



Określenie dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora wykonanego ze spieku na osnowie wolframowej metodą Taylora

EDWARD WŁODARCZYK, JACEK JANISZEWSKI,
WOJCIECH KOPERSKI, MARIUSZ MAGIER¹

Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

¹Wojskowy Instytut Techniczny Uzbrojenia, Zakład Uzbrojenia Artyleryjskiego,
05-220 Zielonka, ul. Prymasa Stefana Wyszyńskiego 7

Streszczenie. W pracy przedstawiono wyniki dynamicznych badań wytrzymałościowych spieków na osnowie wolframowej (stanowiących materiał konstrukcyjny penetratorów pocisków APFSDS-T) metodą testu Taylora. Na podstawie otrzymanych eksperymentalnych wyników badań dynamicznych stwierdzono, że w obliczeniach numerycznych można stosować wartości dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora w zakresie 2100-3000 MPa.

Słowa kluczowe: dynamiczna wytrzymałość metali, obciążenia udarowe, dynamiczna granica plastyczności, test Taylora, materiały konstrukcyjne — wytrzymałość

Symbole UKD: 669.018.2, 539.4

1. Wstęp

Celem prowadzenia dynamicznych badań zachowania się materiału konstrukcyjnego w zakresie w wysokich szybkości odkształceń jest przede wszystkim określenie zmian właściwości mechanicznych (wytrzymałość, plastyczność) w funkcji szybkości odkształceń lub temperatury. Na podstawie wyników badań dynamicznych właściwości materiałów konstrukcyjnych formułuje się także modele konstytutywne stosowane w tworzeniu kodów numerycznych, służących do rozwiązywania zagadnień konstrukcyjnych metodami symulacji komputerowej.

W przypadku aplikacji militarnych związanych z fizyką wybuchu i balistyką końcową, szczególnie ważne jest zbudowanie modelu, np. penetracji pancerza przez pocisk kinetyczny, opartego o wiarygodne wyniki badań dynamicznych, stanowiące podstawę dalszych analiz i optymalizacji konstrukcji pocisku w celu osiągnięcia pożądanej głębokości przebicia.

Wyznaczenie właściwości mechanicznych materiałów konstrukcyjnych prowadzi się za pomocą między innymi takich metod, jak: statycznej próby rozciągania, ściskania lub skręcania. W badaniach z użyciem standardowych maszyn wytrzymałościowych wyznacza się parametry wytrzymałościowe materiału dla prędkości odkształceń średnio 5 s^{-1} .

Przy zastosowaniu urządzeń wytrzymałościowych o specjalnej konstrukcji można wyznaczyć parametry wytrzymałościowe materiału dla prędkości odkształceń około 200 s^{-1} .

Podstawową metodą pozwalającą określić doświadczalnie właściwości materiałów konstrukcyjnych w zakresie szybkości odkształcenia od 500 s^{-1} do około 10^4 s^{-1} jest metoda Hopkinsona. Podczas tych badań odkształcenia materiału sięgają 30%.

W przypadku konieczności identyfikacji parametrów wytrzymałościowych materiału konstrukcyjnego pocisku kinetycznego przeznaczonego do penetracji pancerzy można zastosować metodę Taylora.

W 1948 r. G. Taylor opracował jednowymiarową teorię plastycznych odkształceń płasko zakończonych, długiego pręta uderzającego w prostopadłą nieodkształcalną przegrodę (płyte) [1]. Umożliwia ona, na podstawie geometrycznych pomiarów odzyskanego po udarze odkształconego pręta, oszacowanie dynamicznej granicy plastyczności tego materiału. Obszerną eksperymentalną ilustrację metody przedstawiono w [2].

Od tego czasu pojawiło się szerokie zainteresowanie badaniami udarowymi i szacowaniem dynamicznej granicy plastyczności [3-20]. Prezentowany w literaturze pogląd wskazuje, że jednowymiarowa teoria Taylora charakteryzuje się pewnymi niedokładnościami w szacowaniu dynamicznej granicy plastyczności, szczególnie w przypadku dużych prędkości uderzenia. Z tej przyczyny wielu badaczy koreluje wyniki eksperymentów z symulacjami komputerowymi, które umożliwiają zastosowanie różnych postaci równań konstytutywnych opisujących materiał pręta. Za pomocą takich programów można aproksymować geometryczne wymiary próbek po badaniach z dostateczną dokładnością i określić dynamiczne właściwości jej materiału.

Wadą metod komputerowych jest duży koszt programów oraz pracochłonność przygotowania i realizacji analiz.

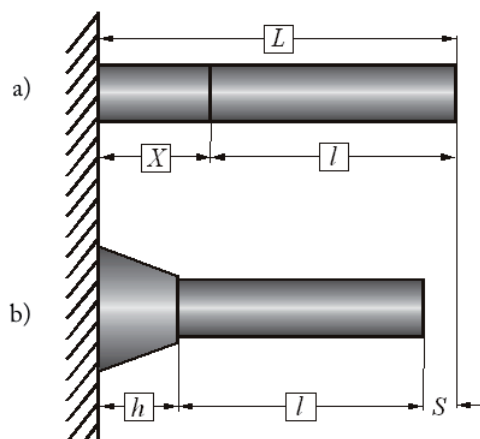
Pomimo ogromnych możliwości współczesnych technik obliczeniowych, proste jednowymiarowe teorie inżynierskie, dające możliwości analitycznych rozwiązań, nie straciły na znaczeniu. Takie teorie często dają badaczom możliwości wglądu we wzajemne oddziaływania fizycznych parametrów badanego problemu i ich

relację do wyniku przypadkowego. Te oddziaływania są często trudne do określenia za pomocą obliczeń komputerowych. Ponadto, proste teorie inżynierskie dostarczają również podstaw do projektowania eksperymentów i interpretacji fizycznej ich wyników.

Klasyczna teoria Taylora [1] oparta jest na wielu założeniach upraszczających i dlatego jej zastosowanie jest ograniczone do małych prędkości uderzenia. Na przykład w równaniu ruchu nieodkształconej części pręta nie uwzględniono ubytku masy jej elementu, który przechodzi w procesie udaru do strefy odkształceń plastycznych. Poprawne równanie wyprowadzono w publikacjach [12, 18]. Wykorzystamy go do opracowania wyników eksperymentalnych prezentowanych w niniejszej pracy.

2. Teoretyczna analiza zmodyfikowanej metody Taylora [12]

Rozważmy jednorodny pręt o początkowej długości L i polu poprzecznego przekroju A_0 , który uderza prostopadle w sztywną przegrodę z początkową prędkością V . Niech x oznacza współrzędną Lagrange'a skierowaną wzdłuż osi pręta i mającą początek na jego końcu przeciwnym do końca uderzającego. Końce pręta są płaskie. Zakładając, że prędkość uderzenia jest dostatecznie duża, część pręta będzie odkształcać się plastycznie. Niech $X(t)$ reprezentuje zmienny w czasie rozmiar strefy plastycznej zmierzony względem konfiguracji początkowej (rys. 1a), $S(t)$ — zależne od czasu przemieszczenie tylnego końca pręta, i $h(t)$ — zmienny w czasie rozmiar strefy odkształconej plastycznie zmierzonej względem zdeformowanej konfiguracji pręta (rys. 1b). Dodatkowo oznaczymy przez $l(t)$ długość strefy nieodkształconej pręta tak, że $l(t) = L - X(t)$ lub $l(t) + X(t) = S(t) + l(t) + h(t) = L = \text{const}$.



Rys. 1. Schematyczna ilustracja pocisku uderzającego w sztywną przegrodę. Na rysunku 1a pokazano konfigurację początkową pocisku, a na rysunku 1b — konfigurację pocisku zdeformowanego

Założmy, że gęstość materiału pręta w procesie zderzenia nie zmienia się ($\rho = \text{const}$) i rozważmy ruch nieodkształconej (sztywnej) jego części. W chwili t , podczas odkształcania pręta w procesie zderzenia przyjmujemy, że długość nieodkształconej jego części jest $L - X(t)$ i zakładamy, że $(dS / dt) = \dot{S}(t) = v(t)$ jest jej bieżącą prędkością przemieszczania się w kierunku osiowym (rys. 2a). Jak pokazano na rysunku 2b, element sztywnej sekcji pręta Δl w przedziale czasu Δt uległ odkształceniu plastycznemu i ma nowe pole przekroju poprzecznego A . Prędkość tego elementu jest oznaczona przez u , prędkość ta ogólnie różni się od prędkości pozostałej sztywnej części pręta ($v + \Delta v$). Siły, które działają na plastycznie odkształcony element generowane są przez jego wzajemne oddziaływanie z sekcją nieodkształconą, oznaczono je przez F na rysunku 2b, oraz jego wzajemne oddziaływanie z uprzednio zdeformowanym materiałem, oznaczone jako $(P + \Delta P)$.

Zgodnie z drugą zasadą dynamiki Newtona liniowa zmiana pędu rozpatrywanego układu w przedziale czasu Δt równa się całkowitemu impulsowi działających nań sił, zatem mamy:

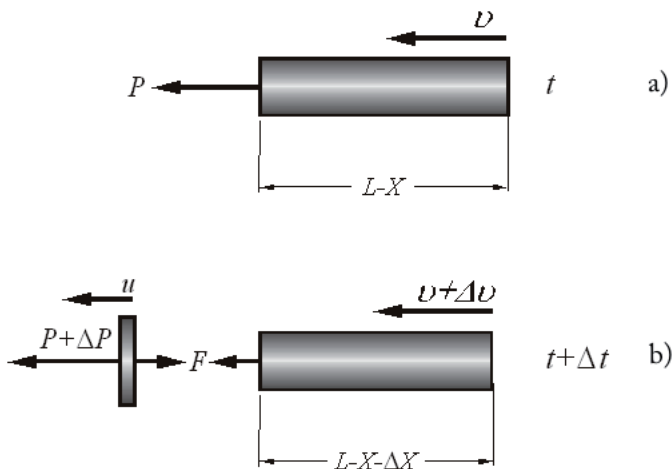
$$\rho A_0 \Delta X u + \rho A_0 (L - X - \Delta X)(v + \Delta v) - \rho A_0 (L - X)v = 1/2(2P + \Delta P)\Delta t,$$

a po podzieleniu obydwóch stron tego równania przez Δt i określeniu granic dla $\Delta t \rightarrow 0$ oraz pominięciu małych wyższego rzędu, otrzymuje się:

$$(L - X)\dot{v} - (v + u)\dot{X} = P / \rho A_0, \quad (2.1)$$

gdzie

$$\dot{v} = dv/dt \quad \text{i} \quad \dot{X} = dX/dt.$$



Rys. 2. Schematyczna ilustracja transferu masy elementu Δl z sekcji sztywnej do części odkształconej w przedziale czasu Δt

Oznaczmy przez σ i e nominalne (inżynierskie) naprężenie i odkształcenie w przekroju odkształconym pręta A . Wówczas $P = \sigma A$, a ponieważ $e = (A_0/A) - 1$ dla materiału o stałej gęstości, przeto:

$$P = \sigma(e)A_0/(1+e). \quad (2.2)$$

Dalej, zgodnie z rysunkiem 1a, jest

$$l = L - X \quad \text{lub} \quad X = L - l. \quad (2.3)$$

Po uwzględnieniu (2.2) i (2.3), równanie (2.1) można przekształcić do postaci:

$$l\dot{v} + \dot{l}(v - u) = f(e)/\rho, \quad (2.4)$$

gdzie

$$f(e) = \sigma(e)/(1+e), \quad \dot{l} = dl/dt. \quad (2.5)$$

Wyrażenie (2.4) jest ścisłym równaniem ruchu sztywnej (nieodkształconej) części pręta.

Przed dalszymi rozważaniami, zwróćmy uwagę na pewne spostrzeżenia dotyczące równania (2.4). Składowa osiowa przemieszczenia $U(x, t)$ jest funkcją ciągłą wzdłuż współrzędnej Lagrange'a x i w czasie t . Zatem zachowuje również ciągłość przy przejściu przez ruchomą powierzchnię graniczną (falę plastyczną) między częściami pręta, sztywną i odkształconą. Natomiast pochodne cząstkowe funkcji $U(x, t)$ na tej granicy mogą być nieciągłe. Oznacza to, że odkształcenie $e = \partial U/\partial x$ i prędkość masowa $\partial U/\partial t$ na czole fali plastycznej mogą zmieniać się w sposób skokowy. Nieciągłości te nie są niezależne. Spełniają one na czole fali plastycznej, rozprzestrzeniającej się z prędkości $\dot{X}(t)$ warunek ciągłości kinematycznej w postaci:

$$u - v = \dot{X}(e_2 - e_1),$$

a ponieważ $e_1 = 0$, $e_2 = e$ i zgodnie z (2.3) $\dot{X} = -\dot{l}$, zatem

$$e\dot{l} + u = v. \quad (2.6)$$

Zwróćmy jeszcze uwagę na fakt, że z relacji $e = (A_0/A) - 1$ wynika wniosek, iż nieciągłość odkształcenia powinna być zauważona w postaci skokowej zmiany pola poprzecznego przekroju (rys. 1b).

Występujący w równaniu (2.4) człon $\dot{l}(v - u)$ dla $\dot{l} \neq 0$ może równać się zeru tylko, gdy $u = v$. Równość ta reprezentuje specjalny przypadek, kiedy prędkość

masowa elementów pręta jest ciągła na czole fali plastycznej. Dalej z relacji (2.6) wynika, że dla $u = v$ jest $e = 0$ i równanie (2.4) redukuje się do postaci:

$$l\dot{v} = [f(0) / \rho] = -Y / \rho, \quad (2.7)$$

gdzie Y jest dynamiczną granicą plastyczności materiału pręta.

3. Uproszczona teoria problemu

Taylor w swojej teorii założył, że pręt w strefie odkształceń plastycznych, tj. między kowadłem (płytą) a czolem fali plastycznej, podczas udaru jest nieruchomy. To założenie jest prawdopodobnie bliskie rzeczywistości dla małych prędkości uderzenia lub dla wczesnego etapu odkształcenia przy dużych prędkościach uderzenia.

Zgodnie z powyższym założeniem, prędkość $u = 0$ i równania (2.4) oraz (2.6) można zredukować do postaci:

$$\frac{d(lv)}{dt} = \frac{f(e)}{\rho}, \quad (3.1)$$

$$\frac{dl}{dt} = \frac{v}{e}. \quad (3.2)$$

Podobnie jak w teorii Taylora, przyjmujemy, że prędkość przemieszczania się granicy sztywnoplastycznej (fali plastycznej) w opisie Eulera jest stała w procesie udaru, tj.: $(dh/dt) = \dot{h} = \lambda = \text{const}$, $\lambda > 0$ (rys. 1b). Dalej zgodnie z rysunkiem 1b mamy:

$$S + l + h = L,$$

a po zróżniczkowaniu względem czasu jest:

$$\dot{S} + \dot{l} + \dot{h} = 0. \quad (3.3)$$

Z zależności (3.3), po uwzględnieniu faktu, że $\dot{h} = \lambda$ i $\dot{S} = v$, otrzymuje się:

$$(dl/dt) = \dot{l} = -(\lambda + v). \quad (3.4)$$

Z równań (3.2) i (3.4) wynika, że odkształcenie e można określić wzorem:

$$e = -v/(\lambda + v). \quad (3.5)$$

Po wyeliminowaniu z równań (3.1) i (3.2) różniczki dt oraz wykorzystaniu relacji (3.5), otrzymuje się:

$$\frac{d(lv)}{dl} = -\frac{f[-v/(\lambda + v)]}{\rho(\lambda + v)}. \quad (3.6)$$

Równanie (3.6) można przekształcić do postaci

$$\frac{dl}{l} = -\left[\frac{(\lambda + v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho} \right] \quad (3.7)$$

i po scałkowaniu otrzymuje się:

$$l = l(v) = L \exp \left[\int_v^v \frac{(\lambda + v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho} \right]. \quad (3.8)$$

Na końcu procesu uderzenia jest $l = l_f$ i $v = 0$. Wówczas równanie (3.8) przyjmuje postać:

$$\ln \left(\frac{L}{l_f} \right) = -\int_0^v \frac{(\lambda + v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho}. \quad (3.9)$$

Po eliminacji z równań (3.4) i (3.7) różniczki dl , otrzymuje się:

$$dt = \frac{l(v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho},$$

a po scałkowaniu mamy:

$$t = \int_v^v \frac{l(v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho} = -\int_v^v \frac{l(v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho}, \quad (3.10)$$

gdzie funkcja $l(v)$ określona jest wzorem (3.8).

Czas końca zderzenia $t = t_f$ zdeterminowany jest następującą całką:

$$t_f = - \int_0^v \frac{l(v)dv}{v(\lambda + v) + f[-v/(\lambda + v)]/\rho}. \quad (3.11)$$

Ponieważ $\dot{h} = \lambda$, zatem $h = \lambda t$ i $h_f = \lambda t_f$ lub

$$t_f = h_f / \lambda = (L_f - l_f) / \lambda, \quad (3.12)$$

gdzie $L_f = l_f + h_f$ jest końcową długością pręta po udarze.

Gdy znana jest relacja konstytutywna materiału pręta $\sigma = \sigma(e)$, to całki (3.9) i (3.11) można oszacować. Równania (3.9) i (3.11) są niezależne i można je wykorzystać do określenia dynamicznych właściwości materiału pręta, np. do oszacowania dynamicznej granicy plastyczności i prędkości przemieszczania się czoła fali plastycznej.

4. Analityczne rozwiązanie problemu dla materiału idealnie plastycznego

Równanie konstytutywne dla materiału idealnie plastycznego ma postać:

$$\sigma = -Y, \quad (4.1)$$

gdzie $Y = Y(V)$ jest dynamiczną granicą plastyczności. Zakłada się, że wielkość ta jest stała dla danej prędkości uderzenia.

Po podstawieniu (4.1) do (3.8) i scałkowaniu, otrzymuje się:

$$(L/l) = \left[(c^2/\lambda) - v \right] / \left[(c^2/\lambda) - V \right], \quad c^2 = Y/\rho. \quad (4.2)$$

Na końcu procesu uderzenia, wyrażenie (4.2) redukuje się do postaci:

$$(l_f/L) = 1 - (\lambda/Y)(\rho V^2/Y) = 1 - \alpha\beta, \quad (4.3)$$

gdzie

$$\alpha = \rho V^2/Y, \quad \beta = \lambda/V. \quad (4.4)$$

Równanie (3.11), po wykorzystaniu (4.1), (4.2) i przekształceniach przyjmuje postać:

$$\frac{t_f}{L[(Y/\lambda\rho)-V]} = \int_0^v \frac{dv}{(\lambda+v)[(Y/\lambda\rho)-v]^2}. \quad (4.5)$$

Po scałkowaniu wyrażenia (4.5) i wykorzystaniu (3.12) otrzymuje się:

$$\begin{aligned} (L_f - l_f)/L = & \left[\beta(1 - l_f/L)^2 \right] / \left[1 + \beta(1 - l_f/L) \right] - \\ & - \left\{ \left[\beta(l_f/L)(1 - l_f/L) \right] / \left[1 + \beta(1 - l_f/L) \right]^2 \right\} \ln \left[\beta(l_f/L) / (1 + \beta) \right] \end{aligned} \quad (4.6)$$

lub

$$a\beta^2 + b\beta + c = -\beta d \ln \left[\beta(l_f/L) / (1 + \beta) \right] = \beta d \ln \left[(1 + \beta) / (l_f/L)\beta \right], \quad (4.7)$$

gdzie

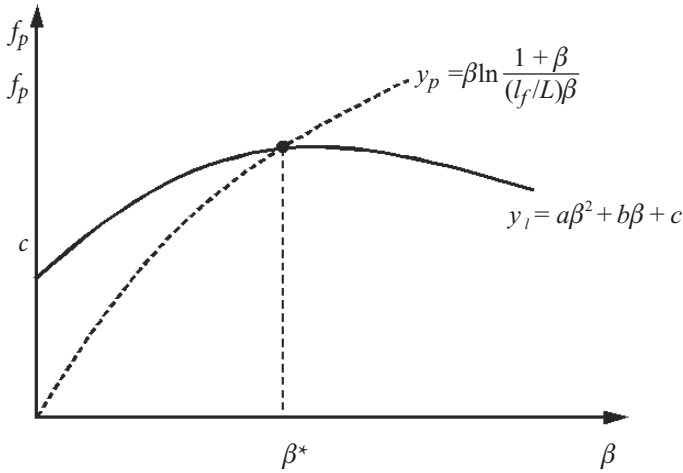
$$\left. \begin{aligned} a &= (1 - l_f/L)^2 \left[(L_f/L) - 1 \right] = - \left[1 - (L_f/L) \right] (1 - l_f/L)^2, \\ b &= (1 - l_f/L) \left[2(L_f/L) - (l_f/L) - 1 \right], \\ c &= (L_f/L) - (l_f/L), \\ d &= (l_f/L)(1 - l_f/L) \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

W ten sposób problem zredukowano do rozwiązania równania przestępnego (4.7) w celu określenia parametru β dla uzyskanych eksperymentalnie wielkości (4.8). Z analizy zmian lewej $y_l(\beta)$ i prawej $y_p(\beta)$ stron równania (4.7) w funkcji β wynika, że istnieje jeden pierwiastek rzeczywisty $\beta = \beta^*$ (rys. 3), który spełnia to równanie.

$$y_l(\beta) = a\beta^2 + b\beta + c, \quad y_p(\beta) = \beta d \ln \left[(1 + \beta) / (l_f/L)\beta \right]$$

Po określeniu wartości parametru β^* dla wyznaczonych eksperymentalnie współczynników (4.8), z wyrażenia (4.3) mamy:

$$\alpha = \left[1 - (l_f/L) \right] / \beta^*. \quad (4.9)$$

Rys. 3. Schemat zmiany funkcji $y_p(\beta)$ i $y_l(\beta)$

Dalej z relacji (4.4)₁ i (4.9) otrzymuje się prosty wzór, określający dynamiczną granicę plastyczności materiału badanego pręta, a mianowicie:

$$Y = \frac{\rho V^2}{\alpha} = \frac{\beta^* \rho V^2}{1 - (l_f/L)}. \quad (4.10)$$

Dane eksperymentalne uzyskane z testów uderzeniowych dla materiału penetratora analizowano za pomocą wyprowadzonych wyżej wzorów. Podajemy je w następnym punkcie pracy.

5. Badania eksperymentalne

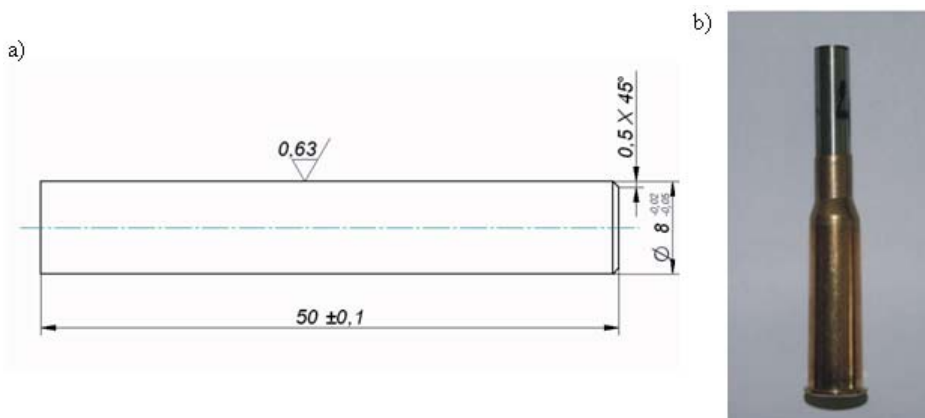
Badania przeprowadzono za pomocą stanowiska laboratoryjnego, którego widok przedstawiono na rysunku 4. Stanowisko składa się z trzech podstawowych elementów: układu miotającego, miernika prędkości oraz nieodkształcalnej tarczy metalowej.

Do miotania próbek walcowych (rys. 5) zastosowano pirotechniczną metodę napędzania, w której wykorzystano karabin z lufą gładką o kalibrze 8 mm. Przed wykonaniem badania, próbkę materiału badanego osadzano w łusce (rys. 5b), do której wcześniej wsypano obliczoną masę prochu. Stosując różne naważki prochu, otrzymywano różne warunki napędzania (prędkość zderzenia).

Do rejestracji prędkości zderzenia zastosowano optoelektroniczny układ pomiarowy, który widoczny jest na rysunku 4. Bramki optyczne miernika prędkości



Rys. 4. Stanowisko do dynamicznego odkształcania próbek walcowych



Rys. 5. Wymiary próbki badawczej oraz widok próbki osadzonej w lufce

były ustawione pomiędzy wylotem lufy a tarczą, a odległość od wylotu lufy do powierzchni tarczy wynosiła około 80 cm.

Tarczę wykonano ze stali NC6, którą poddano obróbce cieplnej. W wyniku tej obróbki twardość stali wynosiła około 55 HRC. Aby zachować wymagane warunki badania, powierzchnię zderzenia tarczy poddano obróbce szlifowania w celu nadania odpowiednio niskiej chropowatości powierzchni.

Istotnym i trudnym zagadnieniem badania metodą Taylora jest zapewnienie prostopadłego zderzenia walca z powierzchnią tarczy. Aby zapewnić prostopadłe warunki zderzenia, układ miotający mocowano w statywie umożliwiającym jego regulację położenia we wszystkich płaszczyznach. Oprócz tego wykonano przyrząd kontrolno-pomiarowy, zapewniający precyzyjnie prostopadłe ustawienie osi lufy względem powierzchni tarczy po każdym oddanym strzale.

Dynamiczne odkształcanie próbek walcowych wykonanych ze stopu wolframu przeprowadzono dla różnych wartości prędkości zderzenia z przedziału od około 98 do 164 m/s.

W wyniku przeprowadzonych prób udarowego obciążenia otrzymano zdeformowane plastycznie próbki, których kształt przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 6. Widok próbek walcowych po przeprowadzeniu testu Taylora

W kolejnym etapie prac eksperymentalnych dokonano pomiaru postaci geometrycznej walców odkształconych dynamicznie. Głównym celem tych pomiarów było określanie położenia granicy l_f pomiędzy odkształconą plastycznie częścią walca a niezdeformowaną. Pomiarów tych dokonano za pomocą współrzędnościowej maszyny pomiarowej. Za kryterium położenia granicy odkształcenia plastycznego l_f (liczonej od końca części niezdeformowanej) przyjęto wzrost średnicy przekroju poprzecznego walca o 0,1 mm w stosunku do średnicy początkowej. Wyniki pomiarów geometrycznych walców zestawiono w tabeli 1.

TABELA 1

Zestawienie wyników pomiarów geometrycznych próbek walcowych

Nazwa próbki	Średnica [mm]	Długość początkowa L [mm]	Długość końcowa L_f [mm]	Położenie granicy l_f [mm]
Próbka nr 1	7,97	49,80	47,05	34,0
Próbka nr 2	7,97	49,97	46,33	32,6
Próbka nr 3	7,98	50,04	47,92	30,2
Próbka nr 4	7,98	49,96	48,28	29,2
Próbka nr 5	7,97	50,08	45,97	32,0

Próbka nr 6	7,98	50,15	49,06	37,5
Próbka nr 7	7,96	49,91	47,42	34,9
Próbka nr 8	7,96	50,01	47,53	37,8
Próbka nr 9	7,97	50,07	47,43	35,2
Próbka nr 10	7,96	50,04	48,42	31,0
Próbka nr 11	7,98	50,07	48,29	34,5
Próbka nr 12*	7,98	49,85	45,20	32,5
Próbka nr 13**	7,98	50,04	46,31	29,7

Na podstawie pomierzonych wielkości wymiarów L_f i l_f odkształconych próbek określono wartości bezwymiarowych parametrów α i β oraz dynamicznej granicy plastyczności Y , zgodnie z podanymi w poprzednim punkcie zależnościami. Wyniki obliczeń zamieszczono w tabeli 2.

TABELA 2

Wyniki obliczeń z wartościami prędkości zderzenia

Nazwa próbki	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12*	13**
Prędkość [m/s]	130,0	147,0	127,9	137,0	158,7	98,58	146,5	143,8	144,1	125,9	127,9	163,6	147,4
Dynamiczna granica plastyczności Y [MPa]	2333	2180	3384	5111	2209	3811	3311	2950	2972	4392	3828	1917	2306

*Pęknięcie, ** Początek pęknięcia

4. Uwagi i wnioski

Otrzymane wyniki dynamicznej granicy plastyczności materiału penetratora charakteryzują się stosunkowo dużym rozrzutem, który prawdopodobnie jest skutkiem niedokładności w pomiarze prędkości zderzenia. Po odrzuceniu skrajnych wartości oraz nieuwzględnieniu w obliczeniach wyników dla próbek 12 i 13 (zaobserwowane pęknięcia), wartości dynamicznej granicy plastyczności zawierają się w przedziale 2100÷3200 MPa.

Źródłem błędu pomiaru prędkości zderzenia walca jest prawdopodobnie zjawisko rozprzestrzeniania się gazów prochowych przed czołem walca. Zjawisko to powoduje niepoprawną pracę układu pomiarowego, ponieważ układ optoelek-

troniczny pierwszej bramki uruchamiany jest przez gazy prochowe, a nie przez przelot próbki walcowej.

Praca naukowa finansowana ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego w latach 2006-2008 jako projekt badawczy rozwojowy nr R 00 018 02.

Artykuł wpłynął do redakcji xx.xx.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w xxx 2009 r.

LITERATURA

- [1] G. TAYLOR, *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress I. Theoretical considerations*, Proc. Roy. Soc. London Series A, 1948, 194, 289.
- [2] A. C. WHIFFEN, *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic field stress II. Tests on various metallic materials*, Proc. Roy. Soc. London Series A, 1948, 194, 300.
- [3] E. H. LEE, S. J. TUPPER, *Analysis of plastic deformation in a steel cylinder striking a rigid target*, J. Appl. Mech., Trans. ASME, 1954, 21, 63.
- [4] J. B. HAWKYARD, *A theory for the mushrooming of flat-ended projectiles impacting on flat rigid anvil, using energy considerations*, Int. J. Mech. Sci., 1969, 11, 313.
- [5] J. B. HAWKYARD, D. EASOTON, W. JOHNSON, *The mean dynamic yield strength of copper and low carbon steel at elevated temperatures from measurements of the "mushrooms" of flat-ended projectiles*, Int. J. Mech. Sci, 1968, 10, 929.
- [6] G. I. BARENBLATT, A. I. ISHLINSKII, *On the impact of viscoplastic bar on rigid wall*, Prokl. Math. Mekh., 1962, 26, 497.
- [7] T. C. T. TING, *Impact of nonlinear viscoplastic rod on a rigid wall*, J. Appl. Mech. Trans. ASME, 1966, 33, 505.
- [8] M. I. HUTCHINGS, *estimation of yield stress in polymers a high strain-rates using G.I.Taylor's impact technique*, J. Mech. Phys. Solids, 1979, 26, 289.
- [9] L. L. WILSON, J. W. HOUSE, M. E. NIXON, *Time resolved deformation from the cylinder impact tests*, AFSTL-TR-89-76, November 1989.
- [10] G. R. JOHNSON, T. J. HOLMQUIST, *evaluation of cylinder-impact test data for constitutive model constants*, J. Appl. Phys., 1988, 64, 3901.
- [11] P. J. MAUDIN, R. F. DAVIDSON, R. J. HENNINGER, *Implementation and assessment of the mechanical-threshold-stress model using the EPIC2 and PINON computer codes*, Los Alamos National Laboratory report LA-11895-MS, September 1990.
- [12] S. E. JONES, P. P. GILLIS, J. C. FOSTER JR., *On the equation of motion of the undeformed section of a Taylor impact specimen*, J. Appl. Phys., 1987, 61, 499.
- [13] S. E. JONES, P. P. GILLIS, J. C. FOSTER JR., L. L. WILSON, *A one-dimensional two-phase flow model for Taylor impact specimens*, J. Engr. Mat'ls. Tech. Trans. ASME, 1991, 113, 228.
- [14] J. D. CINNAMON, S. E. JONES, J. C. FOSTER JR., P. P. GILLIS, *An analysis of early time deformation rate and stress in the Taylor impact test*, Mechanical Behavior of Materials-VI. Proc. Of the Sixth int. Materials Conf., Kyoto, Japan, July 1991, vol. 1, eds. M. Jano and T. Inouc, 1991, 337.
- [15] S. E. JONES, P. J. MAUDIN, P. P. GILLIS, J. C. FOSTER JR., *An analytical interpretation of high strain rate materials behavior during early time plastic deformation in the Taylor impact test*, Computers Engineering, ed. G. A. Gabriele, vol. 2, ASME, New York, 1992, 173.

-
- [16] P. P. MAUDIN, J. C. FOSTER JR., S. E. JONES, *On the Taylor test, Part III: A continuum mechanics code analysis of plastic wave propagation*, Los Alamos National Laboratory report LA-12836-MS, November 1994.
- [17] J. C. FOSTER JR., MAUDIN, P. P., S. E. JONES, *On the Taylor test, Part I: A continuum analysis of plastic wave propagation*, Proc. Of the 1995 ASP Topical Conf., An Shock Compression of Condensed Matter, Seattle, Washington, August 1995, 291.
- [18] P. P. MAUDIN, J. C. FOSTER JR., S. E. JONES, *An engineering analysis of plastic wave propagation in the Taylor test*, Int. J. Impact Engng., 1997, 19, 95.
- [19] N. CRISTESCU, *Dynamic plasticity*, North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [20] M. A. MEYERS, *Dynamic behavior of materials*, Johns Wiley and sons, INC, New York–Chichester–Brisbane–Toronto–Singapoure, 1994.

E. WŁODARCZYK, J. JANISZEWSKI, W. KOPERSKI, M. MAGIER

**Estimation of yield stress in tungsten rods at high strain-rates
using Taylor's impact technique**

Abstract. In this paper, we present the estimation of yield stress in tungsten rods at high strain-rates using Taylor's impact. The results of this test showed that the yield stress in tungsten rods achieved 2100-3200 MPa for the impact velocity of about 130-150 m/s. The experimental results will be used for computer analyses of the armour penetration process by tungsten penetrators.

Keywords: terminal ballistic, Taylor's test, construction materials — strength

Universal Decimal Classification: 669.018.2, 539.4

