

Wszystkie węzły otaczające wakansję są obsadzone przez atomy. Węzły te odpowiadają minimum energii potencjalnej. Schematyczny wykres energii potencjalnej danego atomu w kierunku np. poziomym ma postać krzywej o dwóch wklęsłościach (dołach) i garbie między nimi. Doły potencjalne odpowiadają węzłom, z których jeden jest nieobsadzony, a garb między nimi — międzywęzłem. Garb ten stanowi barierę potencjału, która przeszkadza przejściu atomu z jednego węzła w drugi (pusty). Każdy atom posiada swój ruch cieplny sprowadzający się głównie do drgań dookoła swych położenia równowagi. Jeśli jednak rozważany atom uzyska nadmiar energii kinetycznej, może przeskoczyć barierę energetyczną oddzielającą go od wakansji i wskoczyć w puste miejsce sieci, pozostawiając po sobie lukę. W dalszym ciągu może ją obsadzić jeden z atomów otaczających itd. Jeśli uwzględnimy liczbę wakansji w 1 cm^3 kryształu, która np. dla kadmu w temperaturze pokojowej 300°K wynosi 10^4 , a w temperaturze 600°K wynosi 10^{13} , to będziemy mieli wyobrażenie o ruchach zachodzących w kryształach realnym.

Energia potencjalna atomu znajdującego się w sąsiednim węzle w stosunku do wakansji ma dwa minima, z których jedno odpowiada położeniu atomu na początku, a drugie na końcu procesu. Minima te oddziela bariera potencjalna o wysokości U_a , przy czym jeśli atom przejdzie z jednego minimum energii do minimum sąsiedniego, to dalej już przejść nie może, ponieważ znajdują się już tam inne atomy zagrządzające mu drogę. Wielkość U_a nazywa się energią aktywacji danego procesu (w tym przypadku migracji wakansji) i stanowi minimum energii koniecznej do zajścia tego procesu. Atom, który uzyska tę wielkość energii, nazywa się zaktywowanym.

Z wcześniejszych rozważań wiemy, że ułamek ogólnej liczby atomów o energii U_a dany jest wzorem

$$p(U_a) = \exp\left(-\frac{U_a}{kT}\right).$$

Stąd wynika, że liczba zachodzących jednostkowych procesów migracji w jednostce czasu i objętości określona jest wzorem

$$(6.14) \quad J = n\kappa \exp\left(-\frac{U_a}{kT}\right).$$

We wzorze tym n jest liczbą wakansji w jednostce objętości, U_a energią aktywacji, a współczynnik κ zależy od szeregu parametrów fizycznych.

Teoria procesów skokowych jest podstawą rozwoju teorii zarodkowania nowej fazy, która znalazła ostatnio zastosowanie w próbach konsygnentnego wyjaśnienia mechanizmu zniszczenia materiału [5]. Wydaje się, że w dzisiejszym stanie wiedzy jest to jedyna teoria, która może się pokusić o całkowite wyjaśnienie problemu zniszczenia.

Utworzenie się nowej fazy w układzie zawierającym daną fazę macierzystą może mieć miejsce tylko w przypadku uformowania się trwałych agregatów nowej fazy (złożonych z elementów starej fazy), pozostających w równowadze z otaczającymi elementami starej fazy. Tylko bowiem takie agregaty mogą dalej wzrastać samoistnie. Prawdopodobieństwo jednoczesnego spotkania się odpowiedniej liczby elementów jest jednak zbyt małe, aby mogło być czynnikiem decydującym o utworzeniu się takiego zarodka nowej fazy. Proces ten składa się zatem z pewnej liczby jednostkowych procesów skokowych i podlega prawom statystyki Boltzmanna. Stąd też równanie opisujące liczbę utworzonych zarodków nowej fazy w jednostce objętości i czasu J , musi mieć postać

$$(6.15) \quad J = A \exp\left(-\frac{U}{kT}\right),$$

gdzie U jest potencjałem termodynamicznym danego procesu, tzn. energią lub pracą utworzenia odpowiedniego zbiorowiska. Współczynnik A ma na ogół bardzo rozbudowaną postać. Jest on funkcją różnych wielkości fizycznych w zależności od rodzaju procesu. Tak utworzone agregaty nowej fazy są metastabilne. Mogą one dalej rosnąć lub znikać, a prawdopodobieństwo ich wzrostu lub rozpadu jest takie samo. Nie jest to więc równowaga trwała i metody termodynamiczne nie mogą tu być zastosowane. Dla otrzymania końcowego równania na prędkość zarodkowania należy rozpatrzyć kinetykę tworzenia się zarodków, a więc odpowiedni mechanizm kolejnych procesów jednostkowych wzrostu i rozpadu danego agregatu oraz dołączyć odpowiednie równania równowagi fazowej. Jednym z nich jest równanie równowagi chemicznej obu faz:

$$\mu_1 = \mu_2,$$

będące równocześnie definicją zarodka nowej fazy, a drugie równanie podaje zależność kształtu zarodka, przyjmowanego w postaci kulistej, jako funkcji stosunku gęstości samego zarodka do gęstości fazy macierzystej, temperatury oraz energii powierzchniowej powierzchni rozdziału między obu fazami. Ponadto na ogół przyjmuje się

$$\text{grad } T = 0.$$

Dopiero układ równań kinetycznych oraz równań równowagi fazowej, w warunkach zaburzenia ogólnej równowagi termodynamicznej, pozwala wyznaczyć ostateczne równanie prędkości zarodkowania nowej fazy.

Na zakończenie należy wspomnieć jeszcze o bardzo ważnym czynniku obniżającym energię aktywacji procesu skokowego, a więc ułatwiającym proces tworzenia się nowej fazy. W każdym układzie jednofazowym występuje pewne średnie stężenie elementów danej fazy. Poruszające się elementy tej fazy ulegają fluktuacjom tworząc lokalne stężenia większe od stężenia średniego. Nie wystarczy to jednak do utworzenia trwałego skupiska elementów, mogącego zapoczątkować nową fazę. Konieczne jest więc jakieś źródło, które stworzyłoby stan przesylenia elementów

układu. W zależności od rodzaju procesu źródła takie mogą być różne. Może to być przyłożenie siły mechanicznej, pola elektromagnetycznego, źródła ciepłego itp.

W zagadnieniach teorii zniszczenia czynnikiem tym jest odkształcenie (lub naprężenie) rozpatrywanego ciała. Wpływa ono jednak nie tylko na wzrost stężenia elementów układu ale również na wzrost ruchliwości tych elementów, co znacznie zwiększa prawdopodobieństwo ich spotkania się i zbierania w grupy, prowadząc w ten sposób do uformowania zalążka nowej fazy. Dzieje się tak wskutek obniżenia energii aktywacji ruchu elementów układu. Jeśli bowiem zmniejsza się bariera energetyczna przeskoku, to zgodnie z prawem Boltzmann'a zwiększa się liczba przeskoków w jednostce czasu, czyli ruchliwość wakansji, ułatwiając tworzenie się ich zbiorowisk, co może prowadzić do powstania szczeliny w kryształach. Zupełnie analogiczny sposób rozumowania odnosi się do zmniejszania bariery energetycznej wszelkich innych procesów przemian fazowych.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. T. YOKOBORI, *An interdisciplinary approach to fracture and strength of solids*, Wolters-Noordhoff, Groningen 1968.
2. T. YOKOBORI, *Strength, fracture and fatigue of materials*, P. Noordhoff, Groningen 1964.
3. J. FRENKEL, *Wstęp do teorii metali*, PWN, Warszawa 1955.
4. A. KOCHENDÖRFER, *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, 25, 351 – 372, 1954.
5. J. KRZEMIŃSKI, *Arch. Mech. Stos.*, 21, 3, 1969.

Резюме

СОВРЕМЕННЫЕ ВЗГЛЯДЫ НА МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ

В работе дана классификация типов разрушения, в частности хрупкого разрушения. Выполнен критический обзор различных механизмов разрушения. Приведены примеры приложений теории активированных процессов к построению гипотез разрушения.

SUMMARY

MODERN VIEWS ON THE MECHANISM OF FRACTURE

Various types of fracture mechanisms are critically reviewed in the paper, particular attention being paid to the brittle fracture. Application of rate processes to the construction of new fracture hypotheses is demonstrated.

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Praca została złożona w Redakcji dnia 22 października 1971 r.