

ZASTOSOWANIE METODY ZMODYFIKOWANEGO PRĘTA HOPKINSONA DO UDAROWEGO BADANIA SKAŁ

JANUSZ KLEPACZKO (WARSZAWA)

Dotychczas technikę zmodyfikowanego pręta Hopkinsona stosowano w większości przypadków do badania własności plastycznych metali deformowanych z dużymi prędkościami. Praca stanowi opis techniki doświadczalnej opartej na zasadzie wspomnianego urządzenia w zastosowaniu do badania własności mechanicznych skał obciążanych udarowo. Omówiono podstawowe zależności mechaniki falowej w prętach — zależności te pozwalają na znajdowanie energii fragmentacji próbki na podstawie zarejestrowanych kształtów fal. Przedyskutowano poszczególne stopnie przybliżenia tych zależności. W dalszej części omówiono konstrukcję urządzenia zaprojektowanego i wykonanego w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki PAN.

W ostatniej części pracy zamieszczono przegląd wyników doświadczalnych uzyskanych przez różnych autorów w przypadku badania materiałów skalnych przy użyciu tego rodzaju urządzenia.

1. UWAGI WSTĘPNE

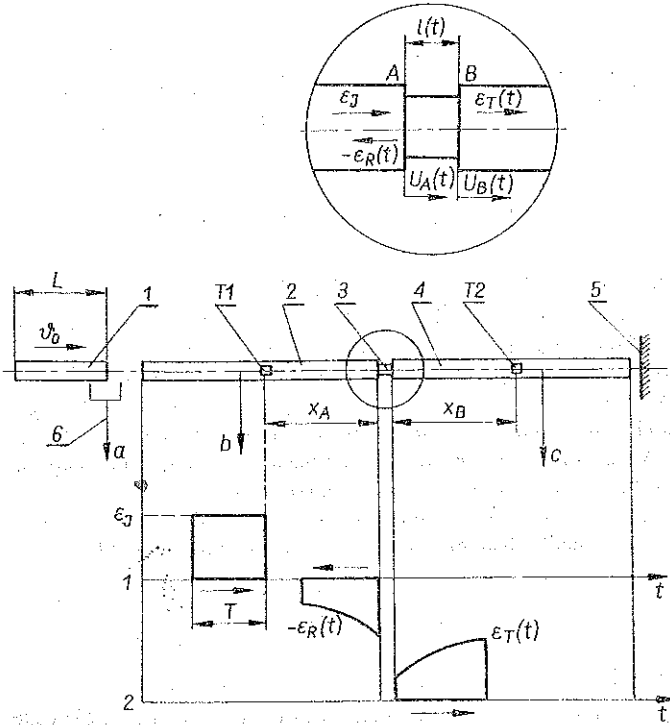
Mechanika pękania oraz fragmentacja skał poddawanych różnorodnym obciążeniom jest przedmiotem intensywnych badań w ostatniej dekadzie lat. Jednak w ogromnej większości przypadków badania tego rodzaju były prowadzone w warunkach obciążeń powolnych, inaczej zwanych *quasi*-statycznymi. Natomiast znaczna liczba procesów technologicznych urabiania i kruszenia skał odbywa się w warunkach jednorazowych bądź powtarzanych obciążeń dynamicznych. Stąd staje się niezbędne opracowanie nowych metod badawczych pozwalających na laboratoryjne pomiary własności mechanicznych skał poddanych intensywnym obciążeniom udarowym.

Ostatnie badania wykazały, że prędkość obciążenia w znacznym stopniu zmienia własności mechaniczne skał. Fakt ten przemawia również za podjęciem tego rodzaju badań.

Coraz częściej wykorzystywaną techniką badawczą w tym zakresie jest urządzenie zwane zmodyfikowanym prętem Hopkinsona (ang. modified split Hopkinson pressure bar). W obecnie używanej postaci została ona pierwotnie zaproponowana do badania własności plastycznych metali przy dużych prędkościach deformacji [2 i 2]. Metoda ta umożliwia pomiar praktycznie całego procesu dynamicznego obciążenia próbki walcowej, łącznie z momentem zniszczenia, a następnie fragmentacji.

Próba walcowa o średnicy $d \approx 20$ mm i w przybliżeniu tej samej długości poddawana jest w tej metodzie krótkotrwałym obciążeniom ściskającym o czasokresie rzędu 100 μ s.

Zasadę zmodyfikowanego pręta Hopkinsona przedstawiono na rys. 1. Omawiany tu układ bywa najczęściej stosowany w praktyce laboratoryjnej. Odpowiednia wyrzutnia pozwala na nadanie wymaganej prędkości uderzenia v_0 prętowi wymuszają-



Rys. 1. Zasada działania zmodyfikowanego pręta Hopkinsona.

cemu 1 o długości L . Prędkość uderzenia v_0 jest mierzona za pomocą czujnika pomiaru prędkości 6, np. dwu fotodiod przesłanianych przez pręt oraz czasomierza liczącego. Z kolei pręt wymuszający 1 uderza w pręt transmitujący 2, generując w nim wzdłużną falę sprężystą o prostokątnym kształcie i amplitudzie odkształcenia ε_I . Fala o amplitudzie ε_I , propagując się wzdłuż pręta 2, przechodzi przez czujnik $T1$ i następnie dochodzi do próbki 3. Ze względu na odpowiednią różnicę impedancji pręta i próbki część fali ε_I zostaje odbita jako fala rozciągania $-\varepsilon_R(t)$. Fala ta po odbiciu osiąga po pewnym czasie czujnik $T1$. Kształt fal ε_I oraz $-\varepsilon_R(t)$, który może być rejestrowany za pomocą czujnika $T1$ oraz odpowiedniego układu pomiarowego, został przedstawiony jako funkcja czasu w dolnej części rys. 1 (kanał 1). Ponieważ próbka ulega procesowi deformacji oraz kruszenia, przeto zniekształcona część fali ε_I przechodzi na pręt odbierający 4 w postaci fali wzdłużnej $\varepsilon_T(t)$. Fala ta może być zarejestrowana przy wykorzystaniu czujnika $T2$ oraz odpowiedniego układu pomiarowego. Cały układ prętów jest hamowany przez opornik 5. Długość pręta 1 oraz pręta Hopkinsona 2 i 4, a także odległości x_A oraz x_B rozmieszczenia czujników $T1$ i $T2$ muszą być odpowiednio dobrane. Odpowiedni dobór długości zapewnia prawidłową rejestrację przebiegu fal bez uwidocznienia ich interferencji.

Zwykle wszystkie sygnały z czujników $T1$ i $T2$ są rejestrowane przy użyciu jednego z wielu rodzajów oscyloskopów z jednorazowo wyzwalaną podstawą czasu. Odpowiednia analiza zarejestrowanych fal ε_I , $-\varepsilon_R(t)$ oraz $\varepsilon_T(t)$ umożliwi otrzymanie dynamicznej charakterystyki obciążenia materiału — łącznie z naprężeniem określającym początek fragmentacji próbki, a także obliczenie pracy niezbędnej do odpowiedniej fragmentacji badanego materiału.

Na wszystkie odmiany metody z wykorzystaniem zasady pręta Hopkinsona narzucone są następujące ograniczenia:

1. Zakłada się, że pręty pomiarowe znajdują się zawsze w stanie sprężystym. Dla materiału, z którego wykonane są pręty, istnieje graniczna wartość naprężenia σ_{\max} , która jest dopuszczalna ze względu na maksymalną prędkość uderzenia v_{\max} oraz na granicę plastyczności materiału prętów σ_e , $\sigma_{\max} < \sigma_e$.

2. Zakłada się, że izotermiczny moduł Younga E_T , którego wartość jest używana w zależnościach teoretycznych, jest równy modułowi adiabatycznemu E_A , co dla metali zachodzi z dużą dokładnością.

3. Zaniedbuje się dyspersję materiałową i geometryczną fal mierzonych w prętach. W przypadku dyspersji geometrycznej założenie to jest poprawne, gdy długości fal mierzonych są duże w porównaniu ze średnicą prętów.

4. Zakłada się, że naprężenia poosiowe w prętach są równomiernie rozłożone wzdłuż promienia.

Optymalne wykorzystanie przedstawionych wyżej założeń umożliwia prawidłową interpretację uzyskiwanych oscylogramów, a stąd otrzymywanie danych obarczonych minimalnymi błędami.

Dla określenia dynamicznej charakterystyki badanego materiału, mając zarejestrowane uprzednio kształty fal ε_I , $\varepsilon_R(t)$ oraz $\varepsilon_T(t)$, wykorzystuje się najprostszą teorię propagacji wzdłużnych fal sprężystych w pręcie. Teoria ta prowadzi do równania falowego o postaci

$$(1.1) \quad U_{tt} = C_0^2 U_{xx},$$

gdzie

$$C_0 = \pm \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/2}.$$

Rozwiązanie równania (1.1) metodą charakterystyk przedstawia się w formie

$$(1.2) \quad C_0 = \pm \frac{dx}{dt}, \quad \sigma = \pm \rho_0 C_0 v,$$

gdzie U oznacza przemieszczenie przekroju poprzecznego pręta, tt oraz xx oznacza podwójne różniczkowanie cząstkowe, x współrzędną Lagrange'a wzdłuż długości pręta, t czas, C_0 prędkość sprężystej fali wzdłużnej w pręcie, ρ_0 gęstość materiału pręta, wreszcie E oraz v oznaczają odpowiednio moduł Younga i prędkość masową.

Ponadto przemieszczenie, odkształcenie i prędkość masowa są powiązane następującymi zależnościami:

$$(1.3) \quad U(t) = \int_0^t v(\vartheta) d\vartheta, \quad \varepsilon(t) = \pm \frac{v(t)}{C_0},$$

gdzie $v(t)$ oznacza zmiany prędkości masowej jako funkcji czasu. Ponadto w badaniach takich materiałów kruchych jak materiały skalne, bardzo istotną wielkością są zmiany energii sprężystej niesionej przez falę wzdłużną w pręcie. Wynika to z konieczności szacowania energii niezbędnej do rozkruszenia próbki. Przyrost energii niesionej przez wzdłużną falę sprężystą w pręcie w jednostce czasu można przedstawić w postaci

$$(1.4) \quad dW_E = F_E C_0 E \varepsilon^2 dt.$$

A po scałkowaniu

$$(1.5) \quad W = F_E C_0 E \int_0^t \varepsilon^2(\vartheta) d\vartheta,$$

gdzie F_E oznacza pole przekroju poprzecznego pręta oraz E moduł Younga materiału pręta. Ze wzoru (1.5) wynika, że energia sprężysta fali wzdłużnej jest proporcjonalna m.in. do kwadratu średnicy pręta oraz kwadratu odkształcenia będącego funkcją podcałkową.

Jeżeli rozważyć chwilowe przemieszczenia czoł A i B prętów 2 i 4, jak to zostało pokazane w powiększeniu na rys. 1, to można otrzymać wzór na średnie odkształcenie próbki $\bar{\varepsilon}_s$:

$$(1.6) \quad \bar{\varepsilon}_s(t) = \frac{1}{l_0} [U_A(t) - U_B(t)],$$

gdzie l_0 oznacza początkową długość próbki.

Podobnie wzór określający średnią prędkość odkształcenia próbki można przedstawić w formie

$$(1.7) \quad \dot{\bar{\varepsilon}}_s(t) = \frac{1}{l_0} \left[\frac{dU_A(t)}{dt} - \frac{dU_B(t)}{dt} \right].$$

Po wykorzystaniu (1.3) można znaleźć przemieszczenia $U_A(t)$ i $U_B(t)$:

$$(1.8) \quad U_A(t) = C_0 \int_0^t [\varepsilon_l(\vartheta) - \varepsilon_r(\vartheta)] d\vartheta, \quad U_B(t) = C_0 \int_0^t \varepsilon_r(\vartheta) d\vartheta.$$

Uwzględnienie wzoru (1.8) w równaniu (1.6) prowadzi do wyznaczenia odkształcenia próbki jako funkcji wielkości mierzonych:

$$(1.9) \quad \varepsilon_s(t) = \frac{C_0}{l_0} \int_0^t [\varepsilon_l(\vartheta) - \varepsilon_r(\vartheta) - \varepsilon_r(\vartheta)] d\vartheta.$$

Ponadto można wyznaczyć średnią prędkość odkształcenia próbki

$$(1.10) \quad \bar{\dot{\epsilon}}_s(t) = \frac{C_0}{l_0} [\dot{\epsilon}_I(t) - \dot{\epsilon}_R(t) - \dot{\epsilon}_T(t)].$$

Średnie naprężenie w próbce oblicza się na podstawie wzoru

$$(1.11) \quad \sigma_s(t) = \frac{P_A(t) + P_B(t)}{2F_s},$$

gdzie $P_A(t)$ i $P_B(t)$ oznaczają siły działające na próbki odpowiednio od czoła A i B prętów oraz F_s chwilowe pole przekroju poprzecznego próbki. W związku (1.11) dopuszcza się pewną nierównowagę sił działających na próbkę; jest to podyktowane istnieniem skomplikowanego procesu falowego zachodzącego w próbce, a szczególności w pierwszym okresie jej obciążenia. Korzystając z prawa Hooke'a można wyznaczyć siły $P_A(t)$ i $P_B(t)$ jako funkcje wielkości mierzonych:

$$(1.12) \quad P_A(t) = EF_E [\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t)], \quad P_B(t) = EF_E \epsilon_T(t).$$

Po podstawieniu (1.12) do (1.11) otrzymuje się wzór na średnie naprężenie w próbce:

$$(1.13) \quad \bar{\sigma}_s(t) = \frac{1}{2} E \left(\frac{d_E}{d_s} \right)^2 [\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t) + \epsilon_T(t)],$$

d_E oraz d_s oznaczają odpowiednio średnicę prętów Hopkinsona oraz średnicę próbki.

Tak więc na podstawie znajomości kształtu zmierzonych fal $\epsilon_I(t)$, $\epsilon_R(t)$ oraz $\epsilon_T(t)$, można określić ze wzorów (1.9) (1.10) i (1.13) chwilową wartość odkształcenia, prędkości odkształcenia oraz naprężenia w próbce. Dokładny pomiar i następnie analiza oscylogramów umożliwia obliczanie wymienionych wielkości podczas całego procesu deformacji próbki.

Zastosowanie komputera wraz z techniką rejestracji cyfrowej umożliwia szybkie otrzymanie odpowiednich danych. Kompletna rejestracja procesu deformacji umożliwia nie tylko otrzymanie funkcji $\bar{\sigma}_s(\bar{\epsilon}_s)$ po eliminacji czasu ze związków (1.9) i (1.13), lecz również pełnej historii deformacji materiału $\bar{\epsilon}_s, (\bar{\epsilon}_s)$.

Dodatkowo staje się możliwe oszacowanie energii dysypowanej w materiale próbki W_s , która stanowi różnicę energii dostarczonej do próbki oraz energii zwróconej przez układ {pręty-próbka}. Bilans energii przedstawia się następująco:

$$(1.14) \quad W_s(t) = W_I(t) - [W_R(t) + W_T(t)],$$

gdzie $W_s(t)$ oznacza energię dysypowaną w próbce, a $W_I(t)$, $W_R(t)$ i $W_T(t)$ oznaczają odpowiednio energie niesione przez fale inicjującą, odbitą i transmitowaną. Zgodnie z zależnością (1.5) otrzymuje się

$$(1.15) \quad \begin{aligned} W_I(t) &= F_E C_0 E \int_0^t \dot{\epsilon}_I^2(\vartheta) d\vartheta, \\ W_R(t) &= F_E C_0 E \int_0^t \dot{\epsilon}_R^2(\vartheta) d\vartheta, \\ W_T(t) &= F_E C_0 E \int_0^t \dot{\epsilon}_T^2(\vartheta) d\vartheta. \end{aligned}$$

Podstawiając zależności (1.15) do wzoru (1.14) otrzymuje się ostatecznie wyrażenie na energię dysypowaną w próbce jako funkcję wielkości mierzonych:

$$(1.16) \quad W_s(t) = F_E C_0 E \int_0^t \{ \varepsilon_T^2(\vartheta) - [\varepsilon_R^2(\vartheta) + \varepsilon_T^2(\vartheta)] \} d\vartheta.$$

Powyższy wzór można również otrzymać na innej drodze, mianowicie pisząc

$$(1.17) \quad dW_s = \frac{1}{2} (P_A - P_B) d(U_A - U_B),$$

a następnie przekształcając (1.17) do postaci

$$(1.18) \quad dW_s = \frac{1}{2} (P_A + P_B) \left(\frac{dU_A}{dt} - \frac{dU_B}{dt} \right) dt;$$

po scałkowaniu otrzymuje się

$$(1.19) \quad W_s(t) = \frac{1}{2} \int_0^t [P_A(\vartheta) + P_B(\vartheta)] \left[\frac{dU_A(\vartheta)}{d\vartheta} - \frac{dU_B(\vartheta)}{d\vartheta} \right] d\vartheta.$$

Uwzględnienie (1.3) oraz (1.12) w (1.19) pozwala na uzyskanie wzoru (1.16). Ze względu na częste stosowanie komputerów przy opracowywaniu wyników doświadczeń — niekiedy optymalizację obliczeń można uzyskać, uwzględniając już obliczone wielkości $\bar{\sigma}_s(t)$ oraz $\dot{\varepsilon}_s(t)$ (wzory (1.11) i (1.10) i podstawiając je do (1.9); otrzymujemy stąd inną odmianę wzorów na energię dysypowaną w próbce:

$$(1.20) \quad W_s(t) = F_s l_0 \int_0^t \bar{\sigma}_s(\vartheta) \dot{\varepsilon}_s(\vartheta) d\vartheta,$$

gdzie $F_s l_0$ jest początkową objętością materiału próbki.

Zatem wybór odpowiedniego wzoru określającego $W_s(t)$ zależy od przyjętej metody opracowania wyników doświadczeń. Należy jednak pamiętać, że zwykle energia $W_s(t)$ jest znacznie mniejsza od energii dostarczonej do układu {pręty—próbka}, tj. $W_1(t)$, $W_s(t) \ll W_1(t)$. Stwarza to pewną trudność w dokładnym pomiarze $W_s(t)$, gdyż energie niesione przez fale $\varepsilon_R(t)$ oraz $\varepsilon_T(t)$ są tego samego rzędu co energia W_1 , a zatem odejmowanie uwidocznione we wzorze (1.14) może być źródłem znacznych błędów.

Zastosowanie układu z prętem wymuszającym 1 umożliwia, w przeciwieństwie do użycia np. materiału wybuchowego, dynamiczne dokładne wzorcowanie całego zestawu prętów Hopkinsona podczas każdego doświadczenia przez dokładny pomiar prędkości uderzenia v_0 . W momencie uderzenia pręta 1, poruszającego się z prędkością v_0 o pręt transmitujący 2 — generuje się fala o amplitudzie ε_1^* i długości $\lambda = C_0 T$, gdzie czas trwania impulsu wynosi $T = 2L/C_0$ (rys. 1).

Amplitudę fali wymuszającej ε_1^* można określić z równania ilości ruchu, przyrównując ilość ruchu pręta 1 do ilości ruchu wywołanej uderzeniem w pręcie 2. Stąd, gdy pręty są wykonane z różnych materiałów i mają różne średnice,

$$(1.21) \quad \rho_1 F_1 L v_0 = 2\rho_2 F_2 L v,$$

gdzie v jest prędkością masową w przecię 2. Po wykorzystaniu równania (1.3) przy równoczesnym założeniu jednakowej gęstości materiałów prętów $\rho_1 = \rho_2$ otrzymuje się podstawowe równanie wykorzystywane przy dynamicznym wzorcowaniu układu:

$$(1.22) \quad \varepsilon_I^* = \frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{d_E} \right)^2 \frac{v_0}{C_0}.$$

Należy dodać, że równanie (1.22) jest wykorzystywane przy każdym doświadczeniu i pozwala na łączne wzorcowanie układu łącznie z elektronicznym układem pomiarowym. Tego rodzaju wzorcowanie jest szczególnie istotne w badaniach materiałów kruchych przy wyznaczaniu energii fragmentacji.

Wyprowadzone dotychczas zależności zostały uzyskane bez zakładania równowagi sił na czołach A i B próbki. Ponieważ w praktyce doświadczalnej stosuje się stosunkowo krótkie próbki, zwykle o długości mniejszej od średnicy, a proces deformacji jest jednak procesem falowym, równowaga w próbce ustala się stosunkowo szybko. Założenie równowagi $P_A = P_B$ prowadzi do równości

$$(1.23) \quad \varepsilon_I(t) = \varepsilon_T(t) - \varepsilon_R(t).$$

Wykorzystanie warunku (1.23) znacznie upraszcza wzory na $\bar{\varepsilon}_s$, $\bar{\dot{\varepsilon}}_s$ oraz $\bar{\sigma}_s$ (wzory (1.9), (1.10) i (1.11)). Po uproszczeniu otrzymuje się

$$(1.24) \quad \varepsilon_s = \frac{2C_0}{l_0} \int_0^t |\varepsilon_R(\vartheta)| d\vartheta, \quad \dot{\varepsilon}_s = \frac{2C_0}{l_0} |\varepsilon_R(t)|, \quad \sigma_s = E \left(\frac{d_E}{d_s} \right)^2 \varepsilon_T(t).$$

W tym przypadku, o ile układ pomiarowy jest przewzorcowany, jedynie pomiar fali odbitej $\varepsilon_R(t)$ oraz fali transmitowanej $\varepsilon_T(t)$ umożliwi otrzymanie szukanej dynamicznej charakterystyki materiału. Chwilowe odkształcenie próbki jest proporcjonalne do całki względem czasu z kształtu fali odbitej $\varepsilon_R(t)$, natomiast prędkość odkształcenia jest proporcjonalna bezpośrednio do fali odbitej, a naprężenie w próbce — do fali transmitowanej $\varepsilon_T(t)$. Przy umieszczeniu czujników pomiarowych w odpowiednich odległościach, tj. x_A i x_B od próbki (jak to pokazano na rys. 1), rejestracja fal odbywa się na kanale 1 kolejno i są one rozdzielone, co umożliwia oddzielną analizę i dokładny pomiar poszczególnych fal.

Niezależnie od uproszczonych wzorów (1.24) określających charakterystykę wytrzymałościową, po uwzględnieniu warunku (1.23) we wzorze (1.16), można otrzymać oszacowanie energii dysypowanej w próbce przy założeniu równowagi sił:

$$(1.25) \quad W_s(t) = 2F_E C_0 E \int_0^t \varepsilon_T(\vartheta) \varepsilon_R(\vartheta) d\vartheta.$$

Wzór ten można również otrzymać podstawiając (1.24) do (1.20).

Wszystkie, podane wyżej wzory zostały otrzymane na podstawie najprostszej teorii propagacji fal wzdłużnych w prętach. W teorii tej zakłada się jednowymiarowy stan naprężenia w prętach, a także jednowymiarowy stan naprężenia w próbce. Zagadnienia te były ostatnio dyskutowane w kilku pracach. Zarówno analizy teoretyczne, których wynikiem są przybliżone rozwiązania w postaci zamkniętej, dotyczące zachowania się próbki, jak i bardziej dokładne rozwiązania numeryczne wykazały, że zarówno podane na wstępie założenia, jak również uproszczone wzory,

tj. (1.24) i (1.25), prowadzą do prawidłowych wyników [3]. Szczególnie analiza numeryczna zamieszczona w pracy [4], gdzie przy użyciu maszyny matematycznej o dużej pamięci i szybkości działania, przeprowadzono dwuosiowe numeryczne obliczenia propagacji fal w systemie prętów wraz z próbka, wykazała pełną użyteczność metody zmodyfikowanego pręta Hopkinsona do pomiaru własności mechanicznych materiałów poddanych krótkotrwałym obciążeniom.

Dotychczas zaproponowano wiele odmian konstrukcyjnych, zapewniających różne schematy pomiarowe; są to ściskanie, rozciąganie oraz skręcanie. Bardziej dokładne omówienie poszczególnych odmian przedyskutowano w pracy [5]. Schematy te były w większości stosowane do badania metali wykazujących znaczną plastyczność, natomiast wykorzystanie tej techniki pomiarowej do badania materiałów kruchych, np. skał, stanowi stosunkowo nową dziedzinę zastosowań.

2. KONSTRUKCJA ZAKŁADU MECHANIKI OŚRODKÓW CIĄGŁYCH INSTYTUTU PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI PAN (IPPT PAN)

Jak wspomniano poprzednio, optymalnym urządzeniem do dynamicznego badania materiałów kruchych jest zmodyfikowany pręt Hopkinsona. Zasada działania tego urządzenia została podana na rys. 1, a mechanika falowa została również omówiona w pierwszej części opracowania.

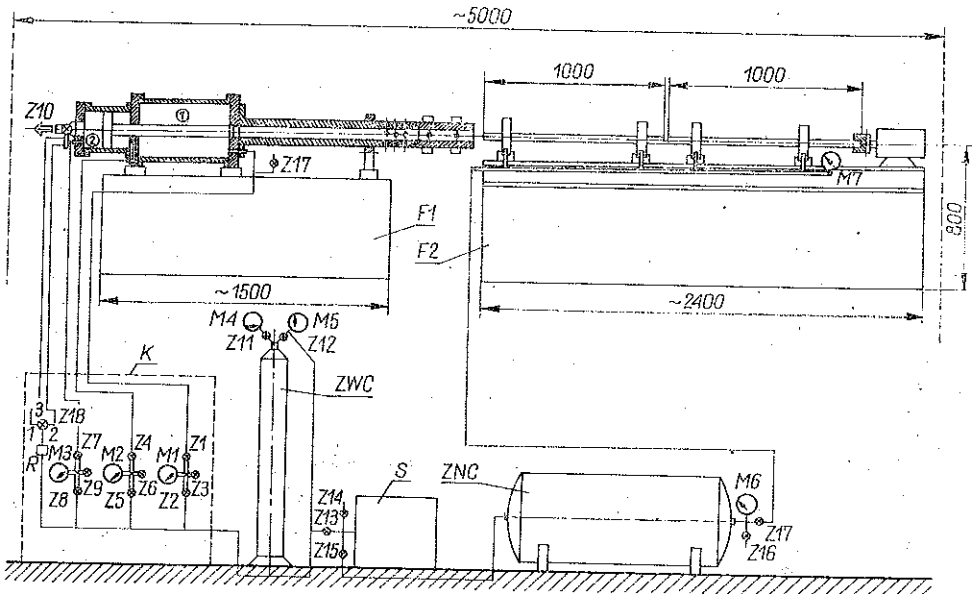
Opierając się na konstrukcji zmodyfikowanego pręta Hopkinsona, która jest wykorzystywana od wielu lat w Zakładzie Mechaniki Ośrodków Ciągłych, opracowano zupełnie nową konstrukcję urządzenia, specjalnie przeznaczonego do badania materiałów o bardzo różnorodnych typach zachowania się. Konstrukcja zapewnia szerokie możliwości badawcze w warunkach laboratoryjnych i zapewnia wszystkie podstawowe funkcje tego rodzaju urządzenia.

Przyjęty schemat jest zgodny z rys. 1 i jest schematem z trzema prętami oraz opornikiem. Zasady konstrukcyjne układów mechanicznych urządzenia przedstawiono na rys. 2, a zasadę pomiarów elektronicznych pokazano na rys. 3.

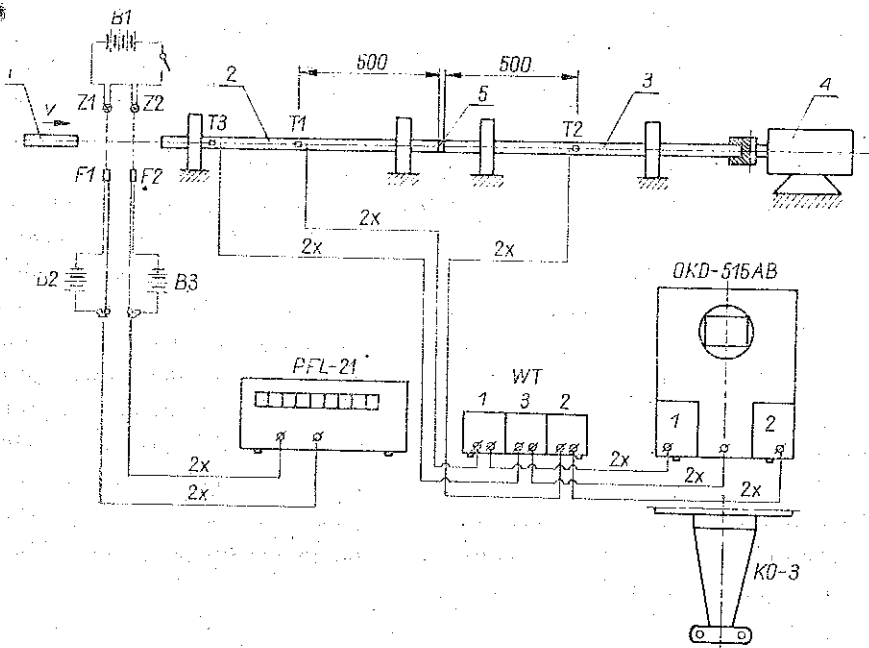
Urządzenie składa się z następujących podzespołów: 1) wyrzutnia pneumatyczna wraz z układem pomiaru prędkości uderzenia, 2) pręty wraz z podwieszeniem i hamownikiem, 3) konsola sterująca *K*, 4) zbiornik wysokiego ciśnienia *ZWC*, 5) zbiornik niskiego ciśnienia *ZMC*, 6) sprężarka *S*.

Ponadto wyrzutnia oraz układ prętów posadowione są na odpowiednich fundamentach *F1* oraz *F2*. Wymienione wyżej podzespoły mechaniczne można zaliczyć do dwóch układów zasilania. Mianowicie, w układzie wysokiego ciśnienia znajdują się sprężarka, zbiornik wysokiego ciśnienia, układ sterujący konsoli oraz poszczególne komory wyrzutni pneumatycznej. Do układu niskiego ciśnienia można zaliczyć reduktor znajdujący się w konsoli sterującej wraz z zaworem *Z10*, zbiornik niskiego ciśnienia oraz układ czterech łożysk pneumatycznych służących do podwieszenia prętów pomiarowych.

Zastosowanie wyrzutni pneumatycznej zapewnia szeroki zakres regulacji prędkości wyrzucanych prętów wymuszających: maksymalna prędkość uderzenia v_0



Rys. 2. Schemat konstrukcji Zakładu Mechatyki Ośrodków Ciągłych IPPT PAN



Rys. 3. Schemat zastosowanych układów pomiarowych

pręta o długości $L=450$ mm wynosi ~ 100 ms⁻¹. Wyrzutnia posiada dwie komory: komorę roboczą 1 oraz komorę sterowania 2, która podzielona jest tłokiem na dwie części 2A i 2B.

Zasada pracy wyrzutni jest następująca: w pierwszej fazie zostaje napełniona do odpowiedniego ciśnienia komora 2B. W ten sposób zostaje uszczelnione zamknięcie wlotu lufy za pomocą siły działającej na tłok od strony komory 2B, która jest przenoszona przez tłoczysko. Następnie zostaje napełniona komora robocza 1 do odpowiedniego ciśnienia. Ciśnienie w komorze roboczej jest określone przez wymaganą prędkość uderzenia pręta wymuszającego v_0 . Przed uruchomieniem wyrzutni napełnia się komorę 2A. Wyrzucenie pręta wymuszającego odbywa się przez nagłe otwarcie zdalnie sterowanego z konsoli zaworu Z10, co powoduje natychmiastowe cofnięcie się tłoka i tym samym otwarcie wlotu lufy, w której znajduje się pręt.

Wszystkie czynności związane z manipulacjami tłokiem, napełnieniem komór oraz wyrzuceniem pręta są sterowane z konsoli. Źródłem ciśnienia jest zbiornik wysokiego ciśnienia ładowany przy użyciu sprężarki.

Pręty pomiarowe o długości 1000 mm i 1100 mm zostały podwieszane na łożyskach pneumatycznych zasilanych ze zbiornika niskiego ciśnienia. Zastosowanie podwieszenia prętów na poduszkach powietrznych zapewnia praktycznie zerowe tłumienie mierzonych fal wzdluznych, co jest niezwykle istotnym faktem w przypadku pomiaru energii kruszenia.

Układy pomiarowe zostały przedstawione schematycznie na rys. 3. Można tu wymienić zespół pomiaru prędkości uderzenia oraz zespół pomiaru i rejestracji fal wzdluznych w prętach.

Prędkość pręta wymuszającego v_0 jest mierzona za pomocą fotodiod F1 i F2 oraz oświetlaczy Z1 i Z2 umieszczonych naprzeciw odpowiednich fotodiod. Cały układ mierzący prędkość uderzenia jest zamocowany w odpowiedniej obudowie na końcu lufy. Zasada działania układu jest następująca: podczas przejścia pręta wymuszającego najpierw przez oś fotodiody oświetlacza F1-Z1, a następnie przez oś F2-Z2 fotodiody są przesłaniane kolejno w pewnym odstępie czasu. Należy dodać, że osie optyczne F1-Z1 i F2-Z2 są rozmieszczone w pewnej odległości na drodze ruchu pręta; odległość ta wynosi $a=80$ mm, a celem powiększenia dokładności pomiaru wejścia optyczne fotodiod przesłonięte są szczelinami o szerokości około 0,5 mm. Oświetlacze są zasilane ze źródła stałego napięcia B1, a fotodiody posiadają odrębne źródła zasilania B2 i B3. Przesłonięcie fotodiod powoduje nagłe zmiany napięcia w postaci impulsu. Impulsy napięciowe z fotodiod podawane są na wejściu «start» i «stop» czasomierza liczącego, np. PFL-21 produkcji ZOPAN. Dokładny pomiar przedziału czasu umożliwi znalezienie prędkości uderzenia v_0 .

Dokładność pomiaru prędkości uderzenia ma duże znaczenie, gdyż stanowi podstawę dla dynamicznego wzorcowania układu pomiarowego (wzór 1.22). Błąd względny pomiaru prędkości wyniesie

$$(2.1) \quad \frac{\Delta v_0}{v_0} = \frac{1}{a} (\Delta a + v_0 \Delta t),$$

gdzie a jest odległością osi optycznych fotodiod, Δa bezwzględnym błędem systematycznym wykonania szczelin optycznych oraz Δt błędem bezwzględnym pomiaru czasu. Względny błąd systematyczny wynikający z układu geometrycznego jest równy $\Delta a/a \approx 0,003$ dla $a=80$ mm i $\Delta a = \pm 0,25$ mm. Błąd bezwzględny pomiaru czasu Δt wynosi dla średniej klasy czasomierza liczącego od 1 μ s do 50 ns, stąd na przykład dla $\Delta t = \pm 1$ μ s oraz $v_0 = 100$ ms^{-1} ogólny błąd względny wyniesie $v_0/v_0 = 0,0044$. Należy pamiętać, że rzeczywistym ograniczeniem w pomiarze prędkości jest czas reakcji fotodiody, który dla zastosowanych fotodiod krzemowych jest rzędu 1 μ s. Błąd pomiaru prędkości uderzenia rzędu 0,5 % należy uznać za mały.

W skład zespołu pomiaru i rejestracji fal wzdłużnych w prętach wchodzi układ tensometrów elektrooporowych, wzmacniacz-zasilacz tensometryczny WT, oscyloskop oraz kamera.

Zasadę pomiaru wyjaśniono poprzednio; z kolei zostaną omówione pewne dane techniczne. Otóż właściwych pomiarów dokonuje się tensometrami $T1$ (pomiar ε_T oraz $-\varepsilon_T$) oraz $T2$ (pomiar ε_T) przy użyciu trzykanałowego wzmacniacza tensometrycznego o szerokim paśmie przenoszenia konstrukcji IPPT. Tensometr $T3$ wraz z jednym z kanałów wzmacniacza tensometrycznego służy do zewnętrznego wyzwalania podstawy czasu oscyloskopu. Tensometr $T3$ jest umieszczony w pobliżu czoła pręta transmitującego; wejście fali na tensometr powoduje jego reakcję, a następnie po wzmacnieniu sygnał ten wyzwala podstawę czasu oscyloskopu. Do rejestracji sygnałów zastosowano dwustrumieniowy oscyloskop z jednorazowo wyzwalaną podstawą czasu wraz z kamerą fotograficzną K0-3.

Pomiar fal odbędzie się za pomocą tensometrów elektrooporowych o bazie pomiarowej $l_0 \approx 3$ mm. Skończona baza pomiarowa tensometru pociąga za sobą efekt pozornej dyspersji czoła rejestrowanej fali. Na przykład rzeczywisty impuls o kształcie prostokątnym zostanie zarejestrowany jako impuls trapezowy o czasie narastania zależnym od długości bazy tensometru l_0 . Jeżeli oznaczyć odkształcenie rzeczywiste elementu przez ε , a odkształcenie mierzone tensometrem przez ε^* , to w każdym momencie t będzie spełnione równanie

$$(2.2) \quad \varepsilon^* = \frac{1}{l_0} \int_0^{l_0} \varepsilon(x) dx \quad \text{lub} \quad \varepsilon^*(t) = \frac{1}{l_0} \int_0^{t_0} \varepsilon(\vartheta) d\vartheta,$$

$$0 \leq l \leq l_0, \quad 0 \leq t \leq t_0.$$

Symbol t_0 oznacza czas przejścia fali przez tensometr. Jeżeli C_0 jest prędkością propagacji fali w pręcie, to $l_0 = C_0 t_0$. Dla różnych funkcji podcałkowych, tj. dla różnych kształtów fal, można otrzymać odpowiednie rozwiązania na $\varepsilon^*(t)$. W pracy [6] przeprowadzono bardziej dokładną dyskusję tego zagadnienia wraz z podaniem kilku podstawowych rozwiązań.

Odrębnym zagadnieniem jest zachowanie się krótkiej próbki umieszczonej pomiędzy prętami pomiarowymi. Wyróżnia się tu dwa efekty, mianowicie efekt bezwładności poosiowej i promieniowej oraz efekt tarcia. Zagadnienie to traktowane łącznie jest odpowiednio skomplikowane i było w różny sposób rozwiązywane przez różnych autorów, a jego szczegółowe omówienie wykracza poza ramy niniej-

szego opracowania. W pracy [7] uzyskano proste oszacowanie dwóch uprzednio wymienionych efektów. Rozważenie energii dysypowanej w próbce pozwoliło uzyskać rozwiązanie w postaci

$$(2.3) \quad \sigma_0 = -\frac{1}{2}(p_A > p_B) \left(1 - \frac{2\mu a}{3h} \right) - \left(\frac{a^2}{8} + \frac{h^2}{12} \right) \ddot{\varepsilon} + \left(\frac{a^2}{16} - \frac{h^2}{12} \right) \dot{\varepsilon}^2,$$

gdzie

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{V}{h}, \quad \ddot{\varepsilon} = -\left(\frac{1}{h} \frac{dV}{dt} + \frac{V^2}{h^2} \right).$$

Ponadto σ_0 oznacza naprężenie w stanie jednoosiowym po korelacji na bezwładność i tarcie, p_A i p_B ciśnienia mierzone na czołach A i B prętów pomiarowych, μ jest współczynnikiem tarcia Coulomba, odpowiednio h oraz a oznaczają wysokość oraz promień próbki, V bieżącą prędkość ściskania. Jeżeli znany jest współczynnik tarcia oraz zmiany prędkości ściskania $V(t)$, można na podstawie wzoru (2.3) oszacować szukane naprężenie $\mu_0(t)$. Numeryczną analizę wpływu tarcia i bezwładności w przypadku metali podano w pracy [4]. Analiza ta nie jest jednak przydatna w oszacowaniu σ_0 , a potwierdza jedynie pełną użyteczność techniki zmodyfikowanego pręta Hopkinsona w badaniach materiałów obciążanych dynamicznie.

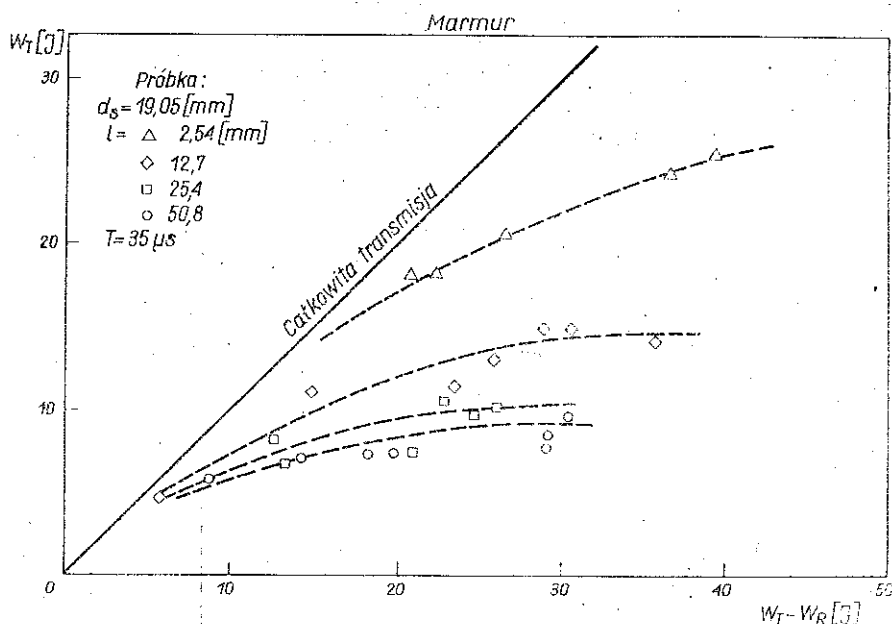
3. Dyskusja wybranych wyników doświadczalnych uzyskanych podczas dynamicznego obciążania skał

Ze względu na specyfikę badawczą zmodyfikowanego pręta Hopkinsona — zostaną tu omówione tylko te wyniki dla skał obciążanych z dużymi prędkościami, które zostały uzyskane za pomocą urządzenia wspomnianego typu.

Ponieważ charakterystyczną cechą skał jest pojawianie się mikropęknięć podczas procesu obciążania, a następnie dezintegracja próbki, przeto bardzo ważnym czynnikiem jest sztywność mechanicznego układu obciążającego. Układ ten może być mniej lub bardziej sztywny. Korzystną cechą jest większa sztywność układu, gdyż wówczas podczas procesu niszczenia próbki, gdy siła gwałtownie spada, można dokładniej zmierzyć rzeczywiste własności materiału. Układ prętów Hopkinsona należy zaliczyć do układu sztywnego. Energia dostarczona do układu {pręty — próbka} może być precyzyjnie dawkowana przez odpowiedni kształt fali wymuszającej, co umożliwia stopniowe zwiększanie stopnia jej zniszczenia. W ten sposób staje się możliwa obserwacja poszczególnych faz fragmentacji materiału. Można również obliczać energie dawki do próbki, wykorzystując jedną z możliwości podanych uprzednio, np. (1.16).

Dotychczas opublikowano zaledwie kilka wyników doświadczalnych uzyskanych na zmodyfikowanym pręcie Hopkinsona. Należy tu wymienić m.in. pracę [8], gdzie uzyskano dynamiczne charakterystyki dla marmuru. Stwierdzono, że przy odpowiednio intensywnej fali inicjującej $\varepsilon_1(t)$ materiał próbki przechodzi wszystkie stadia: obciążanie sprężyste, początek pojawiania się pęknięć oraz fragmentację.

W pracy [9] zwrócono uwagę na niezbędność pomiaru energii dysypowanej w procesie dynamicznego obciążania skał. Na rys. 4 podano za pracę [9] wyniki pomiaru transmisji energii dla próbek wykonanych z marmuru. Linia prosta stanowi

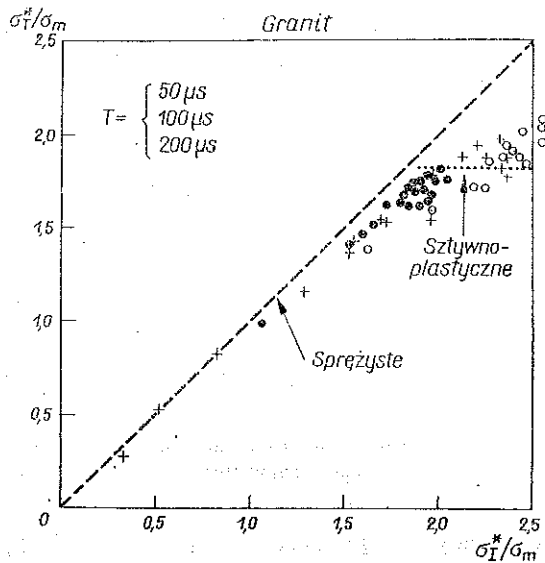


Rys. 4. Doświadczalny wynik pomiaru wielkości energii transmitowanej przez próbkę; dane dla marmuru wg [9]

wykres dla przypadku, gdy energia dostarczona do próbki $W_T \in W_R$ jest równa energii transmitowanej W_T . Przy wzroście energii dostarczonej do próbki (dla $\lambda = \text{const}$, co oznacza wzrost amplitudy fali ε_T), jedynie część energii jest transmitowana przez próbkę, reszta jest pochłaniana na wytworzenie mikropełnięć oraz rys. Na rys. 4 przedstawiono wykres funkcji dysypacyjnych dla próbek o różnej długości, przy czym każdy punkt doświadczalny odpowiada użyciu jednej próbki; zastosowano tu jednakową długość fali wymuszającej $\lambda = 175 \text{ mm}$, tj. $T = 35 \mu s$. Z rysunku wynika, że dysypacja na jednostkę objętości próbki nie jest wartością stałą i stąd należy szukać innych możliwości opisu. Jednak dla każdego kształtu próbki istnieje graniczna wartość energii dysypowanej, którą wyznacza asymptota o wartości $(W_T)_{\max}$. Wielkość ta może do pewnego stopnia określać stan graniczny materiału. Niewątpliwie na kształt wykresów transmisji energii wpływa tarcie na czołach próbki, które powoduje pozorne zwiększenie sztywności układu i tym samym odpowiedni wzrost części energii transmitowanej.

Drugą wielkością charakteryzującą zachowanie się materiału jest wartość maksymalnego naprężenia, które jest przenoszone przez próbkę. Okazuje się, że dla materiałów skalnych zwiększanie od pewnego stopnia poziomu amplitudy fali wymuszającej ε_T^* nie powoduje zwiększenia maksymalnego poziomu naprężeń, który materiał badany jest w stanie przenieść. Oznacza to, że poziom maksymalnych naprężeń

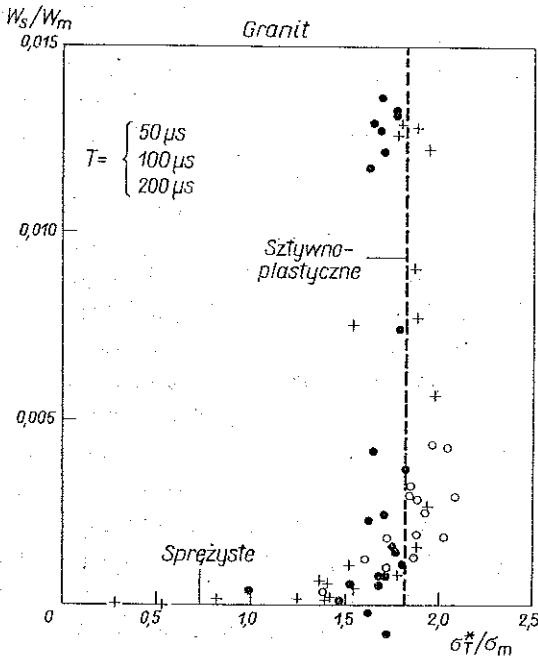
przenoszonych przez próbkę o danym kształcie, może stanowić wskaźnik określający początek fragmentacji materiału. Ponieważ jednak w warunkach próby rzeczywistej istnieje tarcie na powierzchniach kontaktu pomiędzy prętami a próbką, przeto maksymalne naprężenie jest dodatkowo zależne od długości próbki i zwiększa się w miarę jej skracania [9]. Gdy znany jest współczynnik tarcia μ , można na drodze analitycznej znaleźć rzeczywiste maksymalne naprężenie jedynie w małym stopniu zależne od długości próbki. Dodatkowa zależność maksymalnego naprężenia od kształtu (po eliminacji tarcia) jest wynikiem zmiany składowej tensora kulistego.



Rys. 5. Wyniki badania granitu przy obciążeniach dynamicznych, przedstawione w bezwymiarowych współczynnikach naprężenia dla trzech różnych długości fali wymuszającej: $T=50 \mu s$, $100 \mu s$ i $200 \mu s$, wg [10]

W pracy [10] otrzymano wyniki z prób dynamicznego ściskania granitu i wapienia przy użyciu zmodyfikowanego pręta Hopkinsona. Jeden z rezultatów dla granitu przedstawiono na rys. 5 we współrzędnych bezwymiarowych w postaci funkcji $\sigma_T^*/\sigma_m = f(\sigma_I^*/\sigma_m)$, gdzie σ_m oznacza naprężenie początku fragmentacji dla warunków powolnego obciążania, σ_T^* maksymalną amplitudą naprężenia przeniesionego przez próbkę w warunkach obciążenia dynamicznego, σ_I^* amplitudę naprężenia dla fali wymuszającej, $\sigma_I^* = E \epsilon_I^*$ (wzór (1.22) oraz E moduł Younga materiału prętów. Z rys. 5 można stwierdzić, że do pewnego momentu amplituda σ_T^* fali transmitowanej jest w przybliżeniu równa amplitudzie fali wymuszającej σ_I^* . Proporcjonalność ta zachodzi w przybliżeniu do względnego poziomu naprężeń $\sigma_I^*/\sigma_m \approx 1,8$ a następnie przy zwiększaniu σ_I^*/σ_m stosunek σ_T^*/σ_m zwiększa się nieznacznie. Stosunek σ_T^*/σ_m określa wpływ prędkości obciążania na naprężenie początku fragmentacji i w przypadku badanego granitu wynosi on $\approx 1,8$. Ponieważ fala transmitowana σ_T określa w pierwszym przybliżeniu naprężenie w próbce obciążanej dynamicznie,

więc otrzymany doświadczalnie wynik świadczy, że początek zniszczenia próbki zachodzi przy naprężeniu równym 1,8 razy naprężenie niszczące próbkę w warunkach obciążania powolnego. Tak więc granit wykazuje znaczną wrażliwość na prędkość obciążania. Dla wapienia zjawisko to obserwuje się w znacznie mniejszym stopniu.



Rys. 6. Wyniki badania granitu przedstawione w bezwymiarowych współrzędnych mieszanych dla trzech różnych długości fali wymuszającej: $T=50 \mu s$, $1000 \mu s$ i $200 \mu s$, wg [10].

Innym sposobem przedstawiania wyników doświadczeń są współrzędne, które określają odpowiednie naprężenia oraz energie. Na rys. 6 przedstawiono cytowane uprzednio wyniki dla granitu (rys. 5) w innych współrzędnych, mianowicie $W_s/W_m = f(\sigma_T^*/\sigma_m)$, gdzie $W_m = F_{0s} l_0 \sigma_m$, F_{0s} oznacza pole początkowe przekroju poprzecznego próbki oraz l_0 jest długością próbki. Praca W_m jest wielkością teoretyczną odniesioną do zachowania się próbki jak ciała sztywno-idealnie-plastycznego. Ponownie można stwierdzić, że znaczna dysypacja energii rozpoczyna się, gdy σ_T^*/σ_m osiąga wartość $\sim 1,8$. Należy również zauważyć, że stosunek W_s/W_m określa z definicji «energię właściwą» próbki obciążanej w warunkach dynamicznych do wartości naprężenia początku fragmentacji dla warunków obciążania powolnego σ_m , W_s/V_{0s} jest «energią właściwą», gdyż objętość próbki wynosi $V_{0s} = F_{0s} l_0$. Wartość «enerгии właściwej» określa warunki kruszenia materiałów skalnych [11]. Wielkość ta jest silnie zależna od stopnia ograniczenia przemieszczeń swobodnych brzegów materiału obciążanego.*) Dla brzegów zupełnie swobodnych energia ta jest niska,

*) Ang. — confining

np. w cytowanych badaniach stosunek W_s/W_m nie przekracza 1,5 %. W przypadku litej skały o dużych wymiarach, gdy realizowany jest jednoosiowy stan odkształcenia, stosunek W_s/W_m jest bliski jedności.

Podobny wynik do przytoczonego na rys. 6, został uzyskany dla czterech gatunków skał w pracy [12]. We wspomnianej pracy użyto współrzędnych $W_s = f(\varepsilon_T^*)$.

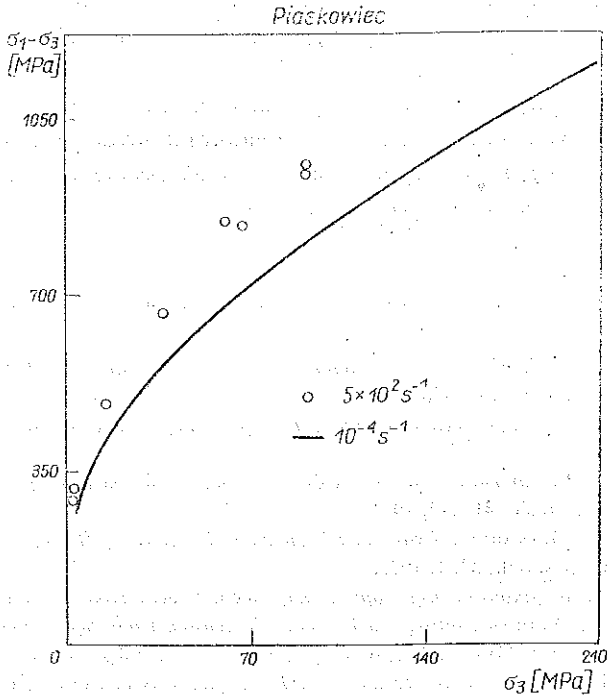
Ważnym czynnikiem w badaniu własności materiałów skalnych jest składowa hydrostatyczna tensora naprężenia. Zmianę tej składowej można realizować na drodze doświadczalnej przez przyłożenie bocznego ciśnienia hydrostatycznego do badanej próbki. Badania dynamiczne są rzadko realizowane przy użyciu takiego schematu obciążenia (można tu wymienić pracę [13]), gdzie przedstawiono wyniki dla twardego piaskowca, który był obciążany za pomocą zmodyfikowanego pręta Hopkinsona umieszczonego w komorze ciśnieniowej. Ciśnienie uzyskiwano przy wykorzystaniu cieczy. Badany materiał wykazał umiarkowaną wrażliwość osiowego naprężenia fragmentacji próbki na prędkość obciążania oraz był w zasadzie niewrażliwy na prędkość obciążania w przypadku krzywej dylatacyjnej, tj. $1/3\mu - f(\varepsilon_w)$. Jeden z wyników z cytowanej pracy przedstawiono na rys. 7, gdzie podano statyczne i dynamiczne wartości obwiedni osiowego naprężenia fragmentacji próbki jako funkcję ciśnienia hydrostatycznego. Obserwuje się tu wzrost naprężenia dynamicznego w przybliżeniu o 20 % w stosunku do statycznego naprężenia fragmentacji, przy czym naprężenia te są rosnącą funkcją ciśnienia hydrostatycznego.

Ze względu na praktyczne zastosowania bardzo ważnym parametrem jest temperatura. Ostatnie badania wskazują, że mechanizm nukleacji mikropeknięć, a następnie ich propagacji, tj. początku procesu fragmentacji, jest termicznie aktywowany w pewnych zakresach temperatur [14]. Obserwacja ta oznacza, że związek pomiędzy średnią prędkością deformacji próbki a temperaturą określa wzór przybliżony Arrheniusa o postaci

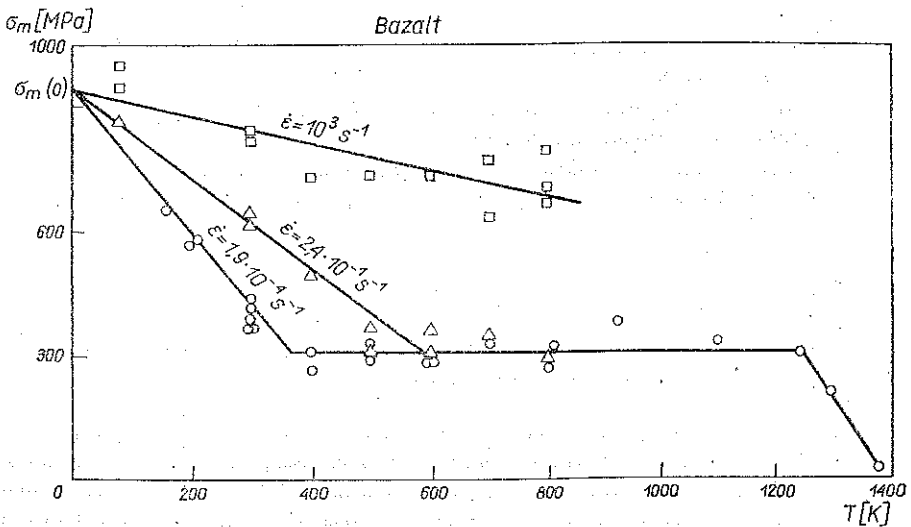
$$(4.1) \quad \dot{\varepsilon} \approx \exp\left(-\frac{u(\sigma_m)}{kT}\right),$$

gdzie σ_m oznacza makroskopowe naprężenie początku fragmentacji, U energię aktywacji procesu, k stałą Boltzmanna oraz T oznacza temperaturę w skali absolutnej. Wyniki uzyskane w pracy [14] dla bazaltu w szerokim zakresie prędkości odkształcenia i temperatury potwierdzają termicznie aktywowany charakter procesu fragmentacji. Wspomniane wyniki przytoczono na rys. 8. W przypadku obciążeń powolnych w dużym przedziale temperatury obserwuje się zachowanie mające charakter atermiczny.

Wszystkie cytowane w niniejszej pracy wyniki doświadczalne wskazują na bardzo dużą przydatność techniki zmodyfikowanego pręta Hopkinsona w badaniu własności mechanicznych skał. Jest to urządzenie typu «twardego», które pozwala na uzyskanie kompletnej dynamicznej charakterystyki ściskania próbki, łącznie z zakresem zmniejszającego się naprężenia w trakcie zaawansowanego procesu fragmentacji. Dodatkowe możliwości badawcze stwarza stosowanie ciśnienia hydrostatycznego przy obciążeniach dynamicznych, co pozwala na pomiar dynamicznej



Rys. 7. Obwiednia osiowego naprężenia fragmentacji próbek z piaskowca uzyskana w warunkach obciążeń statycznych i dynamicznych jako funkcji ciśnienia hydrostatycznego; wg [13]



Rys. 8. Wpływ temperatury i prędkości odkształcenia na naprężenie fragmentacji dla bazaltu, wg [14]

krzywej dylatacji. Badania w różnych temperaturach dodatkowo umożliwiają znalezienie dla skał parametrów opisujących termicznie aktywowany proces fragmentacji.

Studia z omawianego zakresu należy uznać za ciągle jeszcze znajdujące się w stanie początkowym. Stąd opracowane i zbudowane urządzenie pozwoli na bardziej intensywne prace badawcze pozwalające na określenie własności mechanicznych skał w szerokim przedziale parametrów.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. H. KOLSKY, *An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading*, Proc. Phys. Soc., B62, 676, 1979.
2. U. S. LINDHOLM, *Some experiments with the split Hopkinson pressure bar*, J. Mech. Phys. Solids 6, 12, 81, 1963.
3. W. E. JAHSMAN, *Reexamination of the Kolsky technique for measuring dynamic material behaviour*, J. Appl. Mech., 41, 137, 1974.
4. L. D. BETHOLF, C. H. KARNES, *Two-dimensional analysis of the split Hopkinson pressure bar system*, J. Mech. Phys. Sol., 23, 1, 1975.
5. J. KLEPACZKO, *Zmodyfikowany pręt Hopkinsona*, Mech. Teor. i Stos., 4, 9, 479, 1971.
6. J. KLEPACZKO, S. WODNICZAROW, *Zachowanie się tensometrów elektrooporowych przy obciążeniach impulsowych*, Myśl Techn., 6, 13, 93, 1976 (w jęz. bułgarskim).
7. J. KLEPACZKO i Z. MALINOWSKI, *Dynamic frictional effects as measured from the split Hopkinson pressure bar*, Proc. IUTAM Symposium on High Velocity Deformation of Solids, Tokyo 1977.
8. P. B. ATTEWELL, *Response of rocks to high velocity impacts*, Bull. Inst. Min. Mat., 705, 1962.
9. K. O. HAKALEHTO, *The behaviour of rock under impulse loads — a study using the Hopkinson split bar method*, Acta Polytech., Scandinavica, 81, 1969.
10. B. LUNDBERG, *A split Hopkinson bar study of energy absorption in dynamic rock fragmentation*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 13, 187, 1976.
11. R. TEALE, *The concept of specific energy in rock drilling*, Int. J. Rock Mech. Min. Sci., 57, 2, 1965.
12. J. BUCHAR, F. DUŠEK, *The influence of loading rate on mechanical properties of rocks*, Arch. Górnictwa, 20, 245, 1975.
13. R. J. CHRISTENSEN, S. R. SWANSON, W. S. BROWN, *Split Hopkinson bar tests on rock under confining pressure*, Exp. Mech., 12, 1, 508, 1972.
14. U. S. LINDHOLM, *Effect of temperature and strain rate on the unconfined compression strength of basalt*, Int. J. Rock. Mech., and Mining Sci., 11, 181, 1974.

Резюме

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОДИФИЦИРОВАННОГО СТЕРЖНЯ ГОПКИНСОНА ДЛЯ УДАРНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ СКАЛ

До сих пор техника модифицированного стержня Гопкинсона применялась в большинстве случаев для исследования пластических свойств металлов деформированных с большими скоростями. Работа составляет описание экспериментальной техники, опирающейся на принцип упомянутого устройства, в применении для исследования механических свойств скал ударно нагруженных. Обсуждены основные зависимости волновой механики в стержнях;

эти зависимости позволяют находить энергии фрагментации образца на основе зарегистрированных форм волн. Обсуждены отдельные степени приближения этих зависимостей. В дальнейшей части обсуждена конструкция устройства запроектированного и изготовленного в Институте Основных Проблем Техники ПАН. В последней части работы помещено обзрение экспериментальных результатов полученных разными авторами в случае исследования скальных материалов при использовании этого рода устройства.

SUMMARY

APPLICATION OF THE SPLIT HOPKINSON PRESSURE BAR FOR DYNAMIC LOADING OF ROCKS

Hitherto, the split Hopkinson bar technique was applied to investigate the visco-plastic properties of metals at high strain rates. This paper deals with the same experimental technique but applied to test rock materials at high loading rates. The fundamental relations based on the elastic wave mechanics have been discussed. These relations make it possible to estimate the energy of specimen fragmentation after having recorded the shape of elastic waves in the system. Different levels of approximation for the derived relations are discussed. In the next part of the paper the experimental setup is described, which has been designed and built at the Institute of Fundamental Technological Research, Polish Academy of Sciences.

The last part of the paper is devoted to a discussion of the experimental results for rocks obtained by different authors with the aid of a similar experimental setup.

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

Praca została złożona w Redakcji dnia 16 grudnia 1978 r.