



BIULETYN WAT
VOL. LVI, Nr 1, 2007

Oszacowanie dynamicznej granicy plastyczności wybranych stali łuskowych za pomocą uderzeniowego testu Taylora

EDWARD WŁODARCZYK, ALINA STARCZEWSKA*, JAN MATERNIAK*,
JACEK JANISZEWSKI, WOJCIECH KOPERSKI

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

*Politechnika Poznańska, Instytut Technologii Materiałów,
60-965 Poznań, ul. Piotrowo 3

Streszczenie. Oszacowano dynamiczną granicę plastyczności dwóch stali łuskowych: produkcji polskiej i niemieckiej. Mechaniczne właściwości tych stali aproksymowano modelem ciała idealnie plastycznego. W badaniach stosowano płasko zakończone cylindryczne pręty o długości początkowej $L = 56$ mm i średnicy $D = 8$ mm. Pręty w charakterze pocisków napędzono do początkowej prędkości V o wartościach zawartych w przedziale $110 \div 210$ m/s, które uderzały prostopadle w nieodkształcalne kowadło. W obliczeniach szacujących dynamiczną granicę plastyczności badanych stali uwzględniono poprawne równanie ruchu sztywnej sekcji deformowanego pręta. Granicę tę oznaczono symbolem Y . Dla porównania obliczono również dynamiczną granicę plastyczności badanych stali klasyczną teorią Taylora i oznaczono ją przez Y_T . Okazuje się, że $Y_T < Y$. Różnica wynosi około 20%. Średnie wartości dynamicznej granicy plastyczności wynoszą: $Y \approx 2230$ MPa dla polskiej i $Y \approx 2170$ MPa dla stali niemieckiej. Przeciętny wzrost dynamicznej granicy plastyczności w porównaniu ze statyczną granicą plastyczności wynosi odpowiednio dla stali produkcji polskiej $Y/R_{0,2} \approx 1,86$ i niemieckiej $Y/R_{0,2} \approx 1,75$.

Słowa kluczowe: Dynamiczna wytrzymałość metali, obciążenia udarowe, dynamiczna granica plastyczności, dynamiczny wykres naprężenie-odkształcenie

Symbol UKD: 669.018.2

1. Wstęp

W 1948 roku G. Taylor opracował jednowymiarową teorię plastycznych odkształceń płasko zakończonego, długiego pręta po prostopadłym uderzeniu nim

w nieodkształcalną przegrodę (płyte) [1]. Pozwala ona za pomocą geometrycznych pomiarów odzyskanego po udarze odkształconego pręta oszacować w przybliżeniu dynamiczną granicę plastyczności tego materiału. Obszerną eksperymentalną ilustrację metody przedstawiono w [2].

Poczynając 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 brakami w dokładnym szacowaniu dynamicznej granicy plastyczności, szczególnie w przypadku dużych prędkości uderzenia. Z tego powodu wielu badaczy koreluje wyniki eksperymentalne z nowoczesnymi analizami komputerowymi, które pozwalają zastosować skomplikowane postacie równań konstytutywnych opisujących materiał pręta. Za pomocą tych programów można aproksymować geometryczne wymiary próbki, uzyskane po badaniach, z bardzo wysoką dokładnością i solidnie określić dynamiczne właściwości jej materiału.

Wadą metod komputerowych jest duży koszt programów i to, że bardzo często wymagają pokaźnych ilości czasu do ich realizacji.

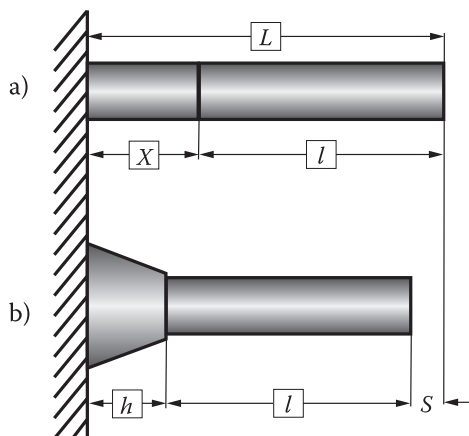
Pomimo ogromnych możliwości współczesnych technik obliczeniowych, proste jednowymiarowe teorie inżynierskie, dające możliwości analitycznych rozwiązań, nie straciły na znaczeniu. Takie teorie często dają badaczom możliwości wglądu we wzajemne oddziaływania fizycznych parametrów badanego problemu i ich relację do wyniku przypadkowego. Te wzajemne 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 jej masy równej masie elementu, który przechodzi w procesie udaru do strefy odkształceń plastycznych. Poprawne równanie wyprowadzono w publikacjach [12] i [18]. Wykorzystamy je do opracowania wyników eksperymentalnych prezentowanych w niniejszej pracy.

2. Teoretyczna analiza zmodyfikowanej metody Taylora [12]

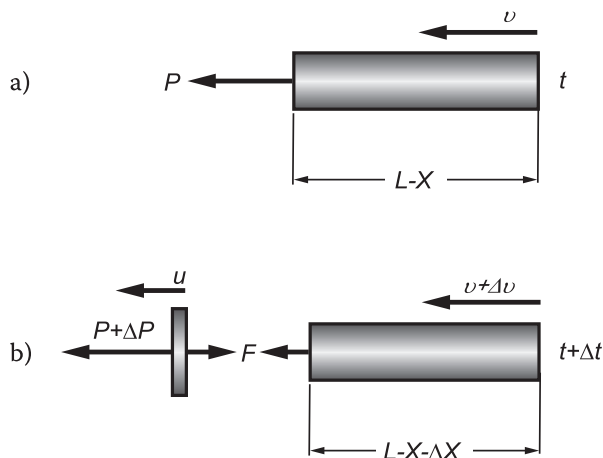
Rozważmy jednorodny pręt o początkowej długości L i polu poprzecznego przekroju A_0 , który uderza prostopadle w sztywną przegrodę z początkową prędkością V . Niech x oznacza współrzędną Lagrange'a skierowaną wzdłuż osi pręta i mającą początek na jego końcu przeciwnym do końca uderzającego. Końce pręta są płaskie. Po założeniu, 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 zmierzony 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: a) konfiguracja początkowa pocisku; b) konfiguracja pocisku zdeformowanego

Założmy, że materiał pręta jest nieściśliwy ($\rho = \text{const}$) 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 rys. 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 , ogólnie różni się ona 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 $(P + \Delta P)$.



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

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

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

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

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

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 nieściśliwego, 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 prędkością $\dot{X}(t)$ 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 (płyta) a czołem fali plastycznej podczas udaru jest nieruchomy. To założenie jest prawdopodobnie bliskie rzeczywistości dla małych prędkości uderzenia lub dla wczesnego etapu odkształcania 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 sztywno-plastycznej (fali plastycznej), wyrażona we współrzędnej 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:

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

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

Czas końca zderzenia $t = t_f$ zdeteminowany 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:

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

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:

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

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 $y_p(\beta)$ strony równania (4.7) w funkcji β wynika, że istnieje jeden pierwiastek rzeczywisty $\beta = \beta^*$ (rys. 3), który spełnia to równanie.

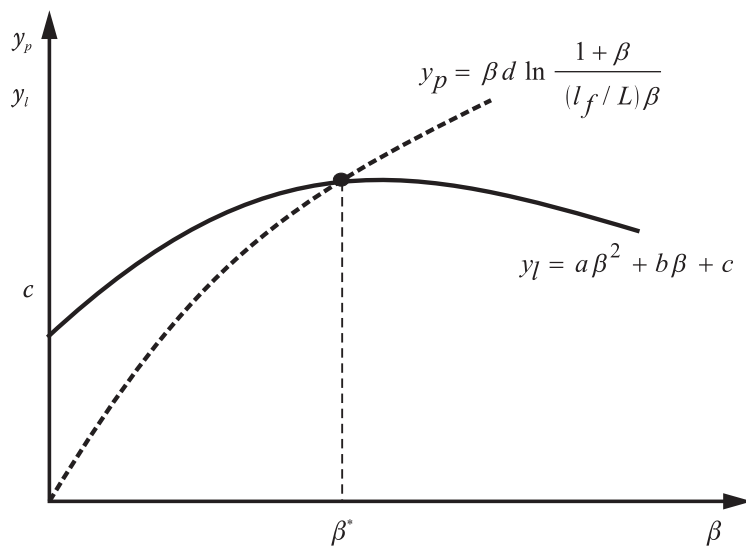
Po określeniu wartości parametru β^* dla wyznaczonych eksperymentalnie współczynników (4.8), z wyrażenia (4.3) mamy:

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

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 dwóch rodzajów stali łuskowej analizowano za pomocą wyprowadzonych wyżej wzorów.

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

Podajemy je w następnym punkcie pracy.

5. Wyniki eksperymentalne

Do badań użyto dwóch stali łuskowych: produkcji polskiej (Bw 35 HGNWV) i niemieckiej (tu oznaczonej SŁ-N), które są stosowane w produkcji okuć amunicji



Rys. 4. Schemat pobrania próbek materiałowych z okucia

czołgowej 120 mm. W badaniach stosowano płasko zakończone cylindryczne pręty o długości początkowej $L = 56$ mm i średnicy $D = 8$ mm. Próbkę walcową wykonano z okuć, które odzyskano po strzelaniach poligonowych. Schemat pobierania próbek walcowych z badanych okuć przedstawiono na rysunku 4.

Oprócz tego pobrano próbki materiałowe do przeprowadzenia statycznych badań wytrzymałościowych. Po wykonaniu tych prac otrzymano wyniki, które zestawiono w tabeli 1.

TABELA 1

Zestawienie parametrów określających statyczne właściwości wytrzymałościowe dla wytypowanych stali łuskowych

Parametr wytrzymałościowy	Rodzaj stali łuskowej	
	Bw 35 HGNWV	SŁ-N
Umowna granica sprężystości $R_{0,05}$ [MPa]	–	1199
Umowna granica plastyczności $R_{0,2}$ [MPa]	1205	1255
Wytrzymałość na rozciąganie R_m [MPa]	1270	1305
Wydłużenie względne A_5 [%]	14,8	6,5

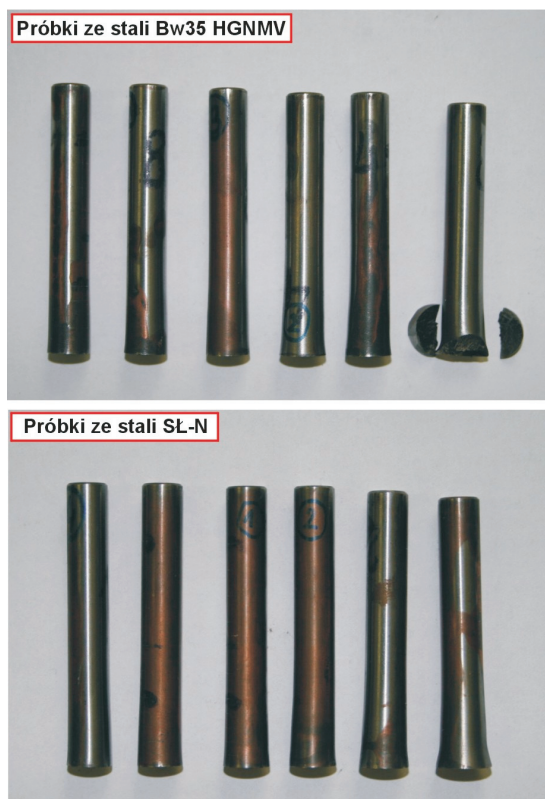
Próbki te, jako pociski, napędzono do prędkości początkowej V o wartościach zawartych w przedziale 110÷210 m/s, które uderzały prostopadle w nieodkształcalną płytę. Fotografie kształtów odzyskanych po procesie zderzenia odkształconych plastycznie próbek przedstawione są na rysunku 5.

W oparciu o pomierzone wielkości wymiarów L_f i l_f odkształconych próbek, zgodnie z podanymi w poprzednim punkcie wzorami, określono wartości bezwymiarowych parametrów α i β oraz dynamicznej granicy plastyczności Y . Dla porównania określono również dynamiczną granicę plastyczności Y_T według klasycznej teorii Taylora. Wyniki eksperymentów i obliczeń zamieszczono w tabeli 2.

Jak się okazuje, wartość dynamicznej granicy plastyczności obliczona za pomocą klasycznej teorii Taylora, tj. bez modyfikacji równania ruchu sztywnej części pręta, jest zaniżona ($Y_T < Y$). Poza tym w wartościach Y i Y_T występują pewne rozrzuty w funkcji prędkości uderzenia V . Wynikają one prawdopodobnie z niedokładności eksperymentalnych. Ogólnie można stwierdzić, że średnie wartości dynamicznych granic plastyczności w badanym zakresie prędkości uderzenia, po odrzuceniu skrajnych rezultatów wynoszą:

$$Y \approx 2230 \text{ MPa dla stali Bw 35 HGNMV}$$

$$Y \approx 2170 \text{ MPa dla stali SŁ-N}$$



Rys. 5. Widok próbek walcowych po przeprowadzeniu testu Taylora

TABELA 2

Zestawienie danych eksperymentalnych z badań zmodyfikowaną i klasyczną metodą Taylora dla wytypowanych stali huskowych

Materiał	Prędkość uderzenia V [m/s]	L_r/L	l_r/L	Parametry		Y [MPa]	Y_T [MPa]	$Y/R_{0,2}$
				α	β			
Stal Bw 35 HGNMV	111,0	0,975	0,63	0,047	7,86	2063	1718	1,71
Stal Bw 35 HGNMV	121,6	0,975	0,58	0,047	9,02	2480	1963	2,06
Stal Bw 35 HGNMV	140,2	0,964	0,56	0,067	6,49	2275	1811	1,99
Stal Bw 35 HGNMV	163,1	0,949	0,54	0,099	4,62	2105	1706	1,74
Stal Bw 35 HGNMV	177,2	0,951	0,56	0,094	4,64	2599	2150	2,16

cd. tabeli 2

Stal Bw 35 HGVM*	205,4	0,913	0,53	0,183	2,58	1797	1571	1,49
Stal łuskowa SŁ-N	119,5	0,973	0,60	0,051	7,15	2176	1824	1,73
Stal łuskowa SŁ-N	121,4	0,972	0,60	0,052	7,77	2223	1821	1,77
Stal łuskowa SŁ-N	140,4	0,961	0,58	0,075	5,62	2059	1702	1,64
Stal łuskowa SŁ-N	157,0	0,960	0,58	0,077	5,44	2491	2067	1,98
Stal łuskowa SŁ-N	172,4	0,945	0,56	0,109	4,01	2127	1800	1,69
Stal łuskowa SŁ-N	209,1	0,922	0,53	0,159	2,971	2141	1804	1,70

* próbka pękła w trakcie testu

Praca została wykonana w ramach projektu badawczego PBW 563 realizowanego w WAT w latach 2005-2006.

Artykuł wpłynął do redakcji 19.06.2006 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w październiku 2006 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, 194, 1948, 289.
- [2] A. C. WHIFFEN, *The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress II. Tests on various metallic materials*, Proc. Roy. Soc. London Series A, 194, 1948, 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, 21, 1954, 63.
- [4] J. B. HAWKYARD, *A theory for the mushrooming of flat-ended projectiles impinging on a flat rigid anvil, using energy considerations*, Int. J. Mech. Sci., 11, 1969, 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., 10, 1968, 929.
- [6] G. I. BARENBLATT, A. I. ISHLINSKII, *On the impact of a viscoplastic bar on a rigid wall*, Prikl. Math. Mekh., 26, 1962, 497.
- [7] T. C. T. TING, *Impact of a nonlinear viscoplastic rod on a rigid wall*, J. Appl. Mech. Trans. ASME, 33, 1966, 505.
- [8] I. M. HUTCHINGS, *Estimation of yield stress in polymers at high strain-rates using G. I. Taylor's impact technique*, J. Mech. Phys. Solids, 26, 1979, 289.
- [9] L. L. WILSON, J. W. HOUSE, M. E. NIXON, *Time resolved deformation from the cylinder impact test AFATL-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., 64, 1988, 3901.

- [11] P. J. MAUDLIN, 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., 61, 1987, 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, 113, 1991, 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, p. 337.
- [15] S. E. JONES, P. J. MAUDLIN, 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 in Engineering 1992, ed. G.A. Gabriele, vol. 2, p. 173 ASME, New York, 1992.
- [16] P. J. MAUDLIN, 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., P. J. MAUDLIN, S. E. JONES, *On the Taylor test, Part I: A continuum analysis of plastic wave propagation*, Proc of the 1995 APS Topical Conf. An Shock Compression of Condensed Matter, Seattle, Washington, August 1995, p. 291.
- [18] P. J. MAUDLIN, J. C. FOSTER JR., S. E. JONES, *An engineering analysis of plastic wave propagation in the Taylor test*, Int. J. Impact Engng, 19, 1997, 95.
- [19] N. CRISTESCU, *Dynamic plasticity*, North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [20] M. A. MEYERS, *Dynamic behaviour of materials*, Johs Wiley and Sons, INC, New York-Chichester-Brisbane-Toronto-Singapore, 1994.

E. WŁODARCZYK, A. STARCZEWSKA, J. MATERNIAK,
J. JANISZEWSKI, W. KOPERSKI

Estimation of dynamic yield stress of shell steels by means of the Taylor impact test

Abstract. Using Taylor's impact technique, mean values of the dynamic yield stress in two shell steels (Bw 35 HGNMV and here denoted SŁ-N) was estimated. Mechanical properties of these steels were approximated by ideal plastic model. The technical flat-ended projectiles made of the above listed steel, was driven to the values of the impact velocity in the range of 110÷210 m/s. These projectiles have impacted in non deformable anvil. The computations of the dynamic yield stresses were performed, using the correct equation of motion of the deformed segment of the rod after impact. The mean values of the dynamic yield stress of the studied shell steels are equal to $Y \approx 2230$ MPa for Bw 35 HGNMV and $Y \approx 2170$ MPa for SŁ-N. The average increase in the dynamic yield stress value to relative static yield stress these steels is $Y/R_{0.2} \approx 1.86$ and $Y/R_{0.2} \approx 1.75$, respectively. It is necessary to take into account that dynamic yield stress commutated by means of the classic Taylor theory Y_T is smaller then the presented in this paper dynamic yield stress Y ($Y_T < Y$).

Keywords: Dynamic strength of metals, impact load, dynamic yield point, dynamic stress-deformation diagram

Universal Decimal Classification: 669.018.2