



Wpływ politropy produktów natychmiastowej detonacji na drgania kulistej osłony balistycznej

MARIUSZ ZIELENKIEWICZ

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

Streszczenie. Rozwiązano w zamkniętej analitycznej postaci problem radialnych drgań kulistej grubościennej osłony balistycznej, obciążonej udarowo wewnętrznym ciśnieniem produktów nagłej detonacji wysokoenergetycznego materiału wybuchowego. Założono, że gęstość materiału osłony podczas drgań nie ulega zmianie ($\rho = \rho_0 = \text{const}$). Pominęto ruch falowy w produktach detonacji. Założono adiabaticzny proces sprężania i rozprężania produktów detonacji podczas drgań osłony. Uzyskano nieliniowe równanie różniczkowe opisujące oscylacje wewnętrznej powierzchni osłony. Równanie scałkowano numerycznie dla przykładowego materiału osłony i wybranych MW. Wyniki porównano z rozwiązaniem uzyskanym po zlinearyzowaniu równania przez zastosowanie teorii małych odkształceń.

Słowa kluczowe: kulista osłona balistyczna, drgania wymuszone, obciążenie wewnętrzne nagłą detonacją materiału wybuchowego

Symbole UKD: 623.52

1. Wprowadzenie

Wybuchowe (uderzeniowe) oddziaływania produktów spalania materiału wybuchowego (MW) na obudowy o różnej geometrii występują między innymi w pociskach artyleryjskich, granatach, bombach lotniczych, a także w lufach urządzeń miotających [3, 4]. Grubościenne obudowy balistyczne stosuje się również w urządzeniach laboratoryjnych, przeznaczonych do wybuchowego napędzania pierścieniowych próbek w celu określenia dynamicznych właściwości ich materiału [5, 6].

W pracy [1] rozwiązano w zamkniętej analitycznej postaci zagadnienie radialnych drgań wymuszonych grubościennej rury, spowodowanych nagle wytworzonym

wewnętrzny ciśnieniem równomiernie rozłożonym wzdłuż jej długości. Założono, że ciśnienie i gęstość materiału rury są stałe podczas procesu drgań. Dla takiego fizycznego modelu wyprowadzono zamknięte analityczne wzory na kinematyczne i wytrzymałościowe parametry rury. Analogiczne zagadnienie dla grubościenniej osłony kulistej rozpatrzono w pracy [2]. Jednakże model przedstawiony w tych opracowaniach nie uwzględnia wpływu zmiany objętości wnętrza osłony na ciśnienie gazowych produktów wybuchu (GPW) w trakcie procesu drgań. W pracy [11] wykazano, że przy założeniu hipotezy natychmiastowej detonacji MW w zakresie teorii małych odkształceń uzyskuje się analogiczne rozwiązanie, jak w pracach [1 i 2]. Natomiast w niniejszym opracowaniu zilustrowano na przykładzie, jak dalece założenie o małych odkształceniach, przy uwzględnianiu rozprężania GPW, wpływa na uzyskane rozwiązanie dla różnych rodzajów MW.

2. Sformułowanie problemu

Określimy dynamiczne stany przemieszczenia oraz naprężeń i odkształceń w grubościenniej osłonie kulistej, obciążonej wewnętrznym ciśnieniem produktów natychmiastowej detonacji wysokoenergetycznego MW.

Oznaczmy przez a i b wewnętrzną i zewnętrzną promienie osłony. Zagadnienie będziemy rozwiązywać w sferycznym układzie współrzędnych Lagrange'a r , φ , θ . Ze względu na kulistą symetrię problem jest przestrzennie jednowymiarowy. W związku z tym stany naprężeń i odkształceń w materiale osłony reprezentowane są przez następujące składowe główne tensora naprężenia i odkształcenia:

- σ_r — naprężenie promieniowe (radialne),
- $\sigma_\varphi = \sigma_\theta$ — naprężenia obwodowe (styczne),
- ε_r — odkształcenie promieniowe (radialne),
- $\varepsilon_\varphi = \varepsilon_\theta$ — odkształcenia obwodowe (styczne).

Pozostałe składowe tensorów naprężenia i odkształcenia w tym układzie współrzędnych są równe zeru.

Problem rozwiązujemy w ramach liniowej teorii sprężystości, zgodnie z którą mamy następujące relacje [7]:

$$\varepsilon_r(r, t) = \frac{\partial u(r, t)}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi(r, t) = \varepsilon_\theta(r, t) = \frac{u(r, t)}{r}, \quad (2.1)$$

$$\sigma_r(r, t) - \sigma_\varphi(r, t) = 2\mu(\varepsilon_r - \varepsilon_\varphi), \quad (2.2)$$

gdzie u oraz r i t są odpowiednio przemieszczeniem radialnym elementu osłony i współrzędnymi Lagrange'a, μ oznacza moduł Kirchhoffa:

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (2.3)$$

Z kolei symbolami E i ν oznaczono odpowiednio moduł Younga i liczbę Poissona.

Z prawa zachowania masy, zapisanego dla elementu osłony we współrzędnych Lagrange'a r , t w symetrii kulistej, otrzymuje się:

$$(r+u)^2 \left(1 + \frac{\partial u}{\partial r}\right) = \frac{\rho_0}{\rho} r^2, \quad (2.4)$$

gdzie symbole ρ_0 i ρ oznaczają gęstości materiału osłony: początkową i bieżącą.

Dla umiarkowanych ciśnień nie przekraczających kilku tysięcy MPa, w przypadku metali można przyjąć, że $\rho \approx \rho_0 = \text{const}$. Po uwzględnieniu tego założenia,

dla małych odkształceń, $\left(\varepsilon_\varphi \varepsilon_r = \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \approx 0, \quad \varepsilon_\varphi^2 = \left(\frac{u}{r}\right)^2 \approx 0\right)$ równanie (2.4) można

zredukować do postaci:

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} = 0. \quad (2.5)$$

Z dynamicznej równowagi elementu osłony, zapisanej we współrzędnych Lagrange'a r , t , po przekształceniach otrzymuje się ogólne równanie ruchu tego elementu w następującej postaci:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(1 + \frac{u}{r}\right)^2 \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2\left(1 + \frac{u}{r}\right) \left(1 + \frac{\partial u}{\partial r}\right) \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}. \quad (2.6)$$

Dla odkształceń, wyrażonych wzorami (2.1), po pominięciu małych wyższego rzędu, równanie (2.6) można zredukować do postaci:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2\frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}. \quad (2.7)$$

Przy modelowania ruchu GPW dla określenia ich początkowych parametrów stanu zastosujemy hipotezę natychmiastowej (momentalnej) detonacji MW. Jest to uzasadnione małym udziałem energii kinetycznej (poniżej 8% dla trotylu) w bilansie energetycznym GPW w fali detonacyjnej [8]. Zaniedbując energię kinetyczną przyjmujemy, że cząstki GPW w czasie detonacji pozostają nieruchome. W wyniku tego założenia początkowa gęstość GPW równa się gęstości materiału

wybuchowego, którą oznaczymy przez ρ_{0e} . Natomiast ciśnienie początkowe p_{0e} określamy z następującego wzoru [9]:

$$p_{0e} = 0,5 p_H; \quad p_H = \frac{\rho_{0e} D^2}{k_H + 1}, \quad (2.8)$$

gdzie: p_H oznacza ciśnienie GPW w punkcie Jougueta;
 D jest prędkością detonacji;
 k_H — wykładnikiem izentropy GPW w punkcie Jougueta.

Jeśli zaniedbać zjawiska falowe w GPW i założyć, że gazowe produkty wybuchu rozszerzają się w sposób adiabatyczny, to średnie ciśnienie $p_e(t)$ w GPW można określić następującym wzorem:

$$p_{GPW}(r_0, t) = p_e(t) = p_{0e} \left[\frac{a}{R_0(t)} \right]^{3k_0}, \quad (2.9)$$

gdzie $R_0(t)$ oznacza wewnętrzny bieżący promień osłony (współrzędna Eulera), który wynosi:

$$R_0(t) = a + u(a, t), \quad (2.10)$$

natomiast k_0 jest skorelowanym wykładnikiem politropy GPW.

Sposób określania jego wartości podany jest w pracy [10]. Jest on nieco większy od wykładnika izentropy GPW w punkcie Jougueta ($k_0 > k_H$). Przykładowe wartości k_0 i k_H dla kilku klasycznych MW podano w tabeli 1.

TABELA 1

Parametry charakterystyczne GPW wybranych MW

MW	ρ_{0e} kg/m ³	p_H MPa	D m/s	k_H	k_0
Trotyl	1630	21 000	6930	2,73	3,00
Trotyl/Heksogen 36/64	1717	29 500	7980	2,71	3,00
Oktogen	1891	42 000	9110	2,74	3,40
Pentryt	1770	33 500	8300	2,64	2,90
Nitrometan	1128	12 500	6280	2,56	2,73

Zlinearyzowany układ równań (2.5) i (2.7) rozwiążemy dla następujących warunków granicznych:

$$\sigma_r(a, t) = -p_e(t) = -p_{0e} \left[\frac{a}{R_0(t)} \right]^{3k_0} \quad \text{dla } r = a, \quad (2.11)$$

$$\sigma_r(b, t) \equiv 0 \quad \text{dla } r = b, \quad (2.12)$$

$$u(r, 0) \equiv 0 \quad \text{i} \quad v(r, 0) = \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{t=0} \equiv 0. \quad (2.13)$$

3. Rozwiązanie ogólne problemu

Całka ogólna równania (2.5) ma postać:

$$u(r, t) = \frac{C(t)}{r^2},$$

a ponieważ

$$u(a, t) = R_0(t) - a,$$

zatem

$$C(t) = a^2 u(a, t) = a^2 [R_0(t) - a] \quad (3.1)$$

$$u(r, t) = \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^2}; \quad \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{a^2}{r^2} \ddot{R}_0(t),$$

gdzie

$$\ddot{R}_0(t) = \frac{d^2 R_0(t)}{dt^2}.$$

Z wyrażeń (2.1), (2.2) i (3.1) wynika, że:

$$\varepsilon_r(r, t) = -2 \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^3}; \quad \varepsilon_\varphi(r, t) = \varepsilon_\theta(r, t) = \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^3}, \quad (3.2)$$

$$\sigma_r(r, t) - \sigma_\varphi(r, t) = -6\mu \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^3}. \quad (3.3)$$

Po podstawieniu zależności (3.1) i (3.3) do równania ruchu (2.7) i scałkowaniu względem r , otrzymuje się:

$$\sigma_r(r, t) = -4\mu \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^3} - \rho_0 \frac{a^2}{r} \ddot{R}_0(t) + A(t), \quad (3.4)$$

gdzie $A(t)$ jest dowolną funkcją czasu.

Z warunku brzegowego (2.12) i wyrażenia (3.4) wynika, że:

$$A(t) = 4\mu \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{b^3} + \rho_0 \frac{a^2}{b} \ddot{R}_0(t) \quad (3.5)$$

i naprężenie $\sigma_r(r, t)$ można określić wzorem:

$$\sigma_r(r, t) = -\rho_0 a^2 \left(\frac{b-r}{br} \right) \ddot{R}_0(t) - 4\mu a^2 \left(\frac{b^3 - r^3}{b^3 r^3} \right) [R_0(t) - a]. \quad (3.6)$$

Z kolei, po podstawieniu wzoru (3.6) do warunku brzegowego (2.11) i przekształceniach, mamy:

$$\ddot{R}_0(t) = \frac{p_{0e}}{\rho_0} \frac{b}{a(b-a)} \left[\frac{a}{R_0(t)} \right]^{3k_0} - 4 \frac{\mu}{\rho_0} \frac{b^2 + ab + a^2}{a^2 b^2} [R_0(t) - a]. \quad (3.7)$$

Warunki początkowe dla funkcji $R_0(t)$, zgodnie z (2.13) i (3.1) mają postać:

$$R_0(0) = a; \quad v(a, 0) = \left. \frac{dR_0(t)}{dt} \right|_{t=0} = \dot{R}_0(0) = 0. \quad (3.8)$$

Po podstawieniu pochodnej $\ddot{R}_0(t)$, określonej wzorem (3.7) do wyrażenia (3.6) i przekształceniach, otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \sigma_r(r, t) = & -p_{0e} \frac{a}{b-a} \frac{b-r}{r} \left[\frac{a}{R_0(t)} \right]^{3k_0} - \\ & - 4\mu \frac{a}{b} \frac{b-r}{r} \left(\frac{a^2 b^2 + br + r^2}{b^2} - \frac{b^2 + ab + a^2}{r^2} \right) \left[\frac{R_0(t) - a}{a} \right]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Dalej z wzorów (3.3) i (3.9) wynika, że:

$$\sigma_{\varphi}(r,t) = -p_{0e} \frac{a}{b-a} \frac{b-r}{r} \left[\frac{a}{R_0(t)} \right]^{3k_0} - 2\mu \left[2 \frac{a}{b} \frac{b-r}{r} \left(\frac{a^2}{b^2} \frac{b^2+br+r^2}{r^2} - \frac{b^2+ab+a^2}{b^2} \right) - 3 \frac{a^3}{r^3} \right] \left[\frac{R_0(t)-a}{a} \right], \quad (3.10)$$

natomiast naprężenie zredukowane według hipotezy Hubera wyniesie:

$$\begin{aligned} \sigma_{red}(r,t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_{\varphi}(r,t) - \sigma_r(r,t))^2 + (\sigma_{\varphi}(r,t) - \sigma_{\varphi}(r,t))^2 + (\sigma_r(r,t) - \sigma_{\varphi}(r,t))^2} = \\ &= \sigma_{\varphi}(r,t) - \sigma_r(r,t) = 6\mu \frac{a^2 [R_0(t) - a]}{r^3}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Jak widać ze wzorów (3.1), (3.2), (3.9-3.11), wszystkie parametry problemu określone są przez funkcję $R_0(t)$. Z kolei funkcja $R_0(t)$, charakteryzująca ruch wewnętrznej powierzchni osłony, określona jest równaniem (3.7) i warunkami początkowymi (3.8). Równanie (3.7) jest nieliniowe, dlatego też w przykładzie poniżej zostało scałkowane numerycznie za pomocą metody Rungego-Kutty zaimplementowanej w pakiecie MATLAB.

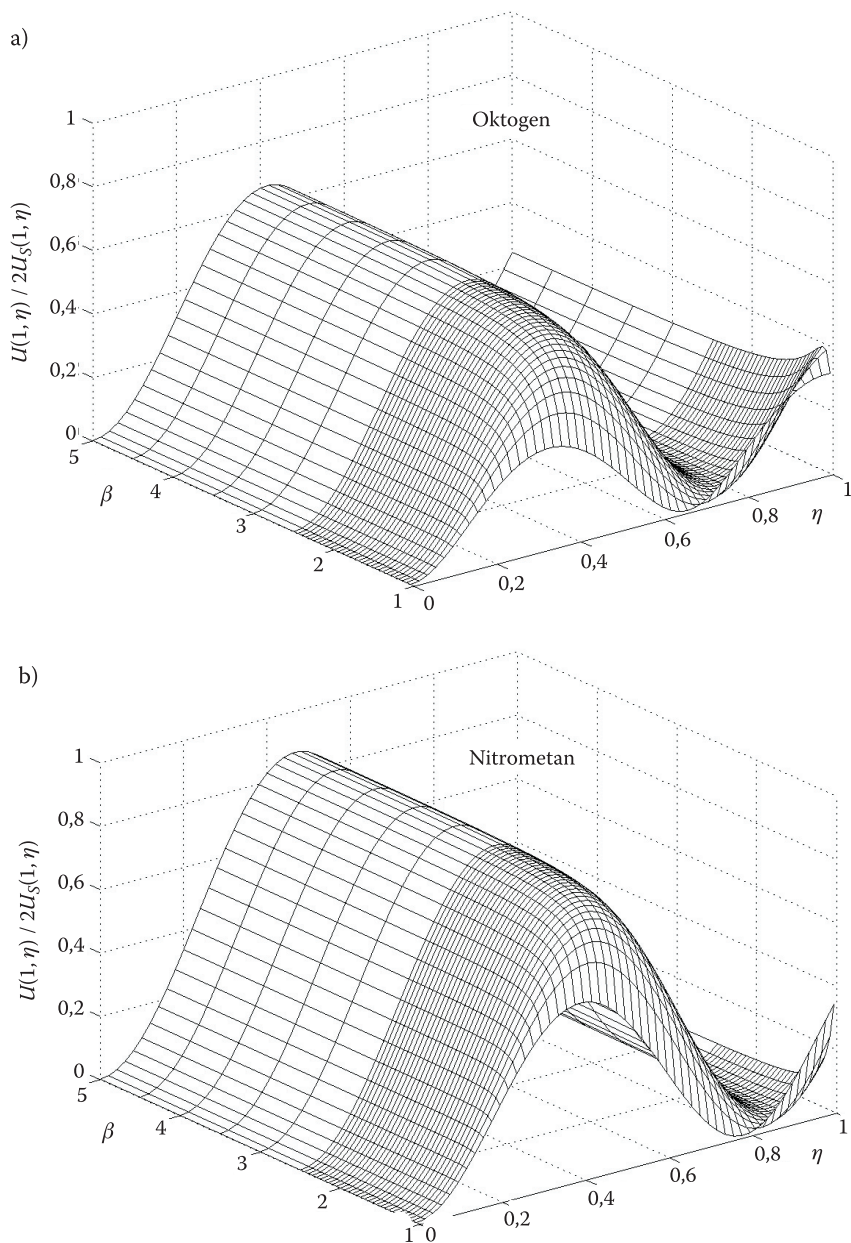
4. Przykład

Przyjęto, że osłona wykonana jest ze stali, dla której $\rho_0 \cong 7800 \text{ kg/m}^3$ i $\mu = 75 \text{ GPa}$. Za pracą [2] wprowadzono następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}, \quad \beta = \frac{b}{a}, \quad \xi = \frac{r}{a}, \quad \eta = \frac{t}{T_0}, \quad U = \frac{u}{a} \\ \omega_0^2 &= 4 \frac{\mu}{\rho_0} \frac{b^2 + ab + a^2}{a^2 b^2} = 4 \left(\frac{c}{a} \right)^2 \frac{\beta^2 + \beta + 1}{\beta^2}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

gdzie c oznacza prędkość propagacji fali poprzecznej w materiale osłony, ω_0 jest kołową częstotliwością drgań własnych osłony, natomiast T_0 jest okresem drgań własnych osłony:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (4.2)$$

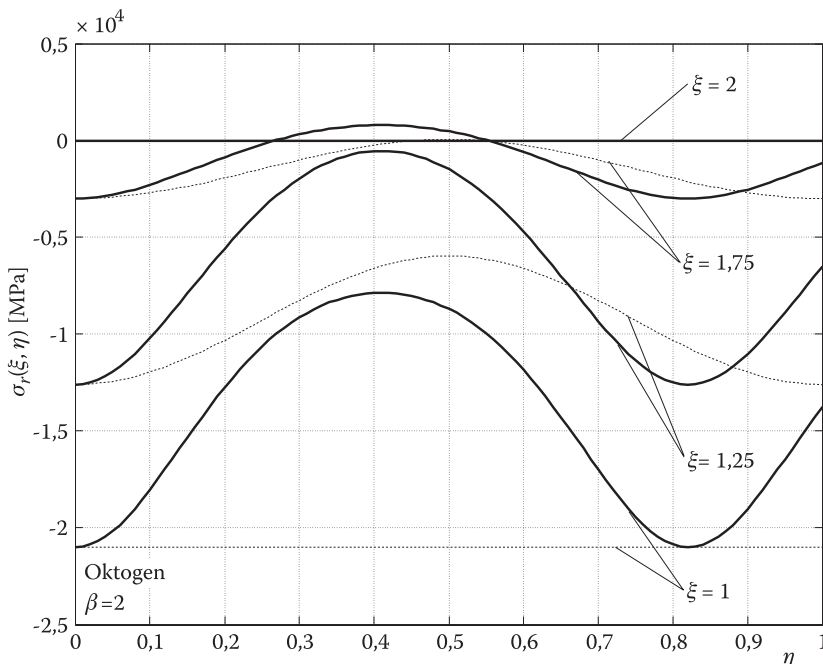


Rys. 1. Zmiana przebiegu względnego przemieszczenia powierzchni wewnętrznej osłony stalowej odniesionego do maksymalnej wartości rozwiązania zlinearyzowanego w funkcji parametru β dla a) oktozenu i b) nitrometanu

Wyniki obliczeń przedstawiono w dziedzinie wprowadzonych względnych współrzędnych: przestrzennej ξ i czasowej η . Pozwoliło to na porównanie przebiegów uzyskanych przez bezpośrednie całkowanie równania (3.7) z rozwiązaniem zlinearyzowanym z pracy [11]. Zgodnie z nim każda powierzchnia koncentryczna ξ osłony kulistej, obciążonej wewnątrz według hipotezy natychmiastowej detonacji MW, oscyluje w tej samej fazie o okresie T_0 od wartości zero do $2U_s(\xi)$, gdzie $U_s(\xi)$ odpowiada rozwiązaniu statycznemu dla ciśnienia początkowego.

Na rysunku 1 przedstawiono przestrzenny wykres ilustrujący wpływ parametru β na przebiegi względnego przemieszczenia powierzchni wewnętrznej osłony dla oktogenu i nitrometanu. Wartości przemieszczenia względnego odniesiono do wartości maksymalnych rozwiązania zlinearyzowanego dla danej wartości parametru β , natomiast czas do okresu drgań własnych osłony danej grubości. Jak widać, przebiegi zachowują kształt zbliżony do sinusoidy. Dla wartości parametru $\beta > 2$ ich zmiany są nieznaczne, można powiedzieć, że różnice amplitudy i okresu w stosunku do rozwiązania zlinearyzowanego są zbliżone do stałej. Natomiast w miarę zbliżania się do wartości $\beta = 1$ różnice te zaczynają gwałtownie rosnąć, przy czym dla oktogenu są one w całym zakresie znacząco większe, niż dla nitrometanu.

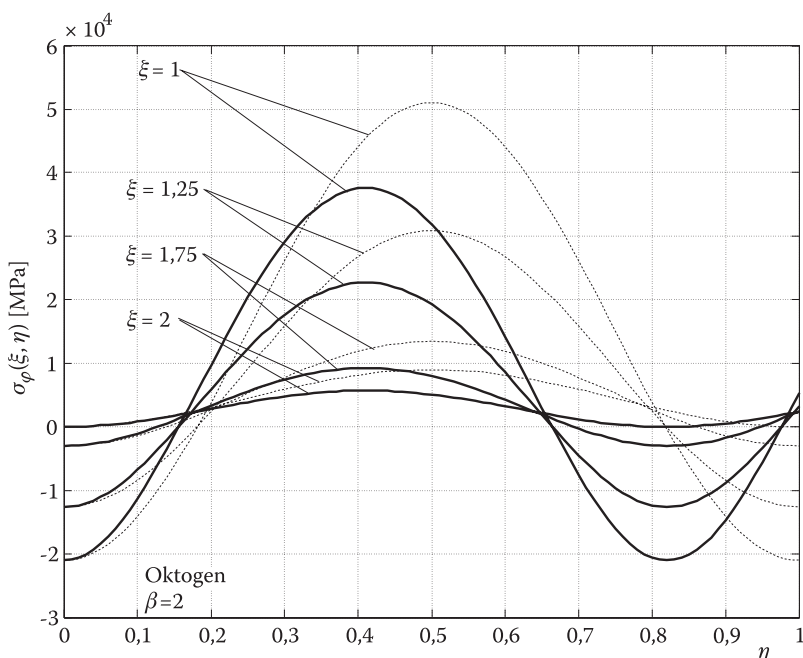
Rysunek 2 przedstawia wykres naprężenia promieniowego w funkcji względnego czasu dla wybranych powierzchni koncentrycznych osłony o parametrze



Rys. 2. Przebieg naprężenia promieniowego w osłonie stalowej w funkcji względnego czasu η dla wybranych koncentrycznych powierzchni osłony ξ na te rozwiązania zlinearyzowanego przy $\beta = 2$ dla oktogenu

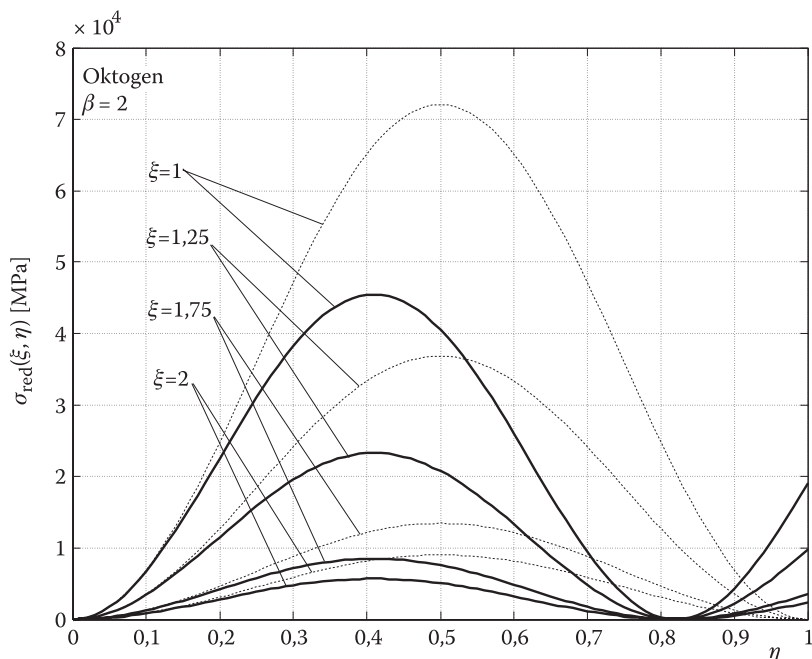
$\beta = 2$ na tle analogicznych wykresów dla rozwiązania zlinearyzowanego dla oktogenu. Pomijając różnicę okresu, największe rozbieżności, jeżeli chodzi o wartości, zaobserwować można na powierzchni wewnętrznej ($\xi = 1$) i do niej zbliżonych. Na powierzchni wewnętrznej naprężenie promieniowe nie jest stałe, co więcej, ma największą amplitudę. Ponadto charakter przebiegów naprężenia w tym obszarze dość znacznie odbiega od sinusoidalnego.

Na rysunku 3 zilustrowano analogiczne wykresy naprężenia obwodowego. Tutaj także największe różnice ilościowe występują na powierzchni wewnętrznej, natomiast odchyłka przebiegu od sinusoidy jest mniej zauważalna.



Rys. 3. Przebieg naprężenia obwodowego w osłonie stalowej w funkcji względnego czasu η dla wybranych koncentrycznych powierzchni osłony ξ na tle rozwiązania zlinearyzowanego przy $\beta = 2$ dla oktogenu

Rysunek 4 przedstawia w tej samej formie wykres naprężenia zredukowanego. Największe różnice wartości również widać na powierzchni wewnętrznej z tym, że odchylenie od przebiegu sinusoidalnego jest wyraźniejsze.



Rys. 4. Przebieg naprężenia zredukowanego w osłonie stalowej w funkcji względnego czasu η dla wybranych koncentrycznych powierzchni osłony ξ na tle rozwiązania zlinearyzowanego przy $\beta = 2$ dla oktogenu

5. Wnioski

Dla najsłabszego MW w zestawieniu (nitrometan) różnica wartości amplitud oscylacji osłony w stosunku do rozwiązania zlinearyzowanego jest dość znaczna, jednak nawet dla najsilniejszego (oktogen) nie jest to różnica jakościowa. Dla osłon o parametrze $\beta > 2$ różnice te można traktować jako stałe. Ponieważ wartości wykładnika k_0 są zbliżone do siebie, decydujący wpływ na rozbieżności ma wartość ciśnienia p_H danego MW.

Niesinusoidalny przebieg naprężenia promieniowego na powierzchni wewnętrznej osłony wynika z wymogu spełnienia warunku brzegowego (2.11) oraz z nieliniowego charakteru zależności ciśnienia od promienia wewnętrznego. Widać więc, że przyłożenie ciśnienia GPW do przemieszczającej się wewnętrznej ścianki osłony powoduje w tym przypadku znaczącą różnicę jakościową w odniesieniu do modelu zlinearyzowanego.

Pomimo że wartości naprężeń zredukowanych, generowanych według powyższego modelu przez rzeczywiste MW są niższe niż dla rozwiązania zlinearyzowanego, nadal celowe wydaje się uwzględnienie wejścia materiału osłony w obszar uplastycznienia.

Artykuł wpłynął do redakcji 19.05.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w czerwcu 2008 r.

LITERATURA

- [1] E. WŁODARCZYK, Z. GŁODOWSKI, R. PASZKOWSKI, *Radialne drgania grubościennej rury wymuszone wewnętrznym ciśnieniem impulsowym*, Biul. WAT, 54, 10, 2005, 31-48.
- [2] E. WŁODARCZYK, M. ZIELENKIEWICZ, *Dynamika grubościennej kulistej osłony obciążonej wewnętrznym ciśnieniem zmiennym w czasie*, Biul. WAT, 56, 2, 2007, 123-145 (przekład na język angielski: *Dynamics of a thick-walled spherical casing loaded with a time depending internal pressure*, JTAM, 46, 1, 2008, 21-40).
- [3] W. P. WALTERS, J. A. ZUKAS, *Fundamentals of shaped charges*, New York: A. Wiley-Interscience Publication, 1989.
- [4] E. WŁODARCZYK, J. JANISZEWSKI, M. MAGIER, *Analiza koncentracji osiowego naprężenia w rdzeniu wydłużonego pocisku podkalibrowego podczas strzału*, Biul. WAT, 53, 2-3, 2004, 109-132.
- [5] E. WŁODARCZYK, J. JANISZEWSKI, *Static and dynamic ductility of copper and its sinters*, J. Tech. Phys., 45, 4, 2004, 263-274.
- [6] E. WŁODARCZYK, J. JANISZEWSKI, Z. GŁODOWSKI, *Dynamiczny stan naprężenia i odkształcenia w cienkim, rozszerzonym wybuchowo metalowym pierścieniu*, Biul. WAT, 54, 2-3, 2005, 109-119.
- [7] W. NOWACKI, *Teoria sprężystości*, Warszawa, PWN, 1970.
- [8] Т. М. Саламахин, *Физические основы механического действия взрыва и методы определения взрывных нагрузок*, Москва, Издание ВИА, 1974.
- [9] Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Чельшев, Б. И. Шехтер, *Физика взрыва*, Наука, Москва, 1975.
- [10] E. WŁODARCZYK, *Plaski rozlot rzeczywistych produktów detonacji. Zamknięte rozwiązania*, Biul. WAT, 33, 6, 1984, 3-33 (przekład na język angielski: *Plane expansion of real detonation products closed form solutions*, J. Tech. Phys., 25, 3-4, 1984, 367-392).
- [11] E. WŁODARCZYK, M. ZIELENKIEWICZ, *Radialne drgania grubościennej kulistej osłony balistycznej wymuszone wewnętrznym ciśnieniem produktów natychmiastowej detonacji materiału wybuchowego (MW)*, Biul. WAT, 57, 1, 2008, 229-242.

M. ZIELENKIEWICZ

Influence of a politropic curve of immediate detonation products on vibration of spherical ballistic casing

Abstract. The problem of radial vibration of a thick-walled spherical ballistic casing loaded with inner surge pressure of high explosive detonation products has been solved. The abrupt detonation of high explosive has been considered. The density of the casing material was assumed to be constant during the vibration process. The wave motion of detonation products has been neglected. The adiabatic process of compression and expansion of detonation products during the casing vibration has been assumed. Under such assumptions, the nonlinear differential equation determining the casing inner surface oscillations has been obtained. The equation has been integrated numerically for an exemplary material of the casing and selected HEs. The results have been compared with those obtained through assumption of small strains theory.

Keywords: spherical ballistic casing, forced vibrations, pulsed internal pressure, abrupt detonation high explosive

Universal Decimal Classification: 623.52