



Sekwencyjny model natychmiastowej detonacji ładunku materiału wybuchowego o skończonej objętości

ZDZISŁAW ŁĘGOWSKI

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Mechatroniki,
00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2, z.legowski@wp.pl

Streszczenie. Opracowano nowy, sekwencyjny model natychmiastowej detonacji ładunku materiału wybuchowego (MW) o skończonej objętości, którego podstawą jest założenie odpowiedniej kolejności przebiegu zjawisk w procesie wybuchowym.

Przyjęto, że w pierwszej kolejności zachodzi detonacja MW i ustalenie się stałych, uśrednionych wartości parametrów produktów detonacji, a następnie dochodzi do ich oddziaływania z otaczającym ładunek ośrodkiem, przy czym zakłada się, że obydwa procesy w materiale wybuchowym i produktach detonacji zachodzą natychmiastowo.

Do oszacowania stałych, uśrednionych wartości parametrów w produktach detonacji: gęstości masowej ρ_p , gęstości energii wewnętrznej e_{ws} i kinetycznej e_{ks} , wykorzystano numeryczne rozwiązania równania ciągłości oraz równania ruchu pełnego problemu propagacji fali detonacyjnej w ładunku MW. Ich wartości definiowano w postaci odpowiednich średnich całkowych, wyznaczanych numerycznie.

Przeprowadzenie obliczeń dla szerokiego zestawu materiałów wybuchowych o zróżnicowanych właściwościach pozwoliło ustalić, że uśrednione wartości parametrów produktów detonacji, wyznaczone zgodnie z założeniami sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji, w prosty sposób wyrażają się przez podstawowe wielkości opisujące materiał wybuchowy, takie jak jego gęstość masowa ρ_M czy ciepło wybuchu Q . Fakt ten umożliwia ich określenie bez konieczności wyznaczania numerycznych rozwiązań problemu rozchodzenia się detonacji w MW oraz numerycznych całkowań w procesie uśredniania tych rozwiązań.

Słowa kluczowe: dynamika płynów, wybuch, detonacja, detonacja natychmiastowa

1. Wstęp — założenia sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji

Od początków badań zjawiska wybuchu chemicznego i jego oddziaływań na otoczenie wprowadzano uproszczenia do opisu samego zjawiska detonacji materiału wybuchowego.

Najstarszym z nich było pomijanie całego obszaru produktów detonacji. Zakładano, że w wyniku natychmiastowego procesu detonacji, w punkcie, na odcinku linii lub fragmencie płaszczyzny symetrii zostaje wydzielona określona skończona wartość energii, która generuje w otaczającym ośrodku uderzeniową falę podmuchu, działającą na obiekty znajdujące się w jej zasięgu.

Uproszczenie to, wprowadzone w okresie przed burzliwym rozwojem techniki komputerowej i związanych z nią numerycznych metod obliczeniowych, zaowocowało rozwojem całego działa mechaniki wybuchu, znanego dziś jako teoria wybuchu punktowego [1, 2].

Kolejnym podejściem do opisu zjawiska wybuchu o słabszych założeniach jest, stosowany również obecnie, model natychmiastowej detonacji ładunku MW o skończonej objętości [3, 4]. W modelu tym, korzystając z faktu, że energia kinetyczna produktów detonacji stanowi niewielką część ich energii wewnętrznej, pomija się energię kinetyczną, przyjmując, że cząstki gazowych produktów wybuchu (GPW) w czasie rozprzestrzeniania się fali detonacyjnej w materiale wybuchowym pozostają nieruchome.

W wyniku tego założenia początkowa gęstość GPW ρ_0 równa jest gęstości materiału wybuchowego ρ_M , natomiast ciśnienie początkowe p_0 , stałe w całej objętości GPW, przyjmuje się na podstawie oszacowania [3, 4]:

$$p_0 = \frac{1}{2} p_{CJ}, \quad p_{CJ} = \frac{\rho_M D^2}{k+1}, \quad (1.1)$$

gdzie wprowadzono oznaczenia: D — prędkość detonacji; k — wykładnik izentropy Poissona przechodzącej przez tzw. punkt Chapmana-Jougueta (CJ); p_{CJ} — ciśnienie GPW w punkcie CJ .

W modelu tym przyjmuje się dodatkowo, że dalsze zmiany ciśnienia w produktach wybuchu wynikają jedynie ze zmian ich objętości. Oznacza to, że pomijany jest cały złożony proces refrakcji fal na granicy produktów detonacji i otaczającego je ośrodka oraz odbić od centrum symetrii powstających tu fal uderzeniowych. Zjawiska te mają istotny wpływ na dynamiczność obciążeń działających na obiekty umieszczone w pobliżu detonowanych ładunków, szczególnie w początkowej fazie ich działania.

W praktyce numerycznego modelowania oddziaływań powybuchowych fal uderzeniowych (fal podmuchu) na obiekty, jako proces cząstkowy należy rozwiązać pełny problem rozprzestrzeniania się fali detonacyjnej w ładunku MW. Rozkłady parametrów w obszarze fali detonacyjnej w momencie jej dotarcia do granicy ładunku stanowią dane początkowe dla całego zagadnienia wybuchu i jego rozprzestrzeniania się w ośrodku, w którym ładunek jest detonowany.

Ze względu na trudności występujące w trakcie całkowania układu równań różniczkowych w obszarze fali detonacyjnej, szczególnie w najbardziej użytecznych przypadkach detonowanych centralnie ładunków kulistych (osobliwości równań

na froncie fali detonacyjnej oraz na trudnej do zlokalizowania w trakcie obliczeń granicy fali rozrzedzenia i obszaru prądu jednorodnego), poszukiwano uproszczonego modelu detonacji ładunków, który pozwoliłby wyeliminować wspomniane trudności i który jednocześnie byłby możliwie bliski realnemu procesowi detonacji w całej jego złożoności.

Celem podjętych badań było opracowanie uproszczonego modelu detonacji, który spełniłby powyższe warunki. Nazwano go sekwencyjnym modelem natychmiastowej detonacji, ponieważ jego podstawą jest założenie odpowiedniej kolejności (sekwencyjności) przebiegu zjawisk: procesu detonacji MW i wyrównywania parametrów w produktach detonacji oraz ich oddziaływania na otaczający ośrodek.

Przyjęto, że w pierwszej kolejności zachodzi detonacja materiału wybuchowego i ustalenie się stałych, średnich wartości parametrów produktów detonacji, a w następnej kolejności dochodzi do ich oddziaływania z otaczającym ładunek ośrodkiem, przy czym zakłada się, że obydwa procesy w materiale wybuchowym i w produktach detonacji zachodzą natychmiastowo.

Podstawą do przyjęcia sekwencji zjawisk: najpierw ustalania się średnich wartości parametrów produktów detonacji, a następnie oddziaływania z otaczającym je powietrzem, są różnice w prędkościach rozchodzenia się zaburzeń w produktach detonacji o wysokich parametrach i niezaburzonym powietrzu. Są to różnice rzędu wielkości, np. początkowa prędkość dźwięku w zdetonowanym trotylu $a_{TNT} \approx 3300$ [m/s], a w niezaburzonym powietrzu $a_p \approx 330$ [m/s].

Do oszacowania stałych, średnich wartości parametrów produktów detonacji wykorzystano numeryczne rozwiązania pełnego problemu rozprzestrzeniania się procesu detonacji w ładunku MW. Ich wartości wyznaczono w postaci odpowiednich średnich całkowitych dla całej objętości ładunku.

Układ pracy jest następujący. W punkcie drugim, korzystając z samopodobieństwa rozwiązań równania ruchu i równania ciągłości, wyznaczono rozkłady parametrów hydrodynamicznych dla momentu wyjścia fali detonacyjnej na granicę ładunku. W punkcie trzecim dane te wykorzystano do ustalenia średnich wartości parametrów produktów detonacji. Na tej podstawie sformułowano ogólne wnioski dotyczące wartości tych wielkości, pozwalające uniknąć konieczności kłopotliwego całkowania równań różniczkowych z osobliwościami. Opracowanie zakończono podsumowaniem najważniejszych wyników przeprowadzonych badań.

2. Rozwiązanie pełnego problemu rozprzestrzeniania się sferycznej fali detonacyjnej w ładunku MW

Przy założeniu inicjacji detonacji w centrum ładunku uformowanego w kształcie kuli (rys. 1), rozchodząca się w nim fala detonacyjna jest sferycznie symetryczna (parametry produktów detonacji zależą od jednej zmiennej przestrzennej r

i czasu t) [6]. Pomijając lokalne zjawiska związane z procesem inicjowania detonacji, przyjmuje się [2], że na froncie fali detonacyjnej w dowolnej chwili entropia pozostaje stała (proces detonacji jest stacjonarny). Za frontem fali zachodzi izentropowe rozprężanie gazu. Po wykorzystaniu związku $a^2 = (dp/d\rho)_S$ równanie ciągłości wynikające z prawa zachowania masy oraz równanie ruchu w opisie Eulera sprowadzają się do postaci:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\nu \rho u}{r} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{a^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \quad (2.2)$$

gdzie wskaźnik symetrii ν przyjmuje wartość 2 dla zagadnień sferycznie symetrycznych.

Przy analizie zagadnień rozprzestrzeniania się detonacji w jednorodnym ośrodku wewnątrz ładunku MW ani równania różniczkowe, ani warunki graniczne nie wprowadzają wielkości o wymiarze długości i czasu. Oznacza to, że rozwiązania tych zagadnień są samopodobne. Poszukiwane rozwiązania dla pól gęstości, ciśnienia i innych wielkości nie zależą od współrzędnych r i t oddzielne, a jedynie od ich bezwymiarowej kombinacji. Po wprowadzeniu nowych zmiennych $\xi, \bar{u}, \bar{\rho}, \bar{p}, \bar{a}$ według relacji:

$$\xi = r/Dt, \quad \bar{u} = u/D, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_{CJ}, \quad \bar{p} = p/p_{CJ}, \quad \bar{a} = a/D \quad (2.3)$$

i wykorzystaniu związków

$$\frac{\partial}{\partial r}(\cdot) = \frac{1}{Dt} \frac{d}{d\xi}(\cdot), \quad \frac{\partial}{\partial t}(\cdot) = -\frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}(\cdot), \quad (2.4)$$

równania (2.1), (2.2) sprowadzają się do układu równań różniczkowych zwyczajnych:

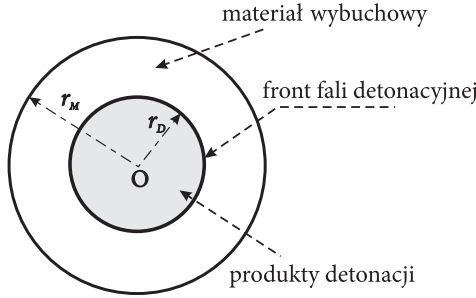
$$\frac{d\bar{u}}{d\xi} = -\frac{\nu \bar{a}^2 \bar{u}}{\xi [\bar{a}^2 - (\bar{u} - \xi)^2]}, \quad \frac{d\bar{\rho}}{d\xi} = -\frac{\bar{\rho}(\bar{u} - \xi)}{\bar{a}^2} \frac{d\bar{u}}{d\xi}. \quad (2.5)$$

Samopodobna zmienna ξ zmienia się w granicach od $\xi = 0$ w centrum ładunku do wartości $\xi = 1$ na froncie fali detonacyjnej.

W centrum ładunku, ze względu na symetrię, spełniony jest warunek

$$\bar{u}(0) = 0. \quad (2.6)$$

Z kolei na froncie fali detonacyjnej wszystkie poszukiwane wielkości przyjmują wartości właściwe dla powierzchni Chapmana-Jougueta [2]:



Rys. 1. Propagacja fali detonacyjnej w ładunku MW

$$\rho_{CJ} = \frac{k+1}{k} \rho_M, \quad u_{CJ} = \frac{D}{k+1}, \quad a_{CJ} = \frac{k}{k+1} D, \quad p_{CJ} = \frac{\rho_M D^2}{k+1}. \quad (2.7)$$

Po wykorzystaniu oznaczeń (2.3) warunki (2.7) redukują się do postaci:

$$\bar{\rho}(1) = 1, \quad \bar{u}(1) = \frac{1}{k+1}, \quad \bar{p}(1) = 1, \quad \bar{a}(1) = \frac{k}{k+1}. \quad (2.8)$$

Równania (2.6) i (2.8) stanowią warunki graniczne przy całkowaniu układu (2.5).

Z ogólnej analizy rozwiązań tych równań wynika, że dla ξ mniejszych od granicznej wartości $\xi = a / D$, $\bar{u}(\xi) = 0$, a pozostałe wielkości przyjmują stałe wartości. Na froncie fali detonacyjnej prawe strony równań (2.5) dla $v > 0$ rosną nieograniczenie (znika wyrażenie $\bar{a}^2 - (\bar{u} - \xi)^2$ w mianownikach). Oznacza to, że za frontem cylindrycznej i sferycznej fali detonacyjnej wielkości maleją szybciej niż w przypadku płaskim.

Punkt $\xi = 1$ jest punktem startowym dla numerycznego całkowania układu (2.5). Dla uniknięcia osobliwości w tym punkcie przyjęto, że zmienną niezależną jest prędkość przepływu \bar{u} . Dzieląc stronami równania (2.5) oraz odwracając rolę zmiennych w równaniu (2.5)₁, otrzymuje się układ równań:

$$\frac{d\xi}{d\bar{u}} = - \frac{\xi \left[\bar{a}^2 - (\bar{u} - \xi)^2 \right]}{v \bar{a}^2 \bar{u}} = f_1(\xi, \bar{u}, \bar{\rho}), \quad (2.9)$$

$$\frac{d\bar{\rho}}{d\bar{u}} = - \frac{\bar{\rho}(\bar{u} - \xi)}{\bar{a}^2} = f_2(\xi, \bar{u}, \bar{\rho}). \quad (2.10)$$

Związek między ciśnieniem i gęstością oraz prędkością dźwięku i tymi parametrami wyznaczano korzystając z równania izentropu JWL (Jonesa, Wilkinsa i Lee):

$$p_{CJ}\bar{p} = A \exp\left(\frac{-R_1 \rho_M}{\rho_{CJ} \bar{p}}\right) + B \exp\left(\frac{-R_2 \rho_M}{\rho_{CJ} \bar{p}}\right) + C \left(\frac{\rho_M}{\rho_{CJ} \bar{p}}\right)^{-(w+1)}, \quad (2.11)$$

gdzie A , B , R_1 , R_2 i w są stałymi definiowanymi dla każdego MW, natomiast stałą C wyznacza się z warunku przechodzenia izentropy produktów detonacji przez punkt CJ :

$$p_{CJ} = A \exp\left(\frac{-R_1 \rho_M}{\rho_{CJ}}\right) + B \exp\left(\frac{-R_2 \rho_M}{\rho_{CJ}}\right) + C \left(\frac{\rho_M}{\rho_{CJ}}\right)^{-(w+1)}, \quad (2.12)$$

skąd wartość stałej C wyraża się zależnością:

$$C = \left(\frac{\rho_M}{\rho_{CJ}}\right)^{w+1} \left[p_{CJ} - A \exp\left(\frac{-R_1 \rho_M}{\rho_{CJ}}\right) - B \exp\left(\frac{-R_2 \rho_M}{\rho_{CJ}}\right) \right]. \quad (2.13)$$

Układ równań (2.9), (2.10) całkowano, wykorzystując jednokrokową metodę Rungego-Kutty. Wybrano w tym celu metodę czwartego rzędu z najmniejszą wartością błędu obcięcia [7]. Jeżeli znane jest rozwiązanie ξ^n, \bar{p}^n w punkcie \bar{u}^n , to jego przedłużenie do punktu $\bar{u}^{n+1} = \bar{u}^n + h$ (gdzie h oznacza krok obliczeń) wyznacza się z zależności:

$$\begin{aligned} \xi^{n+1} &= \xi^n + e_1 k_1 - e_2 k_2 + e_3 k_3 + e_4 k_4, \\ \bar{p}^{n+1} &= \bar{p}^n + e_1 l_1 - e_2 l_2 + e_3 l_3 + e_4 l_4, \end{aligned} \quad (2.14)$$

gdzie

$$e_1 = 0,17476, \quad e_2 = 0,55148, \quad e_3 = 1,20554, \quad e_4 = 0,17118. \quad (2.15)$$

Występujące w (2.14) mnożniki k_i i l_i wyznacza się, korzystając z zależności:

$$k_1 = hf_1(\xi^n, \bar{u}^n, \bar{p}^n), \quad l_1 = hf_2(\xi^n, \bar{u}^n, \bar{p}^n), \quad (2.16)$$

$$k_2 = hf_1(\xi^n + a_2 k_1, \bar{u}^n + a_2 h, \bar{p}^n + a_2 l_1), \quad (2.17)$$

$$l_2 = hf_2(\xi^n + a_2 k_1, \bar{u}^n + a_2 h, \bar{p}^n + a_2 l_1), \quad (2.18)$$

$$k_3 = hf_1(\xi^n + a_3 k_1 + b_3 k_2, \bar{u}^n + c_3 h, \bar{p}^n + a_3 l_1 + b_3 l_2), \quad (2.19)$$

$$l_3 = hf_2(\xi^n + a_3 k_1 + b_3 k_2, \bar{u}^n + c_3 h, \bar{p}^n + a_3 l_1 + b_3 l_2), \quad (2.20)$$

$$k_4 = hf_1(\xi^n + a_4 k_1 - b_4 k_2 + c_4 k_3, \bar{u}^n + h, \bar{p}^n + a_4 l_1 - b_4 l_2 + c_4 l_3), \quad (2.21)$$

$$l_4 = hf_2 \left(\xi^n + a_4 k_1 - b_4 k_2 + c_4 k_3, \bar{u}^n + h, \bar{\rho}^n + a_4 l_1 - b_4 l_2 + c_4 l_3 \right), \quad (2.22)$$

gdzie stałe współczynniki a_i, b_i, c_i odpowiednio wynoszą:

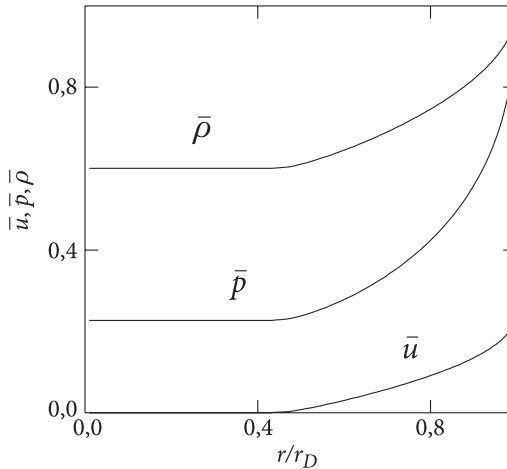
$$\begin{aligned} a_2 &= 0,4, & a_3 &= 0,29697760, & a_4 &= 0,21810038, \\ b_3 &= 0,15875966, & b_4 &= 3,05096470, \\ c_3 &= 0,45573726, & c_4 &= 3,83286432. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Ze względu na nieograniczone narastanie wartości funkcji f_1 w równaniu (2.9) w pobliżu granicy $\bar{u} \rightarrow 0$, w zakresie $\bar{u} < 1/[2(k+1)]$ wracano do całkowania wyjściowego układu (2.5).

Obliczenia wykonano dla trotylu (TNT), dla którego przyjęto następujące dane materiałowe:

$$\begin{aligned} \rho_M &= 1630 \text{ [kg/m}^3\text{]}, & D &= 6930 \text{ [m/s]}, & k &= 2,727, & w &= 0,35, \\ A &= 3738 \cdot 10^8, & B &= 3747 \cdot 10^6, & R_1 &= 4,15, & R_2 &= 0,90. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Wyniki obliczeń pokazano na rysunku 2, na którym przedstawiono rozkłady gęstości $\bar{\rho}$, ciśnienia \bar{p} i prędkości przepływu \bar{u} w funkcji względnej odległości od centrum wybuchu (wzdłuż promienia) odniesionej do aktualnego promienia fali detonacyjnej $r_D = Dt$.



Rys. 2. Rozkłady parametrów za frontem sferycznej fali detonacyjnej

Z ogólnych własności rozwiązania układu (2.9), (2.10) wiadomo, że za detonacyjnym frontem występuje obszar klasycznej fali rozrzedzeniowej, który sąsiaduje z obszarem prądu jednorodnego (spoczynku), gdzie $\bar{u} = 0$, a pozostałe wielkości przyjmują ustalone różne od zera wartości, zależne od postaci

równania stanu produktów detonacji. Obszar ten obejmuje zakres zmian promienia ξ w przedziale $0 \leq \xi \leq \xi_* = a/D$. Z rysunku 2 widać, że wartość ξ_* niewiele różni się od 0,5.

W dalszych rozważaniach będzie wykorzystywany przestrzenny rozkład gęstości masowej energii wewnętrznej produktów detonacji e_w . Rozkład tej wielkości, odpowiadający momentowi wyjścia fali detonacyjnej na granicę ładunku, otrzymuje się z równania stanu JWL dla produktów detonacji:

$$e_w = \frac{1}{w\rho} \left[p - A \left(1 - \frac{w\rho}{R_1\rho_M} \right) \exp\left(\frac{-R_1\rho_M}{\rho}\right) - B \left(1 - \frac{w\rho}{R_2\rho_M} \right) \exp\left(\frac{-R_2\rho_M}{\rho}\right) \right]. \quad (2.25)$$

3. Oszacowanie uśrednionych wartości parametrów produktów natychmiastowej detonacji

W hydrodynamicznym modelowaniu detonacji przyjmuje się zwykle, że w momencie dotarcia fali detonacyjnej do granicy ładunku proces detonacji zostaje zakończony, a otrzymane rozkłady przestrzenne gęstości masowej, prędkości masowej, ciśnienia czy gęstości masowej energii wewnętrznej produktów detonacji stanowią dane początkowe dla zagadnienia oddziaływania wybuchu z ośrodkiem, w którym umieszczono ładunek.

Zgodnie z założeniami sformułowanymi w rozdziale pierwszym, w sekwencyjnym modelu natychmiastowej detonacji przyjmuje się, że w wyniku procesu detonacji otrzymuje się natychmiastowo stałe, uśrednione wartości tych parametrów, żądając by masa produktów, ich energia wewnętrzna i kinetyczna dla danych rzeczywistych: $\rho(r)$, $u(r)$, $e_w(r)$ i uśrednionych: ρ_s , e_{ks} , i e_{ws} były takie same.

Z warunków tych otrzymuje się trzy równania na wyznaczenie średnich wartości gęstości masowej ρ_s oraz masowych gęstości energii wewnętrznej e_{ws} i kinetycznej e_{ks} , rozumianych jako odpowiednie średnie całkowe:

$$M = \int_M dM = \int_{V_M} \rho(r) dV = \rho_s V_M, \quad (3.1)$$

$$E_w = \int_M e_w(r) dM = \int_{V_M} e_w(r) \rho(r) dV = e_{ws} \rho_s V_M, \quad (3.2)$$

$$E_k = \int_M e_k(r) dM = \frac{1}{2} \int_M u^2(r) dM = \frac{1}{2} \int_{V_M} u^2(r) \rho(r) dV = e_{ks} \rho_s V_M, \quad (3.3)$$

a stąd odpowiednie wartości średnie:

$$\rho_s = \frac{M}{V_M}, \quad e_{ws} = \frac{E_w}{\rho_s V_M}, \quad e_{ks} = \frac{E_k}{\rho_s V_M}. \quad (3.4)$$

Ze względu na symetrię sferyczną (zależności parametrów ρ , e_w i e_k jedynie od promienia r) całki M , E_w i E_k łatwo zapisać w postaci ziterowanej:

$$M = 2 \int_0^{r_M} r^2 \rho(r) dr \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 4\pi \int_0^{r_M} r^2 \rho(r) dr. \quad (3.5)$$

W podobny sposób dla pozostałych wielkości otrzymuje się wyrażenia:

$$E_w = 4\pi \int_0^{r_M} r^2 e_w(r) \rho(r) dr, \quad E_k = 2\pi \int_0^{r_M} r^2 u^2(r) \rho(r) dr. \quad (3.6)$$

Dla badanych materiałów wybuchowych wartości całek (3.5), (3.6) wyznaczano, korzystając z rozwiązań numerycznych dla fali detonacyjnej (otrzymanych w rozdziale drugim) oraz złożonych kwadratur interpolacyjnych z wykorzystaniem wielomianów bazowych Lagrange'a pierwszego stopnia w podstawowych podprzedziałach.

W założonym hipotetycznym stanie równowagi produkty detonacji znajdują się w spoczynku. Oznacza to, że średnia wartość prędkości przepływu w całym obszarze produktów detonacji jest równa zeru:

$$u_s = 0. \quad (3.7)$$

Wynika stąd, że ich energia kinetyczna, wyznaczona dla momentu dotarcia fali detonacyjnej do granicy ładunku, zostaje zamieniona w energię wewnętrzną. Ostatecznie, całkowita wartość energii wewnętrznej produktów detonacji w sekwencyjnym modelu natychmiastowej detonacji E jest równa sumie

$$E = E_w + E_k \quad (3.8)$$

i odpowiednio stała średnia wartość gęstości masowej tej energii

$$e_s = e_{ws} + e_{ks}. \quad (3.9)$$

Teraz średnia dla całego obszaru produktów detonacji o objętości V_M , ustalona wartość ciśnienia p_s , wynika z równania stanu JWL:

$$p_s = w\rho_s e_s + A \left(1 - \frac{w\rho_s}{R_1 \rho_M} \right) \exp \left(\frac{-R_1 \rho_M}{\rho_s} \right) + B \left(1 - \frac{w\rho_s}{R_2 \rho_M} \right) \exp \left(\frac{-R_2 \rho_M}{\rho_s} \right). \quad (3.10)$$

Obliczenia wykonano dla dziesięciu znanych materiałów wybuchowych o możliwie zróżnicowanych właściwościach. Ich wyniki zebrano w tabelach 1-4.

TABELA 1

Porównanie średnich wartości gęstości masowych energii wewnętrznej i kinetycznej produktów detonacji wybranych materiałów wybuchowych

MW	e_{ws} [kJ/kg]	e_{ks} [kJ/kg]	$\delta_{kw} = (e_{ks}/e_{ws})$ [%]
Trotyl (TNT)	3360,6	337,9	10,1
Tetryl	4297,3	431,5	10,0
Pentolit	4406,3	406,0	9,2
PBX 9010	4562,8	499,6	11,0
RX-08-DW	4896,0	516,9	10,6
XTX-8003	4034,1	257,3	6,4
ANFO	3632,5	220,9	6,1
LX-01	4639,0	351,6	7,6
Pentryt (PETN)	5189,8	529,4	10,2
Heksogen (C4)	5605,5	453,5	8,8

W tabeli 1 przedstawiono porównanie ustalonych średnich wartości gęstości energii wewnętrznej i kinetycznej uzyskanych po detonacji całego materiału wybuchowego. Z obliczeń tych wynika, że wartości energii kinetycznych jednostki masy produktów detonacji stanowią od 6 do 11 procent odpowiednich wartości ich energii wewnętrznych.

TABELA 2

Porównanie średnich wartości gęstości masowych produktów detonacji i badanych materiałów wybuchowych

MW	ρ_M [kg/m ³]	ρ_s [kg/m ³]	$\delta_\rho = \frac{ \rho_M - \rho_s }{\rho_M}$ [%]
Trotyl (TNT)	1630	1631,3	0,08
Tetryl	1730	1731,4	0,08
Pentolit	1670	1671,4	0,08
PBX 9010	1787	1788,5	0,08
RX-08-DW	1845	1846,5	0,08
XTX-8003	1540	1540,9	0,06
ANFO	820	820,9	0,11
LX-01	1230	1231,03	0,08
Pentryt (PETN)	1770	1771,5	0,08
Heksogen (C4)	1601	1602,3	0,08

TABELA 3

Porównanie wartości ciepła wybuchu oraz średnich wartości gęstości masowych całkowitej energii wewnętrznej produktów detonacji dla sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji różnych materiałów wybuchowych

MW	Q [kJ/kg]	e_s [kJ/kg]	$\delta_e = \frac{ Q - e_s }{Q}$ [%]
Trotyl (TNT)	3681	3698,5	0,48
Tetryl	4740	4728,8	0,24
Pentolit	4790	4812,3	0,47
PBX 9010	5036	5062,4	0,52
RX-08-DW	5420	5412,9	0,13
XTX-8003	4286	4291,4	0,13
ANFO	3841	3853,3	0,32
LX-01	4959	4990,6	0,64
Pentryt (PETN)	5706	5719,2	0,23
Heksogen (C4)	5621	5605,5	0,28

Podane w ostatniej kolumnie wyrażenia względne δ_{kw} określają wielkości błędów popełnianych przy pomijaniu energii kinetycznej w stosowanym w publikacjach [3-5] modelu natychmiastowej detonacji ładunku z uwzględnieniem jego skończonej objętości.

Bardzo istotne znaczenie dla efektywności opracowanego sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji mają wyniki obliczeń zamieszczone w tabelach 2 i 3, gdzie porównano odpowiednio średnie wartości gęstości masy produktów detonacji z gęstością materiału wybuchowego oraz gęstości całkowitej energii wewnętrznej po hipotetycznym procesie ustalenia parametrów w proponowanym sekwencyjnym modelu natychmiastowej detonacji z ciepłem wybuchu dla szerokiego zestawu stosowanych materiałów wybuchowych.

Z porównań tych wynika, że w opracowanym modelu natychmiastowej detonacji z bardzo dobrą dokładnością można przyjąć, że średnia gęstość produktów detonacji ρ_s pokrywa się z gęstością wyjściowego materiału wybuchowego ρ_M (błąd względny δ_ρ jest rzędu 0,1%), a ustalona średnia wartość gęstości energii wewnętrznej produktów detonacji e_s jest równa ciepłu wybuchu Q , znanemu dla większości materiałów wybuchowych z niezależnych pomiarów (błąd względny takiego przybliżenia δ_e jest rzędu 0,5%).

Otrzymany rezultat oznacza, że w opracowanym modelu natychmiastowej detonacji z bardzo dobrą dokładnością spełnione jest fundamentalne prawo przekształcania energii w przemianie detonacyjnej dla jednostki masy ośrodka (przy pominięciu energii początkowej materiału wybuchowego)

$$e_s = e_{ws} + e_{ks} = Q \quad (3.11)$$

lub dla całego materiału wybuchowego o masie M

$$E = E_w + E_k = MQ. \quad (3.12)$$

Z ostatnich relacji wynika, że ciepło wybuchu Q (lub MQ dla materiału wybuchowego o masie M), wydzielone w przemianie detonacyjnej przekształca się w energię wewnętrzną i energię kinetyczną produktów detonacji.

Przy wyznaczaniu gęstości całkowitej energii wewnętrznej e_s wykorzystano rozkłady wielkości $\rho(r)$, $u(r)$ i $e_w(r)$ w całym zakresie zmian argumentu r , w których z kolei wykorzystuje się równanie stanu i izentropy JWŁ.

Wynika stąd, że wielkość e_s zawiera wszystkie błędy całego złożonego procesu modelowania, między innymi niedokładności związane z przyjęciem określonych zależności funkcyjnych w równaniach stanu i izentropy JWŁ czy technik pomiarowych oraz technik numerycznych stosowanych przy wyznaczaniu stałych w tych relacjach.

Uzyskana dokładność δ_e rzędu 0,5%, z jaką spełnione jest prawo przekształcania energii (3.11) dla badanej grupy dziesięciu materiałów wybuchowych, przekonuje między innymi o bardzo dobrej dokładności związków materiałowych typu JWŁ w połączeniu z założeniami sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji.

Zgodnie z przedstawionymi rezultatami badań, stałe uśrednione parametry produktów detonacji, otrzymywane natychmiastowo po wykorzystaniu założeń sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji, najwygodniej przyjąć w postaci:

$$u_s = 0, \quad \rho_s = \rho_M, \quad e_s = Q. \quad (3.13)$$

TABELA 4

Porównanie ustalonych, średnich wartości ciśnienia produktów detonacji dla sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji badanych materiałów wybuchowych z odpowiednimi wartościami ciśnień w punktach Chapmana-Jougueta

MW	$p_s [10^{10}\text{Pa}]$	$p_{CJ} [10^{10}\text{Pa}]$	$\delta_p = p_s/p_{CJ}$
Trotyl (TNT)	0,8456	2,1004	0,403
Tetryl	1,1153	2,8500	0,404
Pentolit	1,0246	2,5003	0,410
PBX 9010	1,3638	3,3997	0,401
RX-08-DW	1,4627	3,5974	0,407
XTX-8003	0,7505	1,6999	0,442
ANFO	0,2309	0,5501	0,420
LX-01	0,6487	1,5507	0,418
Pentryt (PETN)	1,3743	3,3499	0,410
Heksogen (C4)	1,1291	2,7980	0,404

Ostatnią z relacji (3.13) można wykorzystywać również do innych celów, np. do teoretycznego szacowania ciepła wybuchu w sytuacji gdy znane są równanie stanu i izentropy produktów detonacji przy braku danych pomiarowych ciepła wybuchu badanego materiału.

Stałą, uśrednioną wartość ciśnienia p_s , panującego w produktach detonacji po zdetonowaniu ładunku MW, wyznacza się z ich równania stanu, np. równania stanu JWL (3.10).

W ten sposób, korzystając z opracowanego sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji, bez konieczności rozwiązywania złożonego problemu propagacji fali detonacyjnej w ładunku, można uzyskać uśrednione wartości parametrów w produktach detonacji, które pełnią rolę warunków początkowych dla zagadnienia wybuchu ładunku MW, np. w niezaburzonym powietrzu, tworzenia się uderzeniowej fali podmuchu i jej oddziaływania z obiektami.

W tabeli 4 dokonano porównania średnich wartości początkowych wielkości ciśnień w produktach detonacji p_s , otrzymanych w sekwencyjnym modelu natychmiastowej detonacji, z obliczonymi według wzoru (2.7)₄ wartościami ciśnień w punktach Chapmana-Jougueta — p_{CJ} .

Z dokładnością do pierwszego miejsca po przecinku stosunki tych ciśnień dla wszystkich badanych MW można zapisać w postaci jednej wspólnej relacji:

$$p_s = 0,4 p_{CJ}. \quad (3.14)$$

Z porównania tej relacji z podobnym związkiem (1.1) dla opracowanego w [3, 4] modelu natychmiastowej detonacji wynika, że stosowane tam oszacowanie dla uśrednionego ciśnienia produktów detonacji jest zawyżone — zgodnie z równaniem stanu (3.10), przy praktycznie tej samej wartości $\rho_s \approx \rho_M$ i podstawieniu e_{ws} w miejsce e_s (pominięcie energii kinetycznej produktów detonacji e_{ks} w porównaniu z ich energią wewnętrzną e_{ws}) otrzymuje się mniejsze wartości średniego ciśnienia od wielkości danych tym wzorem i tym bardziej mniejsze od wartości określonych wzorem (1.1): $p_0 = 0,5 p_{CJ}$.

Łatwo pokazać, że relacja (1,1) dla początkowego ciśnienia, wykorzystywana w modelu natychmiastowej detonacji opracowanym w [3, 4], wynika z przyjęcia w tych rozważaniach równania stanu gazu doskonałego z wykładnikiem izentropy odpowiednio dobranym dla każdego materiału wybuchowego. Takie podejście do opisu produktów detonacji skondensowanych materiałów wybuchowych pochodzi jeszcze od Landaua i Stanyukovicha [4, 8].

Z praw zachowania na powierzchni silnej fali detonacyjnej przy założeniu równania stanu gazu doskonałego dla produktów detonacji

$$e_w = \frac{p}{\rho(k-1)}, \quad (3.15)$$

uzyskuje się oszacowanie ciepła wybuchu Q w postaci [9]

$$Q = \frac{p_{CJ} v_M}{2(k-1)}. \quad (3.16)$$

Wprowadzenie relacji (3.16) do prawa przekształcania energii (3.11), w którym przyjęto $e_{ks} = 0$ oraz $v_s = v_M$, prowadzi do równania dla średniego ciśnienia produktów detonacji p_s w postaci

$$\frac{p_s}{\rho_M (k-1)} = \frac{p_{CJ}}{2\rho_M (k-1)}, \quad (3.17)$$

a stąd do relacji (1.1) pomiędzy początkowym ciśnieniem produktów detonacji i ciśnieniem na froncie fali detonacyjnej

$$p_s = 0,5 p_{CJ}. \quad (3.18)$$

Ostatecznie, dla średniej gęstości energii wewnętrznej produktów detonacji w tym modelu detonacji natychmiastowej, otrzymuje się wyrażenie:

$$e_s \cong e_{ws} = \frac{p_s}{\rho_M (k-1)} = \frac{p_{CJ}}{2\rho_M (k-1)} = \frac{D^2}{2(k^2-1)}. \quad (3.19)$$

TABELA 5

Porównanie wartości pomiarowych ciepła wybuchu oraz średnich wartości gęstości masowych energii wewnętrznej produktów detonacji dla dotychczasowego modelu natychmiastowej detonacji różnych materiałów wybuchowych

MW	Q [kJ/kg]	e_s [kJ/kg]	$\delta_e = \frac{ Q - e_s }{Q}$ [%]
Trotyl (TNT)	3681	3730,65	1,35
Tetryl	4740	4581,19	3,35
Pentolit	4790	4334,70	9,51
PBX 9010	5036	5595,56	11,11
RX-08-DW	5420	5545,52	2,32
XTX-8003	4286	1907,14	55,50
ANFO	3841	3088,64	19,59
LX-01	4959	3684,18	25,71
Pentryt (PETN)	5706	5770,07	1,12
Heksogen (C4)	5621	4754,31	15,42

W celu sprawdzenia dokładności, z jaką średnia gęstość energii wewnętrznej e_s wyrażona wzorem (3.19) przybliży rzeczywiste wartości ciepła wybuchu (podobnie jak dla analizowanego wcześniej sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji z równaniem stanu JWL), wyrażenie (3.19) porównano z wartościami pomiarowymi ciepła wybuchu dla badanych materiałów wybuchowych. Wyniki zamieszczono w tabeli 5.

Z porównania rezultatów badań przedstawionych w tabelach 3 i 5 wynika, że wykorzystywany dotychczas model natychmiastowej detonacji z pominięciem energii kinetycznej produktów detonacji i równaniem stanu gazu doskonałego prowadzi do błędów obliczeń od kilku do kilkuset razy większych (zależnie od rodzaju wybranego materiału wybuchowego) od tych uzyskanych przy wykorzystaniu modelu sekwencyjnego i równania stanu JWL. Poza tym wyniki podane w tabeli 5 nie wykazują żadnej ogólnej prawidłowości.

4. Podsumowanie

Opracowano nowy, tzw. sekwencyjny model natychmiastowej detonacji ładunku MW o skończonej objętości, oparty na najsłabszych założeniach upraszczających spośród dotychczasowych prób upraszczania tego zagadnienia.

Podstawą nowego modelu natychmiastowej detonacji jest założenie odpowiedniej kolejności (sekwencji) przebiegu zjawisk w procesie wybuchowym, obejmującym proces detonacji MW i wyrównywania parametrów w powstałych produktach detonacji oraz ich oddziaływanie z otaczającym ładunek ośrodkiem.

Przyjęto, że w pierwszej kolejności zachodzi detonacja MW i ustalenie się stałych, uśrednionych wartości parametrów produktów detonacji, a w następnej kolejności dochodzi do ich oddziaływania z otaczającym ładunek ośrodkiem, przy czym zakłada się, że obydwie procesy w materiale wybuchowym i produktach detonacji zachodzą natychmiastowo.

Podstawą do przyjęcia takiej sekwencji zjawisk w procesie wybuchu są duże różnice w prędkościach rozchodzenia się zaburzeń w produktach detonacji o wysokich parametrach i w niezaburzoną ośrodku otaczającym ładunek (np. w powietrzu atmosferycznym).

Do oszacowania stałych, uśrednionych wartości parametrów produktów detonacji: gęstości masowej ρ_s , gęstości energii wewnętrznej e_{ws} i kinetycznej e_{ks} wykorzystano numeryczne rozwiązania równania ciągłości oraz równania ruchu pełnego problemu rozchodzenia się fali detonacyjnej w ładunku MW. Ich wartości definiowano w postaci odpowiednich średnich całkowitych, wyznaczanych numerycznie metodą złożonych kwadratur interpolacyjnych Newtona-Cotesa z wykorzystaniem wielomianów bazowych Lagrange'a.

Przeprowadzenie obliczeń dla szerokiego zestawu materiałów wybuchowych o zróżnicowanych właściwościach pozwoliło ustalić, że stałe uśrednione wartości parametrów produktów detonacji, otrzymywane natychmiastowo zgodnie z założeniami sekwencyjnego modelu natychmiastowej detonacji, z dobrą dokładnością można przyjąć w postaci:

$$u_s = 0, \quad \rho_s = \rho_M, \quad e_s = Q, \quad (4.1)$$

gdzie e_s jest gęstością całkowitej energii wewnętrznej produktów detonacji po jej uzupełnieniu o energię kinetyczną, przekształconą w energię wewnętrzną w wyniku procesu ustalania parametrów, a Q jest ciepłem wybuchu, znanym dla większości MW z niezależnych pomiarów.

Relację (4.1)₃ można wykorzystywać również do teoretycznego szacowania ciepła wybuchu, w sytuacji gdy znane są równanie stanu i izentropy produktów detonacji przy braku danych pomiarowych ciepła wybuchu badanego materiału.

Z kolei stałą, uśrednioną wartość ciśnienia p_s , panującego w produktach detonacji po zdetonowaniu ładunku MW, wyznacza się z ich równania stanu, np. równania stanu JWL (3.10).

Otrzymane w ten sposób średnie wartości ciśnień produktów detonacji, z dokładnością do pierwszego miejsca po przecinku, spełniają prostą relację:

$$p_s = 0,4 p_{CP}, \quad (4.2)$$

która dowodzi, że relacja

$$p_0 = 0,5 p_{CP} \quad (4.3)$$

przyjmowana w dotychczas stosowanym modelu natychmiastowej detonacji, opracowanym w [3, 4], jest mniej dokładnym oszacowaniem średniego ciśnienia produktów detonacji „od góry”, prowadzącym do jego zawyżonych wartości.

Artykuł wpłynął do redakcji 27.07.2010 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w kwietniu 2011 r.

LITERATURA

- [1] V. P. KOROBENIKOV, N. S. MELNIKOVA, E. V. RJAZANOV, *Teorija tochechnogo vzryva*, Fizmatgiz, Moskva, 1961.
- [2] *Fizika vzryva*, [red.] L. P. Orlenko, Fizmatlit., Moskva, 2004.
- [3] T. M. SALAMAKHIN, *Fizicheskiye osnovy mekhanicheskogo dejstvija vzryva i metody opredelenija vzryvnykh nagruzok*, Moskva, VIA, 1974.
- [4] J. HENRYCH, *The Dynamics of Explosion and Its Use*, Academia, Praga, 1979.
- [5] E. WŁODARCZYK, M. ZIELENKIEWICZ, *Radialne drgania grubościennej kulistej osłony balistycznej wymuszone wewnętrznym ciśnieniem produktów natychmiastowej detonacji materiału wybuchowego (MW)*, Biul. WAT, 57, 1, 2008.

- [6] Z. ŁĘGOWSKI, *Analiza problemu rozprzestrzeniania się powybuchowej fali uderzeniowej w nieograniczonym ośrodku gazowym*, Biul. WAT, 51, 10, 2002.
- [7] D. KINCAID, W. CHENEY, *Analiza numeryczna*, WNT, Warszawa, 2006.
- [8] K. P. STANYUKOVICH, *Nieustanovishijesja dvizhenija sploshnoj sredy*, GITL, Moskwa, 1955.
- [9] A. MARANDA, S. CUDZIŁO, J. NOWACZEWSKI, A. PAPLIŃSKI, *Podstawy chemii materiałów wybuchowych*, WAT, Warszawa, 1997.

Z. ŁĘGOWSKI

Sequential type of an instantaneous detonation to the finite volume explosive charge

Abstract. The new sequential type of an instantaneous detonation to the finite volume explosive charge has been elaborated, the foundation of that is the assumption of an appropriate sequence of occurrences in the explosive process.

It has been assumed, that first the explosive detonation takes place and establishing constant, mean values of parameters of the detonation products, and next an interaction with the medium surrounding the charge occurs. The supplementary assumption is that both processes in an explosive and in the detonation products take place instantaneously.

To estimate constant, mean values of parameters of the detonation products: the mass density ρ_s , the internal energy density e_{ws} and the kinetic energy density e_{ks} , it has been taken advantage of the numerical solutions to equations of motion of the detonation wave problem in the explosive charge. Their values have been defined in the form of the appropriate integral average, numerically calculated.

Carrying out calculations for the wide set of explosives of different characteristics made it possible to establish, that mean values of parameters to detonation products, calculated according to the assumptions of the sequential type of an instantaneous detonation, can be expressed in a simple way by the essential quantities of explosive, like its mass density ρ_M or the heat of explosion Q . This fact makes possible to establish their values without the necessity of calculation of numerical solutions to the detonation wave problem in an explosive, and the numerical integrations in the averaging process of these solutions.

Keywords: flow dynamics, explosion, detonation, instantaneous detonation

