

NUMERYCZNA OPTIMALIZACJA KONSTRUKCJI PENETRATORA SEGMENTOWEGO POCISKU PODKALIBROWEGO

Streszczenie: W niniejszym artykule przedstawiono niestacjonarny, przestrzennie dwuwymiarowy (o symetrii osiowej), fizyczno-numeryczny model, umożliwiający komputerową symulację procesu optymalizacji konstrukcji kinetycznego pocisku typu APFSDS z penetratorem segmentowym w procesie penetracji pancerza. Przyjęto do obliczeń, że pancerz wykonany jest ze stali RHA, a pocisk (penetrator) ze spieku wolframowego (w dalszej części pracy nazywamy go skrótowo pociskiem wolframowym).

THE NUMERICAL OPTIMIZATION OF THE NOVEL KINETIC ENERGY PENETRATOR FOR TANK GUNS

Abstract: Currently the issues concerning kinetic energy projectiles undertaken by author focuses on the problem of increase of the penetration of the monolithic and composite armours. For this theoretical assumption it is very important to find the optimal distance between penetrator's segments (established by the length of connecting muff) which can transverse the penetration process from a one-stage into few-stages. In this paper are present the numerical optimization of the new concept kinetic energy penetrator and its influence to the penetration process.

1. Wprowadzenie

W ramach realizacji w latach 2006-2008 projektu badawczego rozwojowego nr R 00 018 02. w pracach [1] i [2] przedstawiono autorską koncepcję „*penetracji segmentowej wymuszonej*”. Polega ona na zastosowaniu, w konstrukcji penetratora pocisku podkalibrowego, łącznika pomiędzy wolframowymi segmentami penetratora, który odkształcając się w procesie penetracji, powoduje zmniejszanie się dystansu pomiędzy segmentami penetratora tak, aby w odpowiednim momencie tylny segment penetratora uderzył w hamujący w pancerzu przedni segment powodując jego dodatkowe napędzenie (poprzez dostarczenie energii kinetycznej), zwiększające w efekcie końcowym głębokość przebicia. Zastosowanie tulei łączącej wykonanej z materiału o innej gęstości i wytrzymałości, pozwoli na znaczne zmniejszenie lub wyeliminowanie propagacji fali uderzeniowej (dzielącej się na fale sprężystą i plastyczną, które negatywnie wpływają na wytrzymałość penetratora poprzez generowanie m.in. deformacji plastycznych) w segmencie tylnym penetratora powstającej podczas etapu zderzenia pocisku z pancerzem. Dzięki zastosowaniu takiego rozwiązania konstrukcyjnego nienaruszony strukturalnie segment tylny penetratora może penetrować z wynikiem pozytywnym drugą zasadniczą warstwę pancerza (np. element ceramiczny). Numeryczna analiza wariantów rozwojowych penetratora segmentowego dowiodła, że głębokość przebicia pancerza stalowego penetratorem segmentowym o odległości 5 cm pomiędzy segmentami wolframowymi, połączonymi tuleją

stalową, jest większa o około 7% w stosunku do głębokości przebicia penetratorem jednorodnym o tej samej średnicy i masie.

Zaobserwowane zjawisko zwiększenia głębokości przebicia przez zastosowanie wydłużonej tulei łączącej z zachowaniem niezmięnionej masy pocisku i penetratora jest zjawiskiem nowym dla zagadnień związanych z kinetyczną penetracją pancerzy i wymaga dalszej analizy naukowej. Stanowi ono silną przesłankę do optymalizacji konstrukcji penetratorów pocisków podkalibrowych w ramach dalszych prac naukowo-badawczych.

Celem optymalizacji konstrukcji nowego penetratora segmentowego, a szczególnie określenie optymalnej odległości pomiędzy wolframowymi segmentami penetratora, przeprowadzono w niniejszej pracy symulacje numeryczne z wykorzystaniem Metody Punktów Swobodnych.

W niniejszej pracy przedstawiono niestacjonarny, przestrzennie dwuwymiarowy (o symetrii osiowej), fizyczno-numeryczny model, umożliwiający komputerową symulację procesu penetracji pancerza przez kinetyczny pocisk typu APFSDS – jednorodny i segmentowy. Przyjęto do obliczeń, że pancerz wykonany jest ze stali RHA, a pocisk (penetrator) ze spieku wolframowego (w dalszej części pracy nazywamy go skrótowo pociskiem wolframowym).

Model teoretyczny, uwzględniający niestacjonarność i wielowymiarowość przestrzenną procesu, skomplikowane warunki początkowo-brzegowe oraz rzeczywiste, empiryczne opisy własności materiałowych nie stwarzają żadnych praktycznych możliwości uzyskania rozwiązania analitycznego. Jediną szansą uzyskania efektywnych teoretycznych rozwiązań zagadnienia są metody obliczeniowe fizyki komputerowej.

Model procesu oparty jest o równania mechaniki ośrodków ciągłych. Obejmuje on układ równań zapewniający spełnienie praw zachowania, model konstytutywny i równania stanu (fenomenologiczny model mechaniki ciała stałego).

Sposób rozwiązywania układu równań różniczkowych, cząstkowych oparty został o metodę „punktów swobodnych” [3, 4]. Idea metody polega na pokryciu deformowanego ciała siecią punktów materialnych i śledzeniu ich trajektorii w kolejnych momentach czasu. Kod komputerowy został napisany w języku FORTRAN i przystosowany do obliczeń na wydajnych stacjach roboczych.

2. Równania problemu

Do opisu zachowania się metali w warunkach silnych, dynamicznych obciążeń występujących przy penetracji pancerza przez pocisk zastosowano model ciała sprężysto-plastycznego. Przytoczymy go w pełnej, zwartej formie. Układ równań wyrażający prawa zachowania (symetria osiowa) ma następującą postać [5-8]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{w} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{d\vec{w}}{dt} = \nabla \cdot \hat{\sigma} \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{de}{dt} = \hat{\sigma} \cdot \nabla \vec{w} \quad (2.3)$$

$$\overset{\vee}{S}_{ik} = 2\mu \left(\dot{\epsilon}_{ik} - \frac{1}{3} \dot{\epsilon}_{ii} \delta_{ik} \right) \quad (2.4)$$

Warunek plastycznego płynięcia dla metali przyjęto w postaci Miesesa:

$$S_{ij} S_{ij} \leq \frac{2}{3} Y^2 \quad (2.5)$$

Równanie stanu dla metali przyjęto w postaci:

$$p = k_1 x + k_2 x^2 + k_3 x^3 + \gamma p e \quad (2.6)$$

$$x = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}, \quad k_2 = 0 \quad \text{dla} \quad x < 0 \quad (2.7)$$

Temperaturę metalu można wyznaczyć ze związku

$$T = 300 \frac{e_0 - e}{e_{00}} \quad (5.8)$$

$$e_0 = e_{00} + e_{01}x + e_{02}x^2 + e_{03}x^3 + e_{04}x^4 \quad (2.9)$$

Do opisu właściwości wytrzymałościowych stosowany był zmodyfikowany model wykorzystujący elementy modeli Steinberga – Guinana i Johnsona – Cooka [4,8-10], który dla metali ma postać:

$$Y = \left[A + B \cdot (\epsilon^p)^n \right] \cdot (1 + C \ln \dot{\epsilon}^p) \cdot (1 - T_*^m) \cdot F(\rho_s) \quad (2.10)$$

$$\left[A + B \cdot (\epsilon^p)^n \right] \leq Y_{\max} \quad (2.11)$$

$$Y = 0 \quad \text{dla} \quad T > T_m \quad (2.12)$$

$$\mu = \mu_0 (1 - T_*^m) \cdot F(\rho_s) \quad (2.13)$$

$$\epsilon^p = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[(\epsilon_{rr}^p - \epsilon_{zz}^p)^2 + (\epsilon_{rr}^p - \epsilon_{\varphi\varphi}^p)^2 + (\epsilon_{zz}^p - \epsilon_{\varphi\varphi}^p)^2 + \frac{3}{2} (\epsilon_{rz}^p)^2 \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

$$F(\rho_s) = \begin{cases} 1 & \text{dla} \quad \rho_s \geq \rho_{s1} \\ \frac{\rho_s - \rho_{s2}}{\rho_{s1} - \rho_{s2}} & \text{dla} \quad \rho_{s2} \leq \rho_s < \rho_{s1} \\ 0 & \text{dla} \quad \rho_s < \rho_{s2} \end{cases} \quad (2.15)$$

Ograniczenie własności wytrzymałościowych przez powstające szczeliny modelowano mnożąc Y , μ oraz k_1 , k_2 , i k_3 przez odpowiednią funkcję $G(V_c)$:

$$Y^T = Y \cdot G(V_c), \quad \mu^T = \mu \cdot G(V_c), \quad (k_1, k_2, k_3)^T = (k_1, k_2, k_3) \cdot G(V_c) \quad (5.16)$$

Funkcję $G(V_c)$ przyjmowano w postaci

$$G(V_c) = 1 - \rho V_c \quad (2.17)$$

Układ równań opisujący dynamikę wzrostu objętości szczelin przyjmowano tak jak w zmodyfikowanym modelu Fortowa [11-13]:

$$\frac{dV_c}{dt} = -k \text{sign}(p) \cdot [|p| - \sigma_0] (V_c + V_{c0}) \quad \text{dla} \quad |p| \geq \sigma_0 \quad (2.18)$$

$$\frac{dV_c}{dt} = 0 \quad \text{dla} \quad |p| < \sigma_0 \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{\rho} = V_c + \frac{1}{\rho_s} \quad (2.20)$$

gdzie:

$$\sigma_0 = \sigma_{00} \cdot F(\rho_s) \cdot H(\epsilon^p) \cdot (1 - T_*^m) G_1(V_c) \quad (5.21)$$

$$G_1(V_c) = \frac{V_{c1}}{V_{c1} + V_c} \quad (5.22)$$

$$H(\epsilon^p) = \exp(-\psi \epsilon^p) \quad (5.23)$$

Oznaczenia wielkości występujących w równaniach: t – czas, ρ – gęstość, \mathbf{w} – wektor prędkości masowej odpowiednio wzdłuż współrzędnych r, z , p – ciśnienie, e – energia wewnętrzna, T – temperatura, ρ_s – gęstość fazy ciała stałej, $\hat{\sigma}$ – tensor naprężeń, S_{ik} – składowe dewiatora tensora naprężeń, S_{ik}^{∇} – pochodna Jaumanna, Y – granica plastyczności, μ – moduł ścinania, ϵ_{ik}^p – składowe tensora deformacji plastycznej, ϵ^p – ekwiwalentna deformacja plastyczna, $\dot{\epsilon}^p$ – szybkość zmian ekwiwalentnej deformacji plastycznej, V_c – objętość właściwa szczelin, $T_* = (T - T_0) / (T_m - T_0)$, T_0 , oraz T_m – temperatura początkowa i temperatura topnienia.

Występujące w równaniach (5.1-5.23): $k_1, k_2, k_3, e_{00}, e_{01}, e_{02}, e_{03}, e_{04}, \gamma, \rho_0, \rho_{s1}, \rho_{s2}, n, m, A, B, C, \mu_0, \sigma_{00}, Y_0, Y_{max}, T_m, V_{c1}, V_{c0}, \psi$ – stałe współczynniki.

Charakterystyki metali zastosowanych w obliczeniach

W tabelach 2.1 i 2.2 zamieszczono wartości współczynników występujących w modelu fizycznym dla elementów metalowych - wykorzystywanych przy modelowaniu zjawiska penetracji pancerza [3,4,8-10, 14-21].

Tabela 2.1. Wartości współczynników występujących w równaniu stanu, modelu tworzenia się szczelin i modelu Johnsona-Cooka dla stali

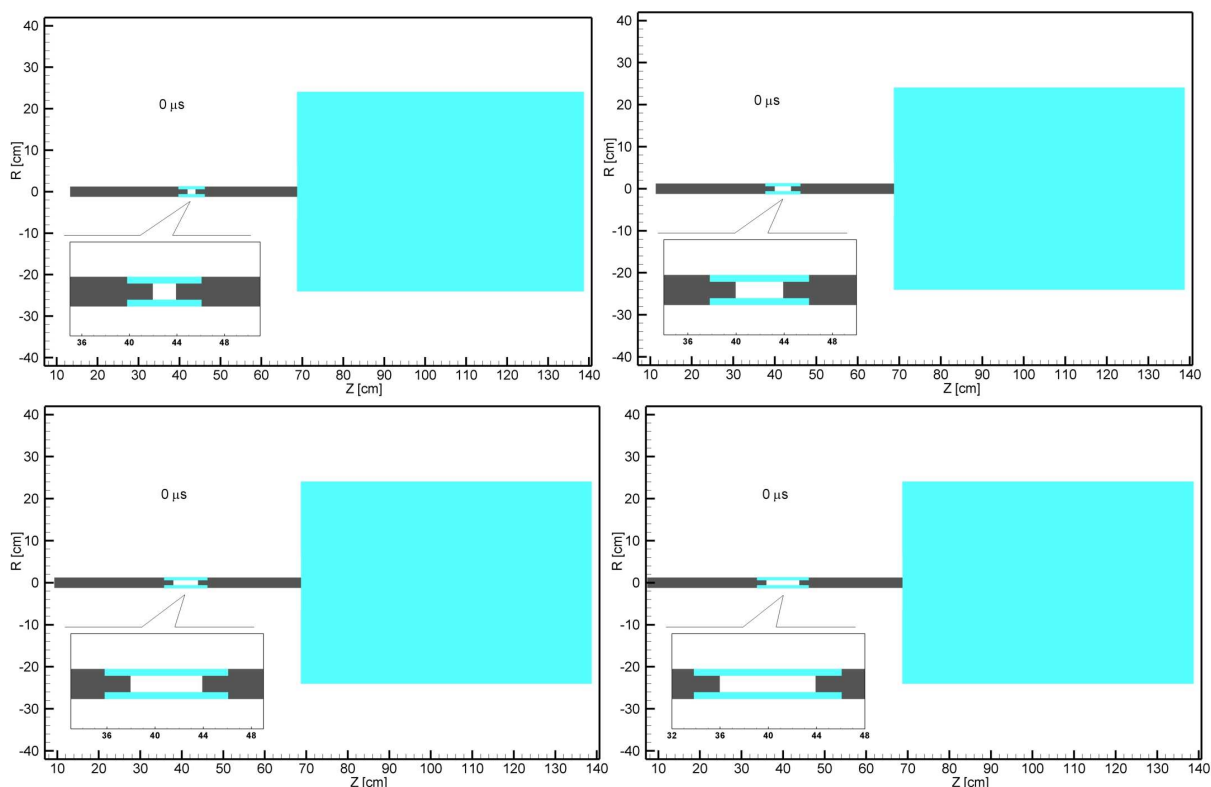
Materiał - Stal									
współczynnik	$\rho_0 \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$k_1 [GPa]$	$k_2 [GPa]$	$k_3 [GPa]$	$e_{00} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{01} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{02} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{03} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{04} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$
wartość	7,9	164,8	312,4	564,9	-1,34	-2,908	1,012	2,051	2,901
współczynnik	γ_0	$A [GPa]$	$B [GPa]$	$C [GPa]$	m	n	$Y_{max} [GPa]$	$T_{m0} [10^3 K]$	$k \left[\frac{1}{Pa \cdot s} \right]$
wartość	2,17	0,455	0,237	0,006	1	0,37	1,0	1,793	0,25
współczynnik	$\sigma_{00} [GPa]$	$V_{c0} \left[10^{-5} \cdot \frac{cm^3}{g} \right]$	$V_{c1} \left[\frac{cm^3}{g} \right]$	$\mu_0 [GPa]$	$\rho_{s1} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$\rho_{s2} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	ψ		
wartość	2,0	1,27	0,01	77,0	6,87	5,84	1		

Tabela 2.2. Wartości współczynników występujących w równaniu stanu, modelu tworzenia się szczelin i modelu Johnsona-Cooka dla wolframu

Materiał - Wolfram									
współczynnik	$\rho_0 \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$k_1 [GPa]$	$k_2 [GPa]$	$k_3 [GPa]$	$e_{00} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{01} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{02} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{03} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$	$e_{04} \left[10^2 \cdot \frac{J}{kg} \right]$
wartość	17,3	285,0	484,0	762,0	-0,407	-0,627	0,8068	1,336	1,604
współczynnik	γ_0	$A [GPa]$	$B [GPa]$	$C [GPa]$	m	n	$Y_{max} [GPa]$	$T_{m0} [10^3 K]$	$k \left[\frac{1}{Pa \cdot s} \right]$
wartość	1,54	1,506	0,177	0,016	1	0,12	2,0	1,723	0,25
współczynnik	$\sigma_{00} [GPa]$	$V_{c0} \left[10^{-5} \cdot \frac{cm^3}{g} \right]$	$V_{c1} \left[\frac{cm^3}{g} \right]$	$\mu_0 [GPa]$	$\rho_{s1} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	$\rho_{s2} \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	ψ		
wartość	2,0	1,27	0,01	144,0	15,0	12,8	1		

3. Wyniki symulacji komputerowych.

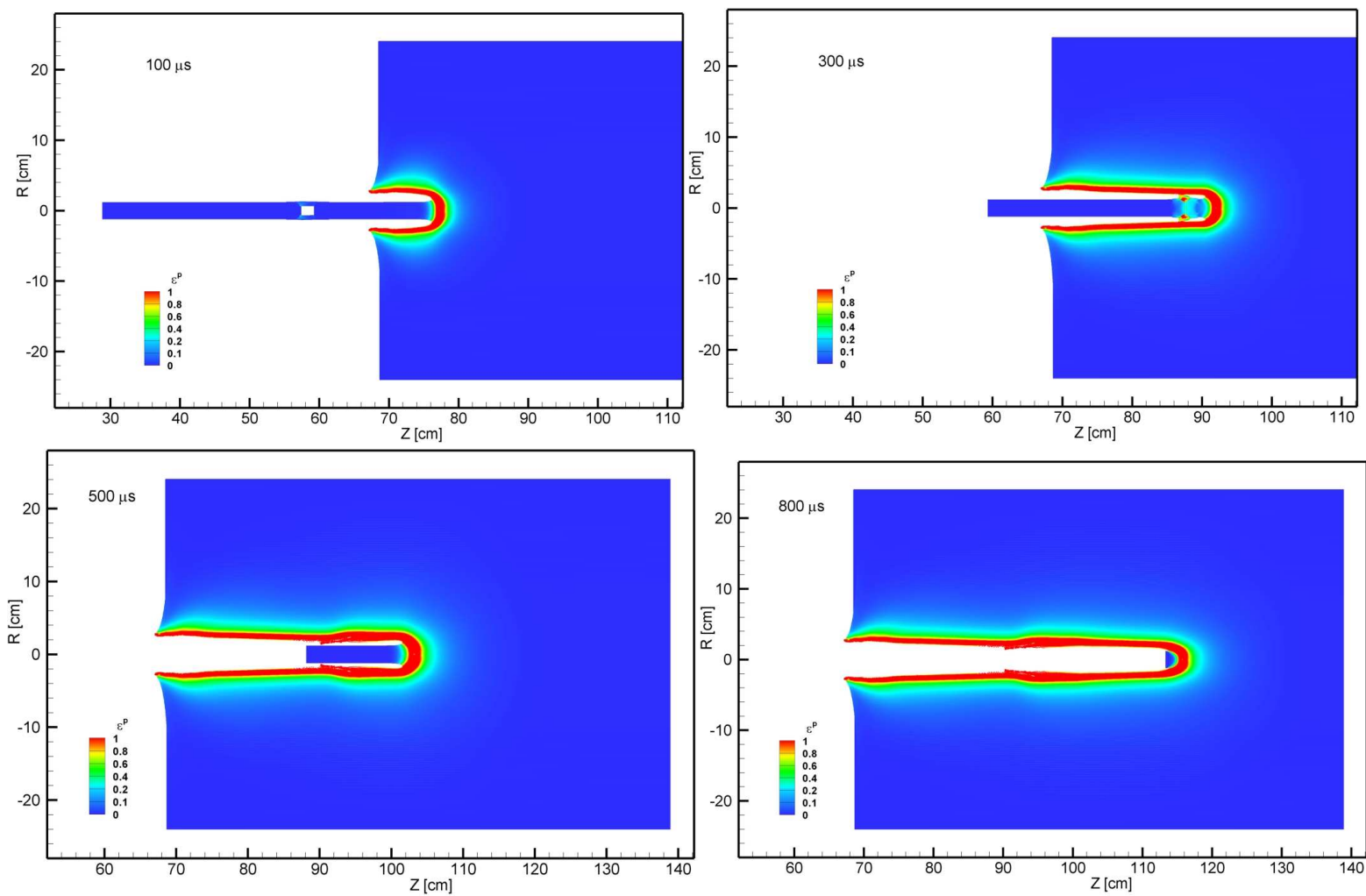
Wykorzystując omówiony w rozdziale 2 model matematyczno-fizyczny oraz kod komputerowy, zbudowany w oparciu o metodę punktów swobodnych, wykonano szereg obliczeń numerycznych dotyczących modelowania procesu penetracji pancerza przez segmentowy pocisk wolframowy. Modelowanie komputerowe wykonano dla czterech różnych konfiguracji pocisku. Pokazano je na rysunku 2.1.



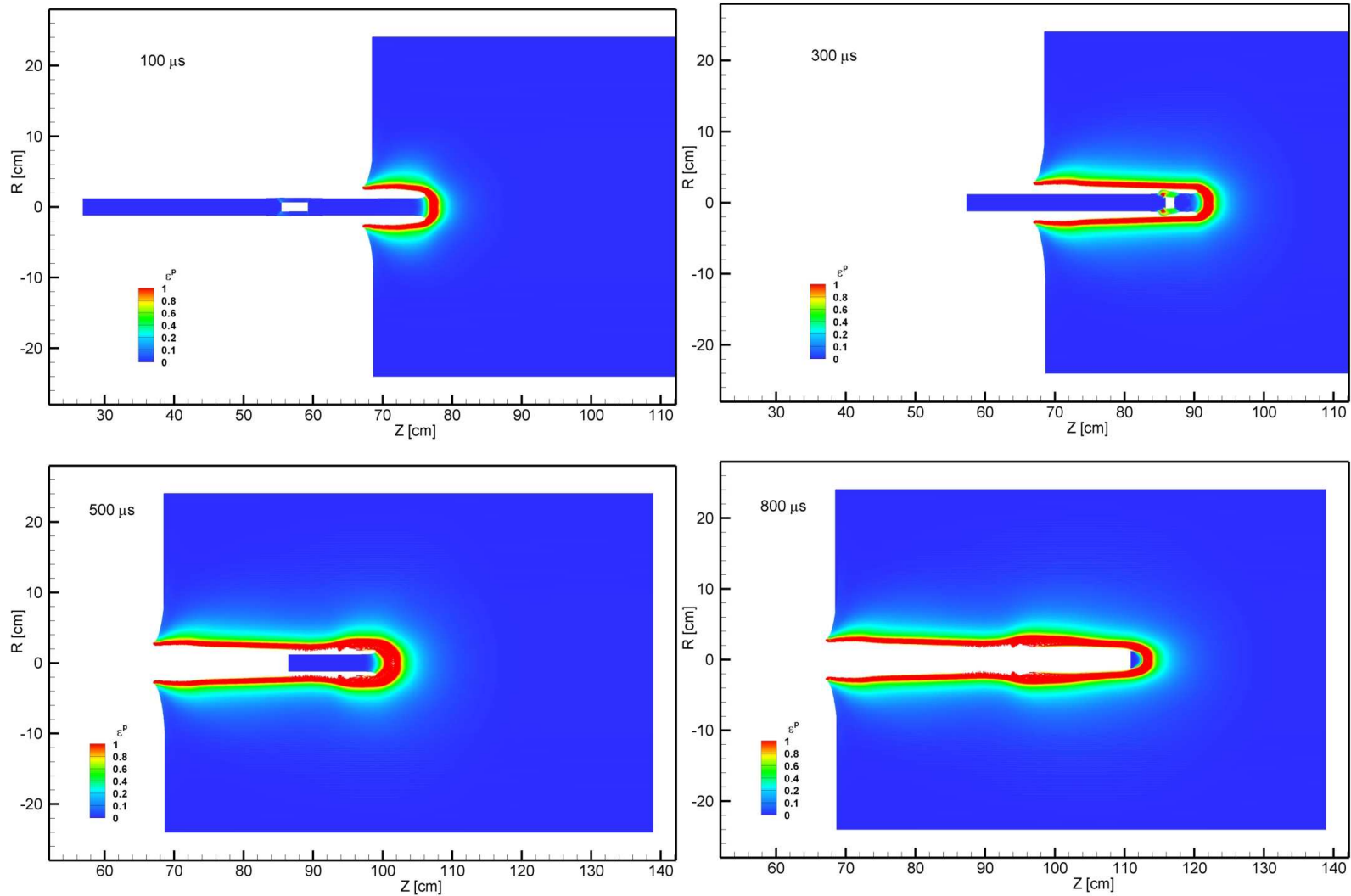
Rys. 2.1. Warianty penetratorów segmentowych poddane analizie numerycznej (odstęp między segmentami – 2, 4, 6, 8 cm), pancerz płyta RHA o grubości 50 cm.

Table 2.3. Parametry układu w analizowanych wariantach obliczeniowych

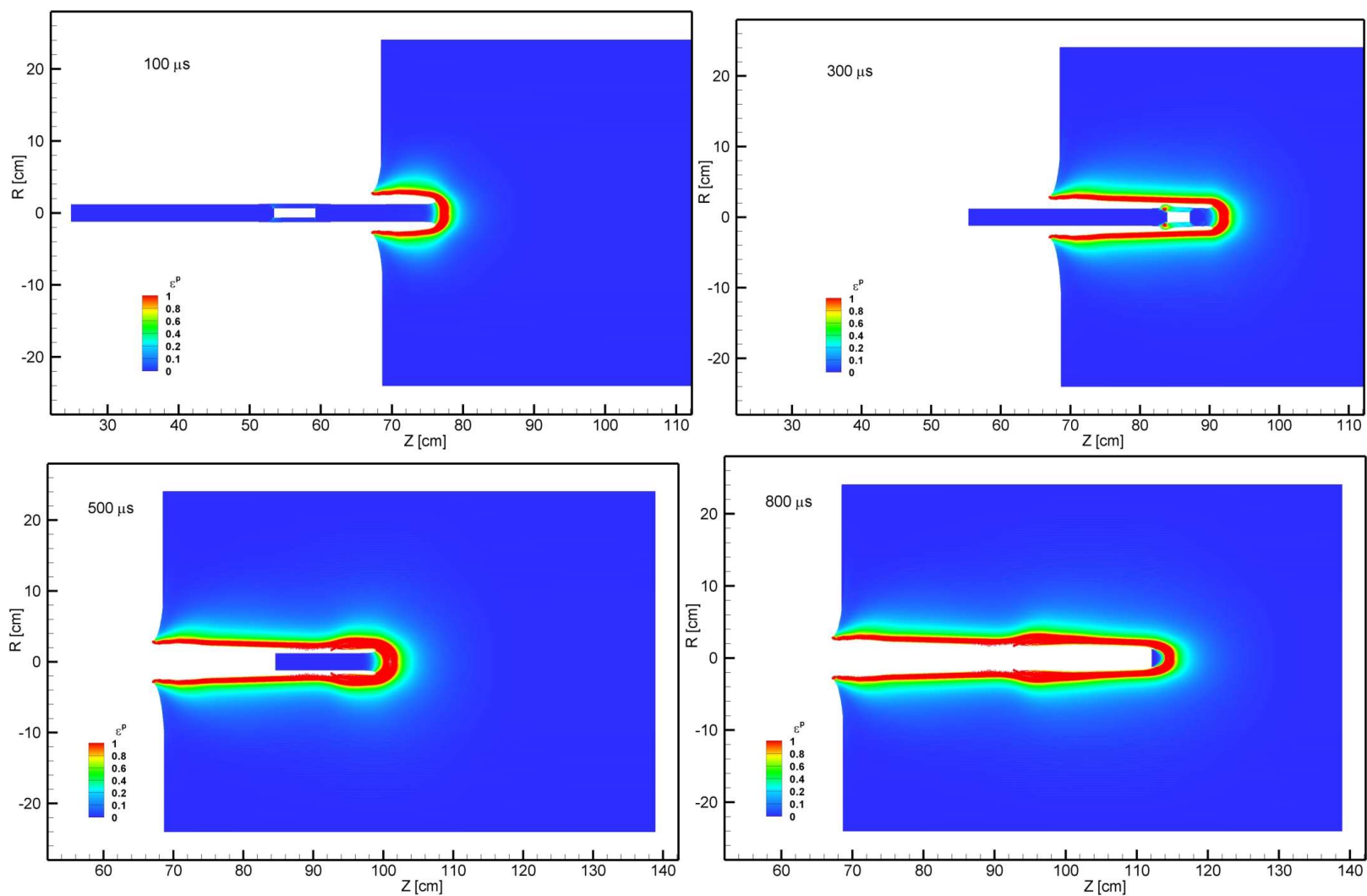
Wariant	Średnica penetratora d [cm]	Długość penetratora l [cm]	Prędkość uderzenia v(m/s)	Masa penetratoram [g]	Głębokość penetracji p [cm]	Odległość między segmentami z [cm]
A	2,3	55,4	1550	3597	46,80	2
B		57,4		3635	44,30	4
C		59,4		3672	45,51	6
D		61,4		3710	39,23	8



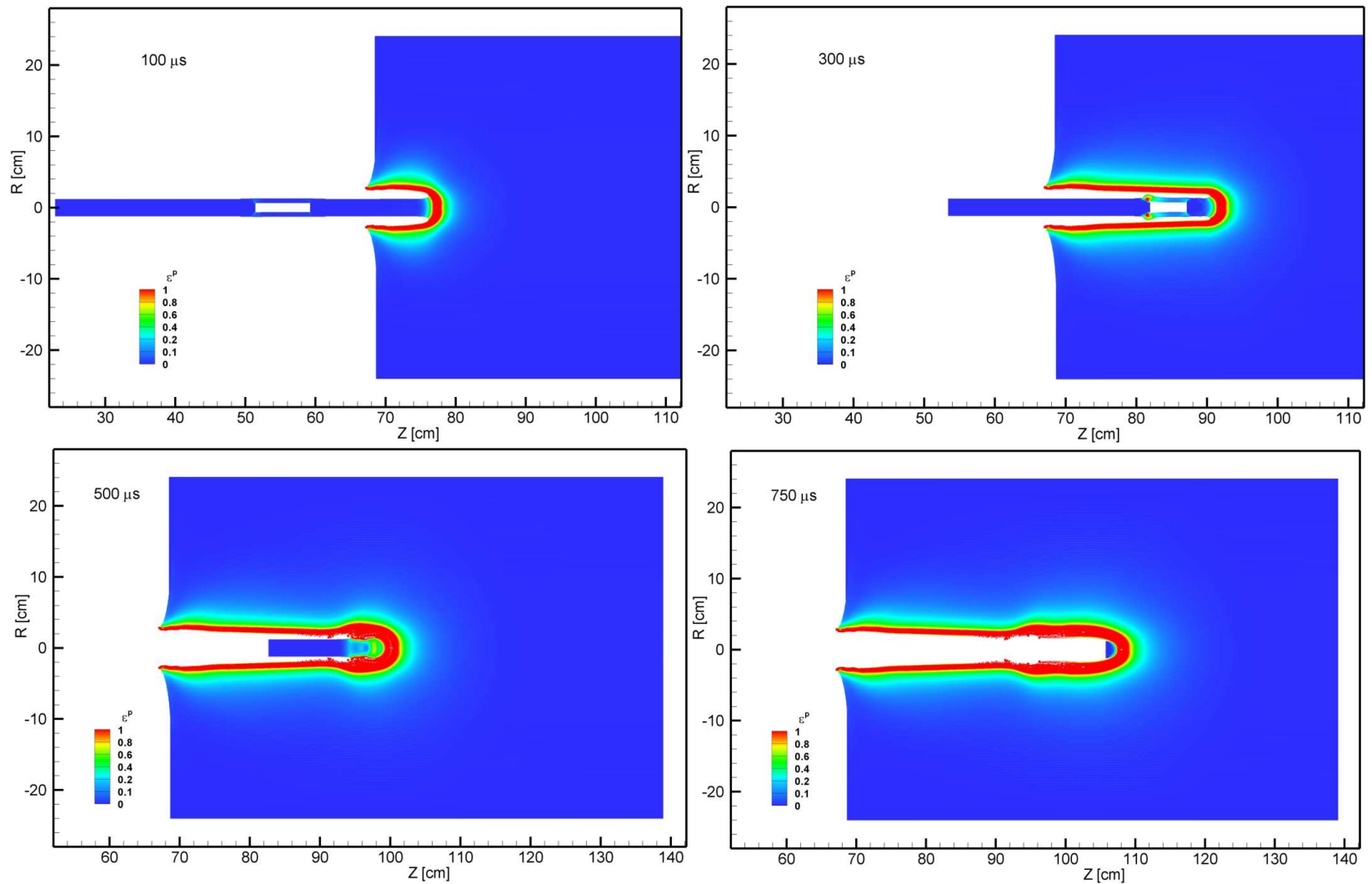
Rys. 2.2. Wyniki analizy numerycznej penetracji stalowego pancerza RHA przez jednorodny pocisk wolframowy napędzony do prędkości 1550 m/s (wariant A $z=2$ cm). Czasowa sekwencja rozkładu ekwiwalentnej deformacji plastycznej.



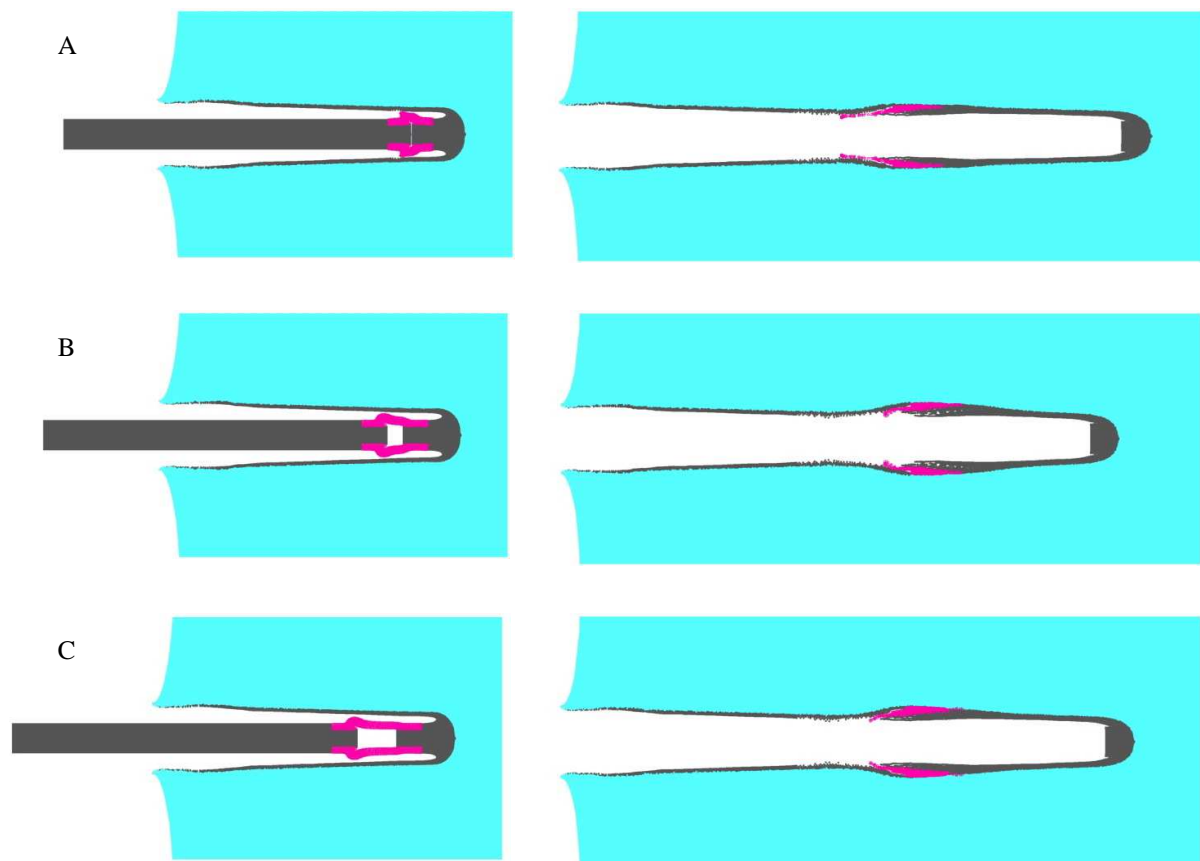
Rys. 2.3. Wyniki analizy numerycznej penetracji stalowego pancerza RHA przez jednorodny pocisk wolframowy napędzony do prędkości 1550 m/s (wariant B z=4cm). Czasowa sekwencja rozkładu ekwiwalentnej deformacji plastycznej.



Rys. 2.4. Wyniki analizy numerycznej penetracji stalowego pancerza RHA przez jednorodny pocisk wolframowy napędzony do prędkości 1550 m/s (wariant C z=6cm). Czasowa sekwencja rozkładu ekwiwalentnej deformacji plastycznej.



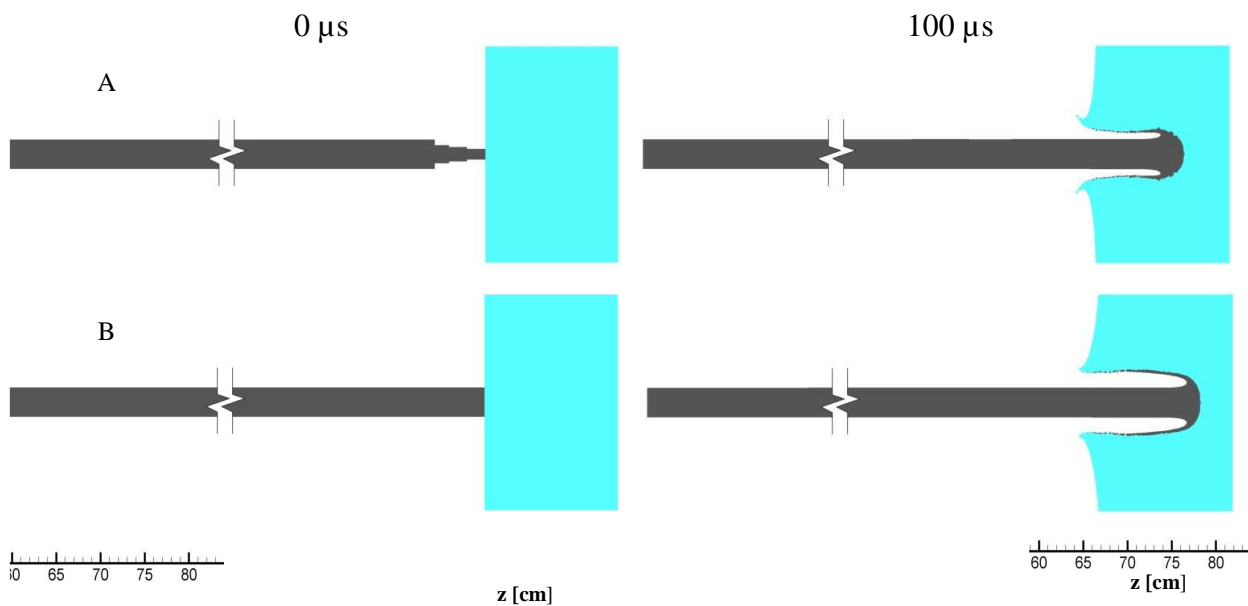
Rys. 2.5. Wyniki analizy numerycznej penetracji stalowego pancerza RHA przez jednorodny pocisk wolframowy napędzony do prędkości 1550 m/s (wariant D z=8cm). Czasowa sekwencja rozkładu ekwiwalentnej deformacji plastycznej.



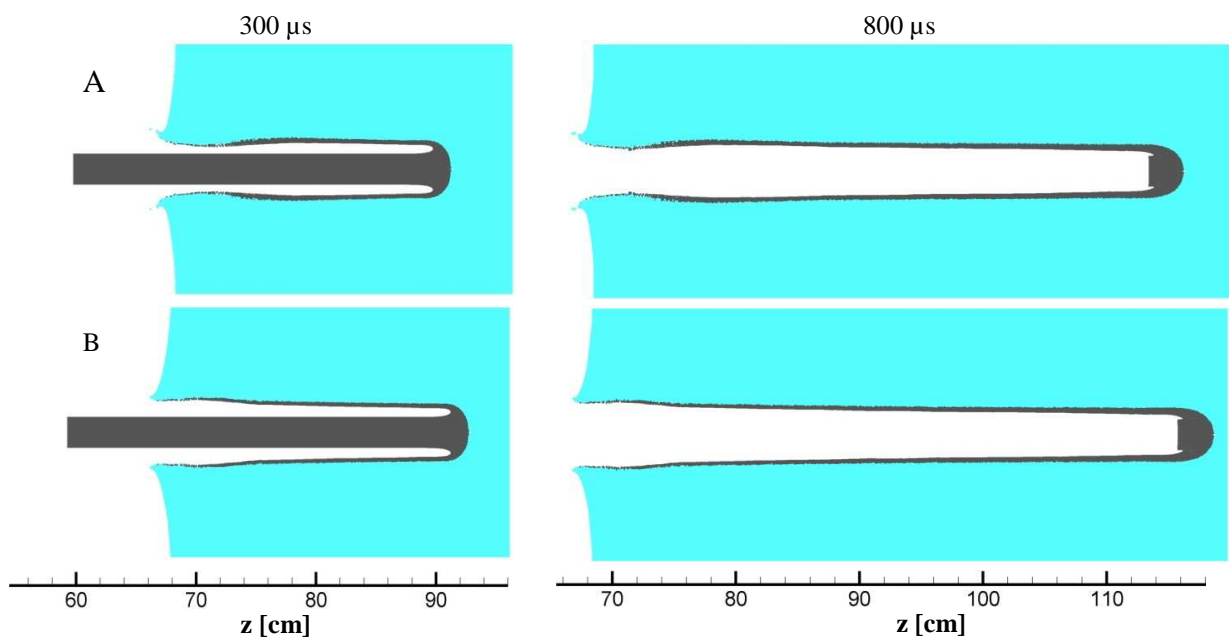
Rys. 2.6. Kształt deformującego się łącznika i krateru w dwóch wybranych chwilach 300 μ s (lewa kolumna) i 800 μ s (prawa kolumna). Na rysunku pokazano sytuację w obszarze istotnych deformacji pancerza w procesie penetracji. Porównano wpływ wielkości stalowego łącznika na głębokość i kształt krateru dla wszystkich analizowanych konfiguracji z dwusegmentowym penetratorem wolframowym (A - D)

Analizując uzyskane rezultaty trzeba stwierdzić, że w trakcie penetracji stalowy łącznik silnie zniekształca się (patrz rysunek 2.6) i dochodzi do częściowego zakleszczenia się pocisku na bocznej powierzchni powstałego już krateru. Zakleszczenie to jest tym silniejsze im większa jest odległość odstepu obu segmentów penetratora. W efekcie głębokość krateru maleje wraz z długością łącznika. Wynika to z faktu, że mamy tu do czynienia z dwiema przeciwstawnymi tendencjami. Pierwsza tendencja to spadek głębokości przebiccia w funkcji długości stalowego łącznika i zakleszczenia przez niego krateru. Druga, to (wskutek zwiększenia się masy) – wzrost energii penetratora w funkcji długości łącznika przy przyjętym w obliczeniach założeniu, że pocisk uderza w pancerz z tą samą prędkością w każdym z analizowanych wariantów. Przy długim łączniku bardziej istotny jest problem zakleszczania się pocisku i głębokość krateru zdecydowanie maleje przy dużych wartościach Z.

Wpływ zaostżenia pocisku na kształt i głębokość krateru w początkowej fazie penetracji pancerza zaprezentowano na rysunku 2.7. Jak widać krater w przypadku pocisku z ostrym czołem jest węższy i płytszy w stosunku do pocisku bez zaostżenia. W dalszej fazie procesu zjawisko penetracji krateru przebiega identycznie jak w poprzednich wariantach. Zaostżenie pocisku prowadzi do spadku przebiccia o około 2,6 cm. Masa pocisku zaostżonego jest o 190 g mniejsza od pocisku bez zaostżenia.

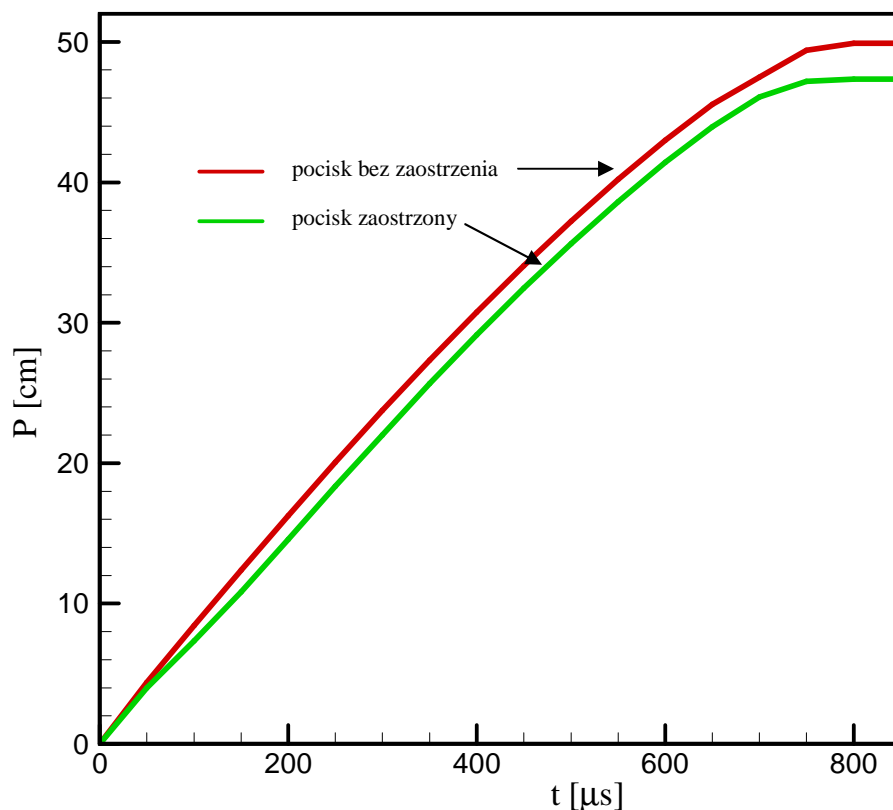


Rys. 2.7. Kształt krateru we wstępnej fazie drażenia pancerza RHA penetratorem wolframowym. Porównanie kształtu i wielkości krateru powstałego przy uderzeniu pociskiem zaostrowym A) i pociskiem z tępym czołem B).



Rys. 2.8. Porównanie kształtu i wielkości krateru powstałego przy uderzeniu pociskiem zaostrowym A) i pociskiem bez zaostwienia B). Na rysunku pokazano sytuację w dwóch wybranych chwilach $300 \mu\text{s}$ (lewa kolumna) i $800 \mu\text{s}$ (prawa kolumna) w obszarze istotnych deformacji pancerza w procesie penetracji

Na kolejnym rysunku 2.9 zaprezentowano również porównanie, jak zmienia się głębokość krateru w przypadku pocisku zaostrowego i bez zaostwienia.



Rys. 5.9. Głębokość krateru w funkcji czasu dla pocisku zaostzonego i bez zaostrenia

4. Uwagi i wnioski

Analizując uzyskane rezultaty należy stwierdzić, że:

- W trakcie penetracji stalowy łącznik silnie zniekształca się (Rys. 2.6) i dochodzi do częściowego zakleszczenia się pocisku na bocznej powierzchni powstałego już krateru. Zakleszczenie to jest tym silniejsze im większa jest odległość odstepu obu segmentów penetratora. W efekcie głębokość krateru maleje wraz z długością łącznika. Wynika to z faktu, że mamy tu do czynienia z dwiema przeciwstawnymi tendencjami. Pierwsza tendencja to spadek głębokości przebiccia w funkcji długości stalowego łącznika i zakleszczenia przez niego krateru. Druga, to (wskutek zwiększenia się masy) – wzrost energii penetratora w funkcji długości łącznika przy przyjętym w obliczeniach założeniu, że pocisk uderza w pancierz z tą samą prędkością w każdym z analizowanych wariantów. Przy długim łączniku bardziej istotny jest problem zakleszczania się pocisku i głębokość krateru zdecydowanie maleje przy dużych wartościach Z .

- Krater, w przypadku pocisku z ostrym czołem, jest węższy i płytszy w stosunku do pocisku bez zaostrenia. W dalszej fazie procesu zjawisko penetracji krateru przebiega identycznie jak w poprzednich wariantach. Zaostrenie pocisku prowadzi do spadku przebiccia o około 2,6 cm. Masa pocisku zaostzonego jest o 190 g mniejsza od pocisku bez zaostrenia.

- Celem weryfikacji analiz numerycznych zdecydowano, że do badań dynamicznych strzelaniem zostaną wykonane pociski podkalibrowe z penetratorami w

wariantach osiągających w symulacjach największe głębokości przebiccia, czyli A i B z czołami penetratorów w wykonaniu bez zaostżenia. Porównawcze badania strzelaniem zostaną przeprowadzone z armaty balistycznej do płyt pancernych RHA, celem oszacowania wytrzymałości penetratorów w czasie strzału i w procesie penetracji pancerza a przede wszystkim celem porównania głębokości przebiccia.

Wyniki badań strzelaniem zostaną przedstawione w kolejnej publikacji.

Praca naukowa finansowana ze środków Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego w latach 2009-201 jako projekt badawczy własny nr O N501 052937.

Literatura

- [1] Magier M.: The conception of the segmented kinetic energy penetrators for tank guns. *Journal of Applied Mechanics- Transactions of The ASME*, Vol.77, Nr 5, sierpień 2010, s.051802-1÷10.
- [2] Magier M.: Analiza numeryczna wpływu modyfikacji dwusegmentowego kinetycznego pocisku wolframowego na głębokość przebiccia pancerza RHA. *Biuletyn PTU WITU*, w przygotowaniu do druku 2008. *Biuletyn PTU WITU* nr 3/2008, zeszyt 107, s. 43-60 Zielonka, 2008.
- [3] Jach K., *Modelowanie komputerowe zjawisk kumulacyjnych*, WAT, W-wa 1990.
- [4] Jach K., R. Świerczyński i inni, *Modelowanie komputerowe dynamicznych oddziaływań ciał metodą punktów swobodnych*, PWN, Warszawa, 2001.
- [5] Kaliski, Cz. Rymarz, K. Sobczyk, E. Włodarczyk, *Waves*, PWN, Warsaw & Elsevier, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo 1992.
- [6] Nowacki W. K., *Zagadnienia falowe w teorii plastyczności*, PWN, Warszawa 1974.
- [7] Perzyna P., *Teoria lepkoplastyczności*, PWN, Warszawa 1966.
- [8] Wilkins M. L., *Modelling the behaviour of materials, Structural impact and crashworthiness*, 2, London and New York 1984.
- [9] Steinberg D. J., Cochran S. G., Guinan M. W., A constitutive model for metals applicable at high-strain rate, *J. Appl. Phys.* **51**, 1498 (1980).
- [10] Steinberg D. J., C. M. Lund, A constitutive model for strain rates from 10^4 to 10^6 s^{-1} , *J. Appl. Phys.* **65**, 1528 (1989).
- [11] Agurejkin V. A. i in., *Teplofiziceskie i gazodinamiceskie problemy protivometeoritnoj zascity kosmiceskogo apparata „Vega”*, *Teplofizika Vysokih Temperatur*, **22**, 5 (1984).
- [12] Kanel G. I., Fortov V. E., *Mechaniceskie svoistva kondensirovannyh sred pri intensivnyh impulsnyh vozdejstviach*, *Uspehi mehaniki*, **10**, 3 (1987).
- [13] Sugak S. G., Kanel G. I., Fortov V. E., A. L. Ni, B. G. Stelmah, *Cislennoe modelirovanie dejstvia vzryva na zeleznuju plitu*, *FGV*, **19**, 20 (1983).
- [14] Holmquist T. J., Johnson G. R., *Determination of constants and comparison of results for various constitutive models*, *J. Physique III*, **1** (1991).
- [15] Church P. D., Cullis I., *Development and application of high strain rate constitutive models in hydrocodes*, *J. Physique III*, **1** (1991).
- [16] Goldthorpe B. D., *Constitutive equations for annealed and explosively shocked iron for application to high strain rates and large strains*, *J. Physique III*, **1** (1991).

- [17] Johnson G. R., Lindholm U. S., Strain-rate effects in metals at large shear strains, Material behavior under high stress and ultrahigh loading rates: Proc. 20th Sagamore Army Mater. Res. Conf. Lake Placid 1982, New York (1983).
- [18] J. N. Johnson, Dynamic fracture and spallation in ductile solids, J. Appl. Phys., **52**, 2812 (1981).
- [19] G. R. Johnson, W. H. Cook, A constitutive model and data for metals subjected to large strains and high temperatures, Proc. 7th. Symp. on Ballistics, The Hague, The Netherlands, (1983).
- [20] E. Liden, J. Ottoson, L. Holmberg, Wha long rods penetrtrng stationary and moving oblique stell plates, 16th Int. Symp. on Ballistics, CA, (1996).
- [21] P. Church, J. Macmahon, A Comparision of 3D Simulations Against Experiments for the Torsion Test, J. Phys. IV France 7 (1997).