

THE INFLUENCE OF PARAMETERS OF AN UNDISTURBED AIR ON THE BLAST WAVE CHARACTERISTICS

Zdzisław Łęgowski

Military University of Technology
ul. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, Poland
tel.: +48 22 6384667, e-mail: z.legowski@wp.pl

Abstract

Formulation of the propagation problem of the detonation wave in an explosive charge has been presented, and the solution method of the equations of motion has been worked out. The Jones, Wilkins and Lee equation of state has been used for detonation products. On the strength of a self-similarity of the problem, the equations of motion have been reduced to the set of ordinary differential equations that have been solved using the Runge-Kutta method of 4th order. Spatial distributions of parameters of detonation products have been obtained for arbitrary time instant of the process till the moment, at which the detonation front reaches the charge boundary that marks the end of the combustion process. It has been formulated the problem of a dispersion of detonation products into the surrounding air with regard to its climatic changes. In depicting properties of the air disturbed by the blast wave propagating throughout, it has been adapted the Brode calorific equation of state with eleven material constants, whereas the damp air has been treated as an mixture of ideal gases. The integral equations of motion have been solved by means of numeric scheme of the Godunov's method of disintegration the arbitrary discontinuity with assigning the primary blast wave front and the detonation products boundary. The other strong discontinuities, appearing in the flow, have been smoothed out by the dissipative numerical scheme.

An influence of parameters of an atmospheric air has been examined, such as pressure p_0 temperature T_0 and humidity, on the blast wave characteristics. It has been found, that increasing the temperature of the undisturbed air results in decreasing pressure on the primary blast wave front, while growing the atmospheric pressure means growing pressure on the wave front too. The influence of humidity extends with increasing temperature and decreasing pressure. Pressures on the blast wave front in a damp air are always less in magnitude in comparison with values attained in a dry air. It has been ascertained, that the influence of all of three atmospheric parameters decreases with growing the propagating blast wave radius. The extreme influence on the pressure values in a blast wave creates the climatic variations in temperature, the least of all – the humidity variations. In many cases the influence of the last parameter may be ignored. Comprehensive properties of the dispersion of detonation products have been investigated, taking into consideration the variations of the atmospheric parameters. It has been determined, that the maximal range of the detonation products, estimated on the ground of discovering the dry air at the conventional conditions, must be extended to 17 values of a charge radius.

Keywords: mechanics, gas dynamics, detonation, atmospheric air, explosion, blast wave, construction loading

WPLYW PARAMETRÓW NIEZABURZONEGO POWIETRZA NA CHARAKTERYSTYKI POWYBUCHOWYCH FAL UDERZENIOWYCH

Streszczenie

Sformułowano zagadnienie oraz opracowano metodę całkowania równań ruchu problemu rozprzestrzeniania się fali detonacyjnej w ładunku materiału wybuchowego (MW). Do opisu produktów detonacji zastosowano równanie stanu Jonesa, Wilkinsa i Lee'go.

Korzystając z samopodobieństwa zagadnienia, równania ruchu sprowadzono do odpowiedniego układu równań różniczkowych zwyczajnych, który całkowano metodą Rungego-Kutty czwartego rzędu. Otrzymano przestrzenne rozkłady parametrów w produktach detonacji w dowolnym momencie trwania tego procesu aż do chwili dotarcia fali detonacyjnej do granicy ładunku, kończącej proces spalania. Sformułowano zagadnienie rozlotu produktów detonacji w otaczające ładunek powietrze atmosferyczne z uwzględnieniem jego zmian klimatycznych. Do opisu właściwości powietrza, zaburzonego przez rozchodzącą się w nim falę podmuchu, zastosowano kaloryczne równanie stanu Brode'a

z jedenastoma stałymi materiałowymi, natomiast wilgotne powietrze atmosferyczne traktowano jako mieszaninę gazów doskonałych.

Całkowite równania ruchu rozwiązywano za pomocą schematu numerycznego metody rozpadu dowolnych nieciągłości Godunowa z wydzieleniem frontu pierwotnej fali podmuchu oraz granicy rozdziału produktów detonacji. Pozostałe silne nieciągłości, pojawiające się w trakcie ewolucji rozwiązania, ulegały naturalnemu rozmyciu przez dysypatywny schemat różnicowy Godunowa.

Zbadano wpływ parametrów powietrza atmosferycznego, takich jak ciśnienie p_0 temperatura T_0 i wilgotność na charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych. Ustalono, że wzrost temperatury niezaburzonego powietrza powoduje spadek ciśnienia na froncie pierwotnej fali wybuchu, natomiast wzrost ciśnienia atmosferycznego oznacza również wzrost ciśnienia na powierzchni tej fali.

Wpływ wilgotności rośnie ze wzrostem temperatury i spadkiem ciśnienia. W wilgotnym powietrzu ciśnienia na powierzchni fali wybuchu są zawsze mniejsze od wartości uzyskiwanych w powietrzu suchym.

Ustalono, że wpływ wszystkich trzech parametrów atmosfery maleje ze wzrostem promienia rozchodzącej się fali wybuchu. Największy wpływ na wartości ciśnień w fali powybuchowej wywierają klimatyczne zmiany temperatury, najmniejsze – zmiany wilgotności. Wpływ tego czynnika można w wielu przypadkach pominąć i ograniczyć się do badania suchego powietrza.

Zbadano ogólne własności procesu rozlotu produktów detonacji z uwzględnieniem zmian parametrów atmosfery. Ustalono, że maksymalny zasięg produktów detonacji, szacowany na podstawie badań suchego powietrza i atmosfery standardowej, należy przedłużyć do ok. siedemnastu promieni ładunku.

Słowa kluczowe: mechanika, dynamika gazów, detonacja, powietrze atmosferyczne, wybuch, powybuchowa fala uderzeniowa, obciążenie konstrukcji

1. Wstęp

W opracowaniu [1] przedstawiono metodę szacowania obciążeń powierzchni konstrukcji powstałych po detonacji ładunku materiału wybuchowego. Jednym z zagadnień, do których sprowadzono opracowanie takiej metody, było zbadanie pełnego problemu wybuchu z uwzględnieniem skończonego obszaru produktów detonacji.

Wykorzystano w tym celu istniejące w literaturze rozwiązanie samopodobnego zagadnienia propagacji fali detonacyjnej w materiale wybuchowym [2], pozwalające określić rozkłady parametrów hydrodynamicznych w momencie dotarcia fali detonacyjnej do granicy ładunku, które pełniły rolę warunków początkowych dla następnego zadania rozlotu produktów detonacji w otaczające je powietrze.

Do analizy tego zagadnienia zastosowano schemat różnicowy metody rozpadu dowolnych nieciągłości Godunowa [3], w którym dla niezaburzonego powietrza przyjmowano parametry tzw. atmosfery standardowej.

Takie podejście pozwoliło opracować podstawowe zasady określania obciążeń konstrukcji znajdujących się w pobliżu detonowanych ładunków MW. Jednocześnie pojawiły się trudności związane z interpretacją wyników pomiarów przeprowadzanych w różnych warunkach atmosferycznych, ze względu na rozrzut otrzymanywnych wyników pomiarowych dla tych samych ładunków wykorzystywanych w różnych warunkach klimatycznych.

Celem podjętych badań było przeprowadzenie dokładnej analizy wpływu zmiennych parametrów powietrza atmosferycznego na charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych, związana z tym weryfikacja dotychczasowych ustaleń opracowanej wcześniej teorii oraz opracowanie metody wyznaczania parametrów produktów detonacji osiąganych po zakończeniu procesu spalania, dla uniknięcia konieczności korzystania z niezbyt dokładnych danych literaturowych.

Układ pracy jest następujący. W rozdziale drugim, korzystając z samopodobieństwa problemu rozprzestrzeniania się detonacji w ładunku MW, równania ruchu sprowadzono do odpowiedniego układu równań różniczkowych zwyczajnych, który całkowano metodą Rungego-Kutty. W trakcie procesu obliczeniowego zmieniano rolę zmiennych dla uniknięcia trudności związanych z osobliwościami rozwiązań. Rozdział trzeci zawiera ogólne sformułowanie zagadnienia wybuchu. W rozdziale czwartym przedstawiono metodę całkowania równań ruchu procesu rozlotu produktów detonacji w otaczające je powietrze atmosferyczne. Z kolei rozdział piąty poświęcono

opisowi właściwości powietrza atmosferycznego w pobliżu powierzchni Ziemi i określeniu parametrów decydujących o jego stanie. W rozdziale szóstym omówiono wyniki obliczeń numerycznych oraz przeprowadzono analizę wpływu parametrów atmosferycznych na najważniejsze charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych. Opracowanie zakończono krótkim podsumowaniem najważniejszych wyników badań.

2. Rozkłady parametrów za frontem sferycznej fali detonacyjnej

Zgodnie z założeniami opracowanego modelu oddziaływania, analizowano fale detonacyjne zależne od jednej zmiennej przestrzennej r i czasu t . Przy pominięciu lokalnych zjawisk związanych z procesem inicjowania detonacji, przyjmuje się [2], że na froncie fali detonacyjnej w dowolnej chwili czasu entropia pozostaje stała (proces detonacji jest stacjonarny). Za frontem fali zachodzi izentropowe rozprężanie gazu. Przy wykorzystaniu związku $a^2 = (dp/d\rho)_s$ równania ruchu wynikające z praw zachowania masy i pędu sprowadzają się do postaci:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v \rho u}{r} = 0, \quad (1)$$

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

gdzie wskaźnik symetrii v przyjmuje wartości odpowiednio 0 dla symetrii płaskiej, 1 dla symetrii cylindrycznej i 2 dla zagadnień sferycznie symetrycznych. W tym ostatnim przypadku (rys. 1) detonacja inicjowana jest w centrum ładunku uformowanego w kształcie kuli.

Przy analizie zagadnień rozprzestrzeniania się detonacji w jednorodnym ośrodku wewnątrz ładunku MW ani równania ruchu, 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

$$\xi = r/Dt, \quad \bar{u} = u/D, \quad \bar{\rho} = \rho/\rho_{CJ}, \quad \bar{p} = p/p_{CJ}, \quad \bar{a} = a/D \quad (3)$$

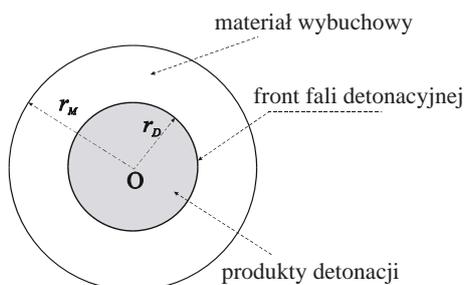
i wykorzystaniu związków

$$\frac{\partial}{\partial r}(\cdot) = \frac{1}{Dt} \frac{d}{d\xi}(\cdot), \quad \frac{\partial}{\partial t}(\cdot) = -\frac{\xi}{t} \frac{d}{d\xi}(\cdot), \quad (4)$$

równania ruchu (1), (2) sprowadzają się do układu równań zwyczajnych:

$$\frac{d\bar{u}}{d\xi} = -\frac{v\bar{a}^2\bar{u}}{\xi[\bar{a}^2 - (\bar{u} - \xi)^2]}, \quad \frac{d\bar{\rho}}{d\xi} = -\frac{\bar{\rho}(\bar{u} - \xi)}{\bar{a}^2} \frac{d\bar{u}}{d\xi}. \quad (5)$$

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



Rys. 1 Propagacja fali detonacyjnej w ładunku MW
Fig. 1 Propagation of the detonation wave in an explosive charge

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

$$\bar{u}(0) = 0. \quad (6)$$

Z kolei na froncie fali detonacyjnej wszystkie poszukiwane wielkości przyjmują wartości właściwe dla punktu Chapmana-Jouguet'a [2, 5]:

$$\begin{aligned} \rho_{CJ} &= \frac{k+1}{k} \rho_M, & u_{CJ} &= \frac{D}{k+1}, \\ a_{CJ} &= \frac{k}{k+1} D, & p_{CJ} &= \frac{\rho_M D^2}{k+1}. \end{aligned} \quad (7)$$

W relacjach (3), (7) wprowadzono oznaczenia: D – prędkość detonacji, ρ_M – gęstość masowa wyjściowego materiału wybuchowego, k – wykładnik izentropy Poissona przechodzącej przez punkt Chapmana-Jouguet'a. Indeks „ CJ ” wskazuje, że dana wielkość wyznaczana jest w punkcie Chapmana-Jouguet'a. Po wykorzystaniu oznaczeń (3) warunki (7) redukują się do postaci:

$$\bar{\rho}(1) = 1, \quad \bar{u}(1) = \frac{1}{k+1}, \quad \bar{p}(1) = 1, \quad \bar{a}(1) = \frac{k}{k+1}. \quad (8)$$

Równania (6) i (8) stanowią warunki graniczne przy całkowaniu układu (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 ruchu 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 (5). Dla uniknięcia osobliwości w tym punkcie przyjęto, że zmienną niezależną jest prędkość przepływu \bar{u} . Dzieląc stronami równania (5) oraz odwracając rolę zmiennych w równaniu (5)₁ otrzymuje się układ równań:

$$\frac{d\xi}{d\bar{u}} = - \frac{\xi [\bar{a}^2 - (\bar{u} - \xi)^2]}{v \bar{a}^2 \bar{u}} = f_1(\xi, \bar{u}, \bar{\rho}), \quad (9)$$

$$\frac{d\bar{\rho}}{d\bar{u}} = - \frac{\bar{\rho}(\bar{u} - \xi)}{\bar{a}^2} = f_2(\xi, \bar{u}, \bar{\rho}). \quad (10)$$

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

$$p_{CJ} \bar{p} = A \exp\left(\frac{-R_1}{\rho_{CJ}} \frac{\rho_M}{\bar{\rho}}\right) + B \exp\left(\frac{-R_2}{\rho_{CJ}} \frac{\rho_M}{\bar{\rho}}\right) + C \left(\frac{\rho_M}{\rho_{CJ} \bar{\rho}}\right)^{-(w+1)}, \quad (11)$$

gdzie A, B, C, R_1, R_2, w są stałymi definiowanymi dla każdego MW.

Układ równań (9), (10) całkowano metodą Rungego-Kutty. Wybrano w tym celu metodę czwartego rzędu z najlepszym oszacowaniem błędu γ_4 [4]. Jeżeli znane jest rozwiązanie $\xi^n, \bar{\rho}^n$ 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:

$$\begin{aligned} \xi^{n+1} &= \xi^n + e_1 k_1 - e_2 k_2 + e_3 k_3 + e_4 k_4, \\ \bar{\rho}^{n+1} &= \bar{\rho}^n + e_1 l_1 - e_2 l_2 + e_3 l_3 + e_4 l_4, \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie

$$e_1 = 0,17476, e_2 = 0,55148, e_3 = 1,20554, e_4 = 0,17118. \quad (13)$$

Występujące w (12) mnożniki k_i i l_i wyznacza się korzystając z zależności:

$$k_1 = hf_1(\xi^n, \bar{u}^n, \bar{p}^n), \quad l_1 = hf_2(\xi^n, \bar{u}^n, \bar{p}^n), \quad (14)$$

$$k_2 = hf_1(\xi^n + a_2 k_1, \bar{u}^n + a_2 h, \bar{p}^n + a_2 l_1), \quad (15)$$

$$l_2 = hf_2(\xi^n + a_2 k_1, \bar{u}^n + a_2 h, \bar{p}^n + a_2 l_1), \quad (16)$$

$$k_3 = hf_1(\xi^n + a_3 k_1 + b_3 k_2, \bar{u}^n + c_3 h, \bar{p}^n + a_3 l_1 + b_3 l_2), \quad (17)$$

$$l_3 = hf_2(\xi^n + a_3 k_1 + b_3 k_2, \bar{u}^n + c_3 h, \bar{p}^n + a_3 l_1 + b_3 l_2), \quad (18)$$

$$k_4 = hf_1(\xi^n + a_4 k_1 - b_4 k_2 + c_4 k_3, \bar{u}^n + h, \bar{p}^n + a_4 l_1 - b_4 l_2 + c_4 l_3), \quad (19)$$

$$l_4 = hf_2(\xi^n + a_4 k_1 - b_4 k_2 + c_4 k_3, \bar{u}^n + h, \bar{p}^n + a_4 l_1 - b_4 l_2 + c_4 l_3), \quad (20)$$

gdzie stałe współczynniki a_i, b_i, c_i odpowiednio wynoszą:

$$\begin{aligned} a_2 = 0,4, a_3 = 0,29697760, a_4 = 0,21810038, \\ b_3 = 0,15875966, b_4 = 3,05096470, \\ c_3 = 0,45573726, c_4 = 3,83286432. \end{aligned} \quad (21)$$

Ze względu na nieograniczone narastanie wartości funkcji f_1 w równaniu (9) w pobliżu granicy $\bar{u} \rightarrow 0$, w zakresie $\bar{u} < 1/[2(k+1)]$ wracano do całkowania wyjściowego układu (5).

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

$$\begin{aligned} \rho_M = 1580 \text{ [kg/m}^3\text{]}, \quad D = 6930 \text{ [m/s]}, \quad k = 2,727, \quad w = 0,35, \\ A = 3738 \cdot 10^8, \quad B = 3747 \cdot 10^6, \quad R_1 = 4,15, \quad R_2 = 0,90. \end{aligned} \quad (22)$$

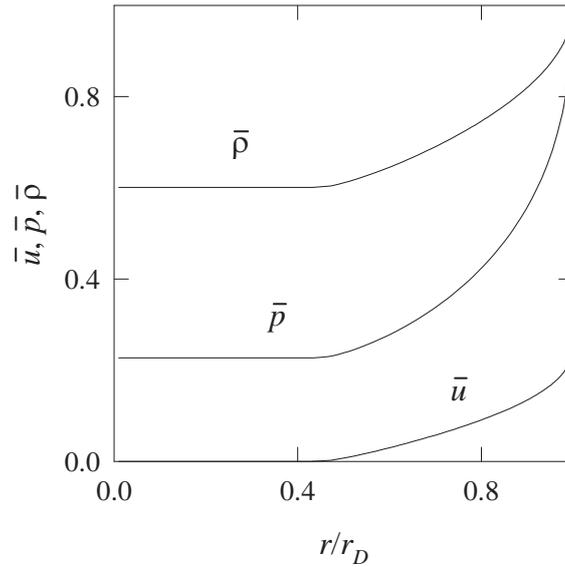
Wyniki obliczeń pokazano na rys. 2, na którym przedstawiono rozkłady gęstości \bar{p} , ciśnienia \bar{p} i prędkości przepływu \bar{u} w funkcji względnej odległości od centrum wybuchu (wzdłuż promienia) odniesionej do aktualnego promienia fali detonacyjnej $r_D = Dt$.

Z ogólnych własności rozwiązania układu (9), (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 rys. 2 widać, że wartość ξ_* niewiele różni się od 0,5.

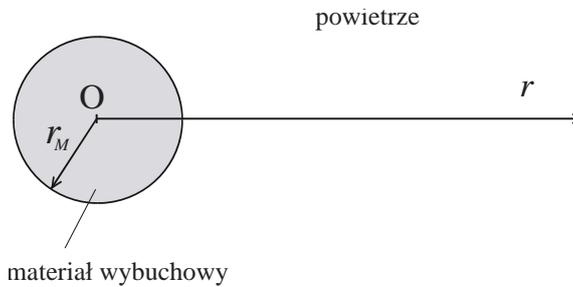
Z samopodobieństwa problemu rozprzestrzeniania się stacjonarnej detonacji w ładunku MW wynika, że w jednostkach $r/r_D(t)$ rozwiązanie ma identyczną postać w dowolnej chwili czasu t . Fakt ten ma istotne znaczenie, ponieważ wynikają stąd odpowiednie prawa podobieństwa rozwiązań przy rozprzestrzenianiu się wybuchu w otaczającym ładunek powietrzu.

3. Sformułowanie zagadnienia wybuchu kulistego ładunku MW w nieograniczonej atmosferze

Ładunek materiału wybuchowego o zadanych parametrach: ρ_M – gęstości nie zdetonowanego MW, D – prędkości fali detonacyjnej oraz k – wykładnika izentropy w punkcie Chapmana-Jouguet'a, został uformowany w kształcie kuli o promieniu r_M charakteryzującym jednoznacznie wielkość (masę) ładunku (rys. 3).



Rys. 2 Rozkłady parametrów za frontem sferycznej fali detonacyjnej
 Fig. 2 The parameters distribution behind the front of a spherical detonation wave



Rys. 3 Kulisty ładunek MW w nieograniczonej atmosferze
 Fig. 3 The sphere of an explosive charge in unlimited atmosphere

Ładunek umieszczono w niezaburzonem powietrzu o ustalonych wartościach ciśnienia p_0 i gęstości ρ_0 oraz temperaturze T_0 , wyznaczonej z równania stanu gazu doskonałego.

W chwili $t < 0$ w środku ładunku (punkt O na rys. 3) zainicjowano stacjonarny proces detonacji. W jego wyniku w MW propaguje się kulista fala detonacyjna ze stałą prędkością D powodując rozkład parametrów w obszarze rozprężających się produktów wybuchu, opisany szczegółowo w rozdziale 2.

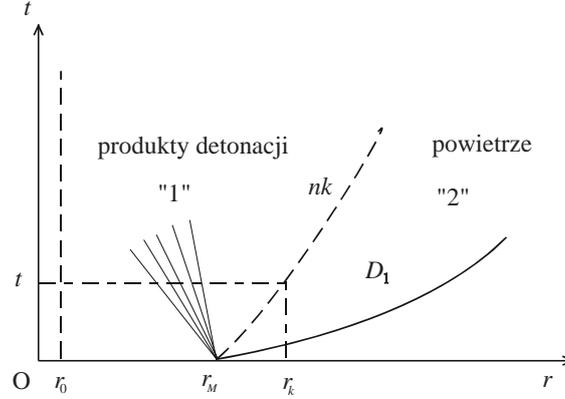
W chwili $t = 0$ fala detonacyjna dociera do granicy ładunku. W tym momencie cały ładunek w wyniku reakcji chemicznych zostaje zamieniony w produkty detonacji, które zaczynają oddziaływać z otaczającym je ośrodkiem gazowym. W rezultacie rozpadu dowolnej nieciągłości powstałej w chwili $t = 0$ w punkcie $r = r_M$, w powietrzu propaguje się kulista fala uderzeniowa. Natomiast w produktach wybuchu w kierunku centrum rozchodzi się intensywna fala rozrzedzenia, a kula z zawartymi w niej produktami detonacji rozszerza się zwiększając swoją objętość.

Otrzymane w rozdziale 2 rozkłady parametrów za frontem fali detonacyjnej w momencie jej wyjścia na granicę ładunku stanowią warunki początkowe dla zagadnienia rozprzestrzeniania się powybuchowej fali uderzeniowej. Rozkłady te odniesiono do chwili czasu t_M odpowiadającej momentowi wyjścia fali detonacyjnej na granicę ładunku. Na froncie fali detonacyjnej zawsze $\xi = 1$. Ze związków (3) otrzymuje się stąd relacje pomiędzy wartością t_M i promieniem ładunku

$$t_M = \frac{r_M}{D}. \quad (23)$$

Dla pozostałych wartości $r \leq r_M$ w chwili t_M spełniona jest relacja

$$\xi = \frac{r}{Dt_M} = \frac{r}{r_M}. \quad (24)$$



Rys. 4 Falowy obraz przepływu po rozpadzie dowolnej nieciągłości w punkcie $r = r_M$
 Fig. 4 The waves picture after disintegration of the strong discontinuity at the point $r = r_M$

Podstawiając w układzie (9), (10) w miejsce ξ zależność (24) otrzymuje się rozkłady parametrów za frontem fali detonacyjnej w chwili początkowej $t = 0$, od której rozpoczęto analizę problemu propagacji powybuchowej fali uderzeniowej.

Na płaszczyźnie (r, t) dla $t > 0$ można wyróżnić dwa obszary w których poszukiwane są rozwiązania całkowych praw zachowania: obszar "1" w przedziale $r_0 \leq r \leq r_k(t)$ wypełniony produktami detonacji oraz w zakresie $r_k(t) \leq r \leq r_M + \int_0^t D_1(\tau) d\tau$ – obszar "2" otaczającego je powietrza, zaburzonego przez propagującą się w nim falę uderzeniową. Dla uniknięcia osobliwości równań ruchu w początku układu współrzędnych wprowadzono tam sztywną kulkę o promieniu $r_0 \ll r_M$.

W każdym z dwu wymienionych obszarów spełnione są całkowite prawa zachowania

$$\oint_C \mathbf{c} r^2 dr - \mathbf{b} r^2 dt = \iint_{S_C} 2 \mathbf{f} r dr dt, \quad (25)$$

gdzie C i S_C oznaczają odpowiednio kontur całkowania i zawartą wewnątrz niego powierzchnię, a wektory kolumnowe wynoszą:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho(e + \frac{u^2}{2}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho u(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{f} = \begin{pmatrix} 0 \\ -p \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Literą e w wyrażeniach (26) oznaczono energię wewnętrzną jednostki masy. Układ równań (25), (26) należy uzupełnić o odpowiednie równanie stanu badanego ośrodka.

Przetestowano przydatność różnych równań stanu gazowych produktów detonacji i zaburzonego powietrza. Najlepszą zgodność z wynikami przeprowadzonych pomiarów uzyskano dla opisanych niżej zależności [5].

Do opisu właściwości produktów detonacji wykorzystano równanie stanu JWL (Jonesa, Wilkinsa i Lee'go) w postaci:

$$p = w\rho e + A\left(1 - \frac{w\rho}{R_1\rho_M}\right)\exp\left(\frac{-R_1\rho_M}{\rho}\right) + B\left(1 - \frac{w\rho}{R_2\rho_M}\right)\exp\left(\frac{-R_2\rho_M}{\rho}\right). \quad (27)$$

Parametr w w wyrażeniach (11), (27) oznacza stałą wartość współczynnika Grüneisena.

Dla powietrza zastosowano kaloryczne równanie stanu używane przez Brode'a [6]. Brode w swoich obliczeniach dla wybuchu sferycznego wykorzystywał równanie stanu postaci

$$e = \frac{1}{2}[\mu(\rho, p) - 1]\frac{p}{\rho}, \quad (28)$$

gdzie

$$\mu = \mu_0(\rho, p) + b_1[\mu_0(\rho, p) - \mu_2(\rho, p)]\ln\frac{\rho}{\rho_0} \quad (29)$$

oraz

$$\mu_2 = \frac{b_2R + 4P}{b_3R + P}, \quad R = \rho/\rho_0, \quad P = p/p_0, \quad (30)$$

$$\mu_0 = 1 + \frac{b_4R + 3P}{b_5R + P} + (P - R)R\left(\frac{b_6}{b_7R^2 + P^2} + \frac{b_8}{b_9R^2 + P^2} + \frac{b_{10}}{b_{11}R^2 + P^2}\right). \quad (31)$$

Wielkości ρ_0 i p_0 oznaczają tu parametry niezaburzonego powietrza przed frontem fali uderzeniowej, a bezwymiarowe stałe b_i wynoszą:

$$b_1 = 0,09, \quad b_2 = 6002, \quad b_3 = 1000, \quad b_4 = 25,894868,$$

$$b_5 = 4,778974, \quad b_6 = 861, \quad b_7 = 3000, \quad b_8 = 2356, \quad (32)$$

$$b_9 = 90000, \quad b_{10} = 41000, \quad b_{11} = 12000000.$$

Warunki początkowe w przedziale $r_0 \leq r \leq r_M$ są rozwiązaniem zagadnienia propagacji fali detonacyjnej w ładunku MW opisanego w rozdziale 2. Przedstawiono je na rys. 2, gdzie należy przyjąć $r_D = r_M$. W zakresie $r > r_M$ przyjęto stałe wartości wielkości hydrodynamicznych, przy założeniu że niezaburzony gaz jest nieruchomy:

$$u(r,0) = 0, \quad \rho(r,0) = \rho_0, \quad p(r,0) = p_0. \quad (33)$$

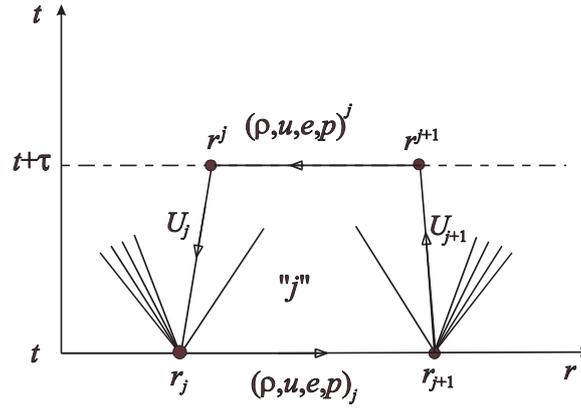
Na powierzchni sztywnej kulki ($r = r_0$) przyjęto warunek brzegowy wynikający z jej nieprzenikalności:

$$u(r_0, t) = 0. \quad (34)$$

4. Metoda numerycznego całkowania równań ruchu

Układ równań (25), (26) całkowano numerycznie wykorzystując schemat różnicowy Godunowa. Płaszczyzna przepływu (r, t) zostaje tu podzielona na komórki w kształcie prostokąta o dwóch bokach równoległych (odcinki linii $t = const$) za pomocą węzłów r_j, r_{j+1}, r^{j+1} i r^j (rys. 5).

Za podstawę do numerowania komórek oraz średnich wartości parametrów hydrodynamicznych na odcinkach r_j, r_{j+1} i r^j, r^{j+1} przyjęto indeks lewego dolnego węzła komórki (indeks „j” na rys. 5). Indeksy dolne odnoszą się do wielkości na dolnej powierzchni warstwy czasowej o grubości τ i odpowiednio górne – do oznaczenia wartości tych wielkości na górnej powierzchni tej warstwy.



Rys. 5 Typowa komórka obliczeniowa metody Godunowa na płaszczyźnie (r, t)
 Fig. 5 The typical cell for computations in Godunov's method on the (r, t) plane

Uśrednione wartości parametrów przepływu na kolejnych odcinkach r_j, r_{j+1} mogą być różne. Dlatego na granicy pomiędzy nimi (np. w punkcie r_j) ma miejsce rozpad dowolnej nieciągłości. Zmiany wszystkich wielkości po tym rozpadzie opisywane są samopodobnym rozwiązaniem równań dynamiki gazów postaci: $u = u(\xi), \rho = \rho(\xi), p = p(\xi)$ i $e = e(\xi)$, gdzie samopodobna zmienna ξ wynosi: $\xi = (r - r_j) / \tau$. W ten sposób określane są stałe wartości wielkości hydrodynamicznych na odcinkach r_j, r^j oraz r_{j+1}, r^{j+1} . W dalszych rozważaniach wielkości na tych odcinkach oznaczono dużymi literami.

Stałe uśrednione wartości parametrów hydrodynamicznych na górnej powierzchni warstwy czasowej $(\rho, u, e, p)^j$ wyznacza się całkując prawa zachowania (25), (26) po konturze i powierzchni każdej komórki. Przy zadanych wartościach odcinkami stałych parametrów na dolnej powierzchni warstwy otrzymuje się w ten sposób przedłużenie rozwiązania o krok czasowy τ .

Przyjęto dalej, że węzły siatki poruszają się z prędkościami nieciągłości kontaktowych wychodzących z punktów r_j i r_{j+1} . Stąd położenia tych węzłów na górnej powierzchni warstwy czasowej τ wyznacza się z zależności:

$$r^j = r_j + U_j \tau, \quad r^{j+1} = r_{j+1} + U_{j+1} \tau. \quad (35)$$

Dla i -tych składowych wektorów \mathbf{c}, \mathbf{b} i \mathbf{f} całkowite prawa zachowania (3.3) zastosowane do j -tej komórki, można zapisać w postaci

$$\oint_{c_j} c_i r^2 dr - b_i r^2 dt = \iint_{s_{c_j}} 2f_i r dr dt. \quad (36)$$

Po wyznaczeniu zaznaczonych w (36) całek konturowych i powierzchniowych oraz rozwiązaniu otrzymanych równań względem parametrów przepływu ρ, u i e otrzymuje się jawne relacje dla ich wartości na górnej powierzchni warstwy czasowej:

$$\rho^j = \frac{r_{j+1}^3 - r_j^3}{(r^{j+1})^3 - (r^j)^3} \rho_j, \quad (37)$$

$$u^j = \frac{\rho_j u_j (r_{j+1}^3 - r_j^3) - (P_{j+1} - p_j) \frac{(r^{j+1})^3 - r_{j+1}^3}{U_{j+1}} + (P_j - p_j) \frac{(r^j)^3 - r_j^3}{U_j}}{\rho^j [(r^{j+1})^3 - (r^j)^3]}, \quad (38)$$

$$e^j = \frac{\rho_j \left(e_j + \frac{u_j^2}{2} \right) (r_{j+1}^3 - r_j^3) - P_{j+1} \left[(r^{j+1})^3 - r_{j+1}^3 \right] + P_j \left[(r^j)^3 - r_j^3 \right]}{\rho^j \left[(r^{j+1})^3 - (r^j)^3 \right]} - \frac{(u^j)^2}{2}. \quad (39)$$

Wartości ciśnień p^j wyznacza się korzystając z odpowiednich równań stanu.

Wielkość dopuszczalnego kroku czasowego τ wyznaczano z warunku stabilności schematu różnicowego, którego sens fizyczny sprowadza się do zapewnienia utrzymania w mocy założenia o stałości parametrów hydrodynamicznych na odcinkach r_j , r^j i r_{j+1} , r^{j+1} otrzymanych w wyniku rozwiązania zadań o rozpadzie dowolnych nieciągłości. Tak sformułowany warunek stabilności realizowano żądając, by najszybsze fale wychodzące z węzłów r_j i r_{j+1} nie docierały do węzłów odpowiednio r^j i r^{j+1} .

Opracowany algorytm numeryczny pozwala prowadzić obliczenia dla wewnętrznych (typowych) przedziałów siatki. W celu zrealizowania obliczeń w dwóch skrajnych przedziałach, należy go uzupełnić zależnościami dla „dużych” wielkości R , U , P , E i ewentualnie prędkości odpowiedniej granicy w (gdy jej wartość jest różna od U). Do wyznaczenia tych wielkości wykorzystywano dodatkowe informacje zadawane w postaci warunków granicznych.

W procesie obliczeniowym wydzielano i wyznaczano dokładnie ruch nieciągłości kontaktowej (oznaczenie nk na rys. 4) oddzielającej rozszerzające się produkty detonacji od otaczającego je powietrza oraz front rozchodzącej się w nim fali uderzeniowej. Pozostałe silne nieciągłości, pojawiające się w trakcie ewolucji rozwiązania ulegały naturalnemu rozmyciu przez dysypatywny schemat różnicowy Godunowa.

5. Właściwości powietrza atmosferycznego w pobliżu powierzchni Ziemi

Powietrze pozbawione pary wodnej (tzw. suche powietrze) przy powierzchni Ziemi jest mieszaniną gazów: składa się głównie z azotu (78% objętości powietrza) i tlenu (21% objętości). Obydwa te składniki stanowią 99% całej objętości suchego powietrza.

Sprawdzono, że dla obliczeń związanych ze zmianami klimatycznymi tę mieszaninę gazów można traktować jako gaz idealny, spełniający termiczne równanie stanu Clapeyrona

$$\rho_0 = \frac{p_0}{RT_0}, \quad (40)$$

gdzie ρ_0 oznacza gęstość masową, p_0 – ciśnienie atmosferyczne, T_0 – temperaturę bezwzględną, a R – stałą gazową. Dla powietrza $R = 287,04 \text{ [Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}\text{]}$.

Z równania (40) wynika, że suche powietrze jest przykładem ciała prostego, którego stan określają dwa niezależne parametry. W charakterze tych niezależnych zmiennych najczęściej wybierane są łatwo mierzalne ciśnienie i temperatura. Wszystkie inne wielkości, np. gęstość masowa ρ_0 , są ich funkcjami.

Na podstawie wieloletnich pomiarów ustalono, że w obszarach zamieszkałych Ziemi ciśnienie zmienia się w zakresie $p_0 \in (950 \div 1050) \text{ [hPa]}$, a $T_0 \in (-30 \div +40) \text{ [}^\circ\text{C]}$.

Powietrze atmosferyczne przy powierzchni Ziemi z reguły jest wilgotne, tzn. zawiera, obok innych gazów, również parę wodną (wodę w stanie gazowym). W odróżnieniu od innych składników, zawartość pary wodnej zmienia się w szerokich granicach: od setnych części procenta do kilku procent w stosunku do objętości suchego powietrza.

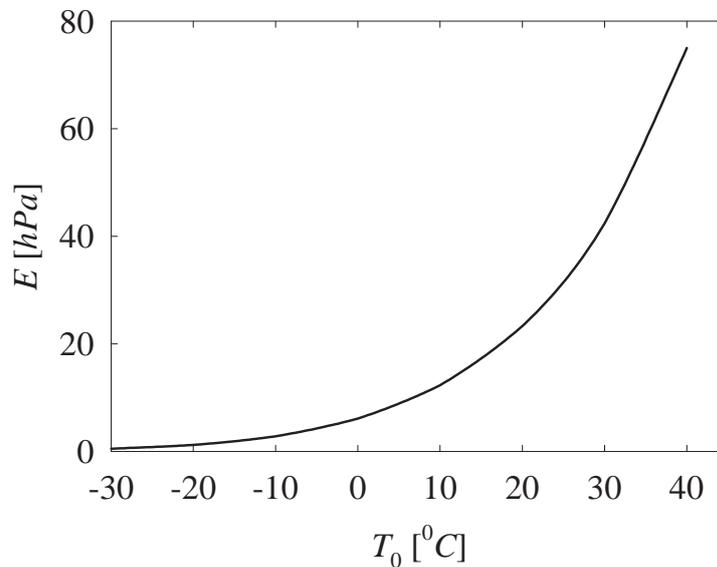
Stopień zawartości pary wodnej w powietrzu mierzy się najczęściej za pomocą prężności (ciśnienia) pary wodnej. Najbardziej interesujący jest stan nasycenia, kiedy prężność pary wodnej E w danej temperaturze jest największa, np. przy temperaturze $0 \text{ [}^\circ\text{C]}$ prężność pary wodnej nasyconej wynosi ok. $6,1 \text{ [hPa]}$ i zwiększa się mniej więcej dwukrotnie przy każdym wzroście temperatury o $10 \text{ [}^\circ\text{C]}$.

Równanie stanu gazów doskonałych z wystarczającym przybliżeniem można stosować do suchego powietrza, do pary wodnej oraz do powietrza wilgotnego.

Wilgotne powietrze traktowane jest jako mieszanina suchego powietrza i pary wodnej. Zgodnie z powyższymi uwagami, równanie stanu mieszaniny z parą w stanie nasycenia przyjmuje postać [7]:

$$\rho_0 = \frac{p_0}{RT_0} \left(1 - 0,377 \frac{E(T_0)}{p_0} \right) = \frac{1}{RT_0} [p_0 - 0,377E(T_0)]. \quad (41)$$

R oznacza tu stałą gazową dla suchego powietrza, a współczynnik 0,377 wynika z wartości stosunku gęstości pary wodnej do gęstości suchego powietrza. Prężność pary nasyconej $E(T_0)$ jest funkcją temperatury. Zmiany wartości tej funkcji ilustruje rys. 6.



Rys. 6 Zmiany prężności pary nasyconej w funkcji temperatury
 Fig. 6 Variations of pressure of the saturated steam as a function of temperature

Z analizy przedstawionej w rozdziale 2. wynika, że parametry powietrza atmosferycznego nie występują w opisie propagacji fali detonacyjnej w ładunku MW i w związku z tym nie mają żadnego wpływu na rozkłady ciśnień uzyskiwanych w momencie dotarcia tej fali do granicy ładunku ani na wartości energii wyzwolonej w procesie jego spalania.

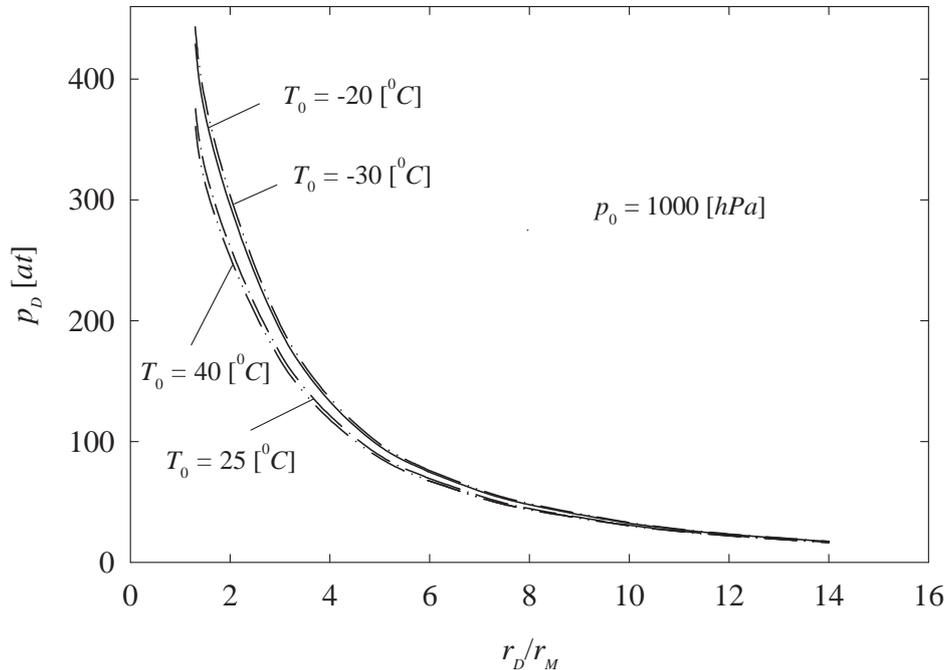
Natomiast w opisie rozchodzenia się powybuchowej fali uderzeniowej, przedstawionym w rozdziale 3., parametry atmosferyczne, takie jak ciśnienie p_0 i gęstość masowa ρ_0 , występują zarówno w równaniu stanu Brode'a dla zaburzonego powietrza (wzory (27)÷(31)), w warunkach początkowych (33), jak też warunkach granicznych przed frontem rozchodzącej się w niezaburzonym powietrzu pierwotnej fali uderzeniowej D_1 (rys. 4).

Fakt ten oznacza, że aktualny stan atmosfery ma wpływ na warunki przekazywania energii wybuchu, wyzwolonej w wyniku spalania ładunku MW, do otaczającego go ośrodka, w szczególności na charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych. Ilościowy opis tych zagadnień przedstawiono w rozdziale 6. na podstawie przeprowadzonej analizy numerycznej.

6. Wyniki obliczeń, analiza wpływu warunków atmosferycznych na charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych

Obliczenia wykonano dla trotylu. W procesie obliczeniowym śledzono dokładnie ruch nieciągłości kontaktowej oddzielającej produkty detonacji od otaczającego je powietrza (linia

oznaczona literami „nk” na rys. 4) oraz front rozchodzącej się w nim pierwotnej powybuchowej fali uderzeniowej D_1 . Pozostałe silne nieciągłości pojawiające się w czasie ewolucji rozwiązania



Rys. 7 Wpływ temperatury atmosferycznej T_0 na charakterystyki powybuchowej fali uderzeniowej D_1
 Fig. 7 The influence of an atmospheric temperature T_0 on the blast wave D_1 characteristics

ulegały naturalnemu rozmyciu przez dysypatywny schemat różnicowy metody rozpadu dowolnych nieciągłości Godunowa.

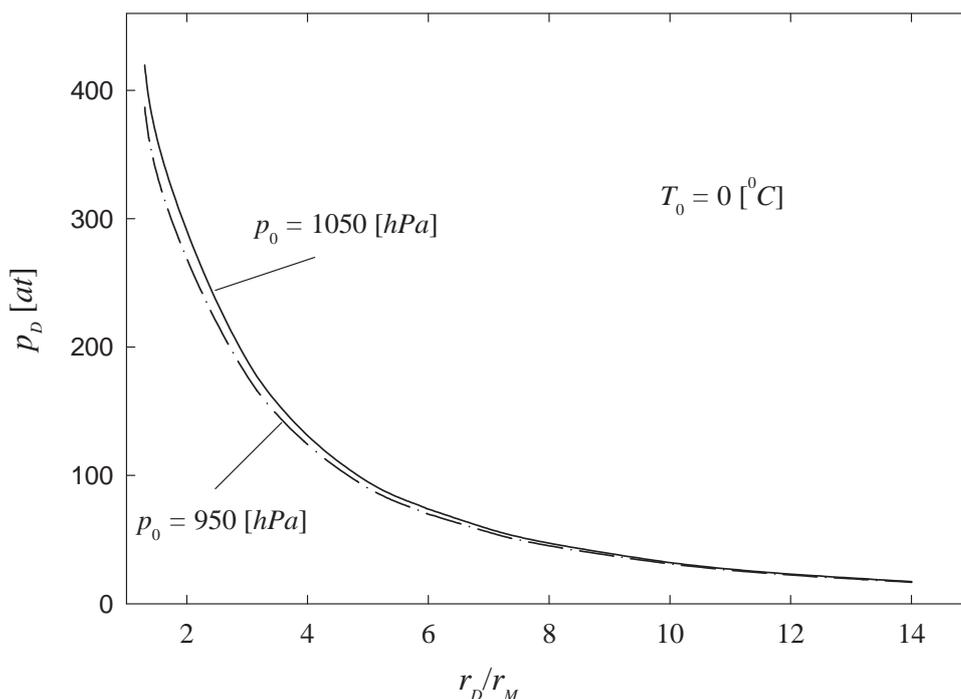
Największe wartości ciśnień w zaburzonej powietrzu uzyskuje się na czole powybuchowej fali uderzeniowej (fali podmuchu) D_1 . Dlatego w pierwszej kolejności analizowano wpływ warunków atmosferycznych na wartości ciśnień osiągniętych na froncie tej fali.

Z przedstawionego opisu właściwości powietrza atmosferycznego wynika istnienie trzech niezależnych parametrów niezaburzonego ośrodka, których wielkości wpływają na wartości badanych rozwiązań dla ciśnienia w fali D_1 : temperatura T_0 , ciśnienie p_0 oraz wilgotność powietrza, mierzona prężnością pary nasyconej E . Przeanalizowano wpływ każdego z tych czynników oddzielnie.

Na rys.7 przedstawiono wyniki obliczeń ciśnienia p_D na powierzchni fali uderzeniowej D_1 w funkcji względnego promienia tej fali r_D/r_M dla różnych wartości temperatur T_0 suchego powietrza pod stałym ciśnieniem $p_0 = 1000$ [hPa].

Największe wartości ciśnień na froncie fali podmuchu uzyskuje się dla skrajnie niskich ujemnych temperatur (gęstość powietrza ρ_0 rośnie ze spadkiem jego temperatury zgodnie z zależnością (40)). Ogólnie ciśnienie na czole fali spada ze wzrostem temperatury powietrza atmosferycznego. Względne różnice ciśnień dla skrajnych temperatur (-30 [°C] i +40 [°C]), które na odległościach rzędu pierwszych trzech promieni ładunku przyjmują wartości w granicach 20%, stopniowo maleją ze wzrostem odległości i spadają do ok. 8% na odległościach $r_D = 10r_M$. Ogólnie różnice te zanikają ze wzrostem promienia fali.

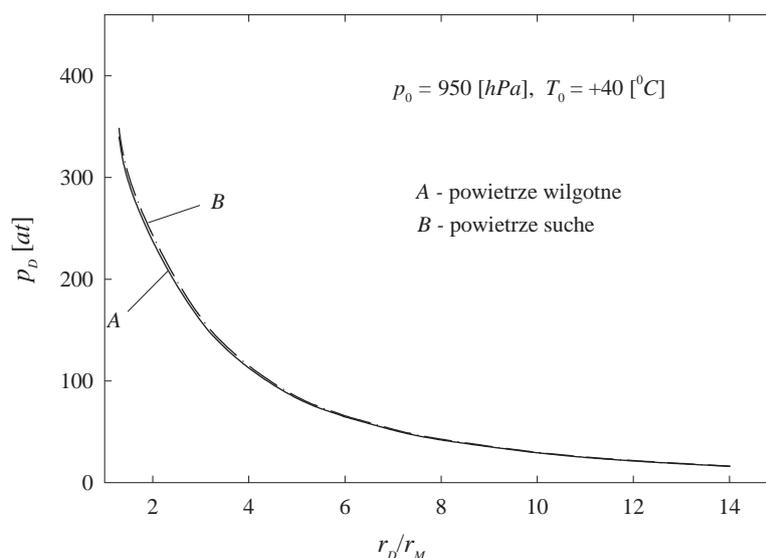
Rys. 8 ilustruje wpływ ciśnienia atmosferycznego na wartości ciśnień osiągniętych na froncie pierwotnej fali uderzeniowej D_1 . Obliczenia wykonano dla suchego powietrza przy stałej temperaturze $T_0 = 0$ [°C]. Ogólną prawidłowością jest wzrost ciśnienia w fali podmuchu przy wzroście ciśnienia atmosferycznego p_0 . Podobnie jak dla temperatury, wpływ ciśnienia atmosfery na wartości ciśnień w fali uderzeniowej maleje w miarę jej rozchodzenia się w ośrodku.



Rys. 8 Wpływ ciśnienia atmosferycznego p_0 na charakterystyki powybuchowej fali uderzeniowej D_1
 Fig. 8 The influence of an atmospheric pressure p_0 on the blast wave D_1 characteristics

Różnice ciśnień atmosferycznych powodują mniejsze zmiany ciśnienia na froncie fali podmuchu w porównaniu ze zmianami powodowanymi różnicami temperatur powietrza. Względne różnice ciśnień w pobliżu ładunku w granicach 8% spadają do ok. 4% na kontrolnych odległościach $r_D = 10r_M$.

Z charakteru zmian funkcji $E(T_0)$ (rys.6) wynika, że wpływ wilgotności jest największy w wysokich temperaturach (prężność pary nasyconej ma odpowiednio duże wartości). Dlatego porównywano wyniki obliczeń wartości $p_D(r_D/r_M)$ w przypadku suchego i wilgotnego powietrza dla niskich ciśnień ($p_0 = 950$ [hPa]) i wysokiej temperatury atmosferycznej ($T_0 = +40$ [°C]), ponieważ dla tych danych różnice ciśnień na froncie powybuchowej fali uderzeniowej były największe. Wyniki tych obliczeń pokazano na rys. 9.



Rys. 9 Wpływ wilgotności powietrza na charakterystyki powybuchowej fali uderzeniowej D_1
 Fig. 9 The influence of an air humidity on the blast wave D_1 characteristics

Z przedstawionego porównania wynika, że para wodna powoduje obniżenie wartości ciśnień uzyskiwanych przez falę wybuchu (para wodna ma mniejszą gęstość od suchego powietrza, a więc woda w stanie gazowym powoduje rozrzedzenie ośrodka).

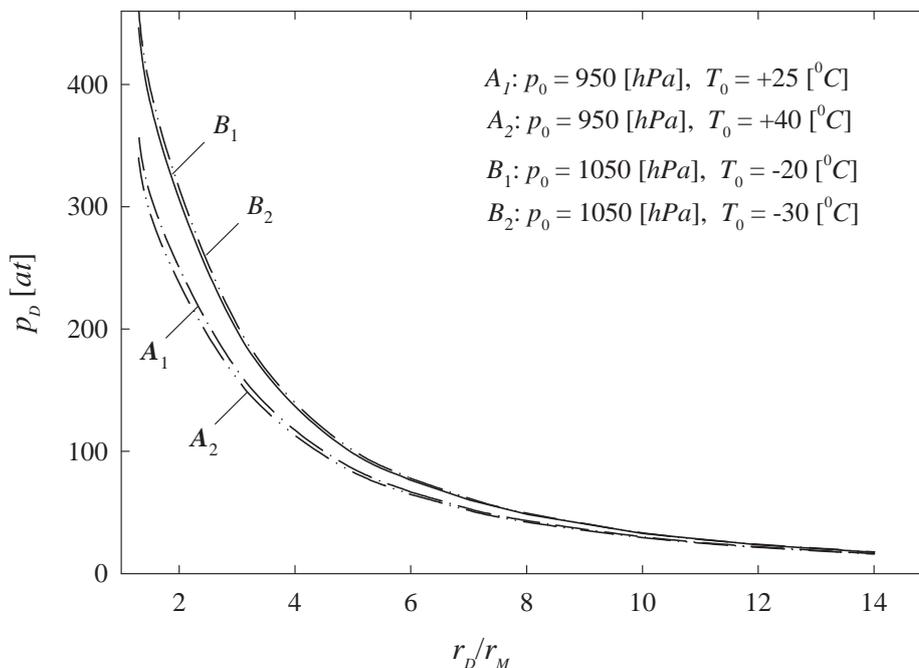
Zjawisko badane w funkcji promienia rozchodzącej się fali wybuchu wykazuje takie same prawidłowości jak dla analizowanych wcześniej zmian temperatury i ciśnienia – względne różnice ciśnień stopniowo zanikają ze wzrostem promienia fali: w pobliżu detonowanego ładunku osiągają wartości rzędu 2,5%, by na kontrolnej odległości $r_D = 10r_M$ spaść do wartości 1,2%.

Dane te dowodzą, że wpływ wilgotności powietrza na wielkości ciśnień osiąganych przez falę wybuchu jest najmniej istotny ze wszystkich trzech parametrów atmosferycznych i w pierwszym przybliżeniu można go pominąć, ograniczając się do analizy wpływu temperatury i ciśnienia suchego powietrza.

Na podstawie przeprowadzonych badań wytypowano skrajne przypadki danych atmosferycznych zapewniających największe różnice ciśnień osiągane na frontach powybuchowych fal uderzeniowych: najniższe wartości ciśnień uzyskuje się dla temperatury powietrza $T_0 = +40$ [°C], ciśnienia atmosferycznego $p_0 = 950$ [hPa] i powietrza wilgotnego z parą wodną w stanie nasycenia, a najwyższe – dla ciśnienia $p_0 = 1050$ [hPa], temperatury $T_0 = -30$ [°C] i powietrza suchego. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 10. Względne różnice ciśnień na czole fali wybuchu w sąsiedztwie ładunku wynoszą ok. 35%, dla $r_D = 10r_M$ – 13%, a dla $r_D = 15r_M$ – 9%.

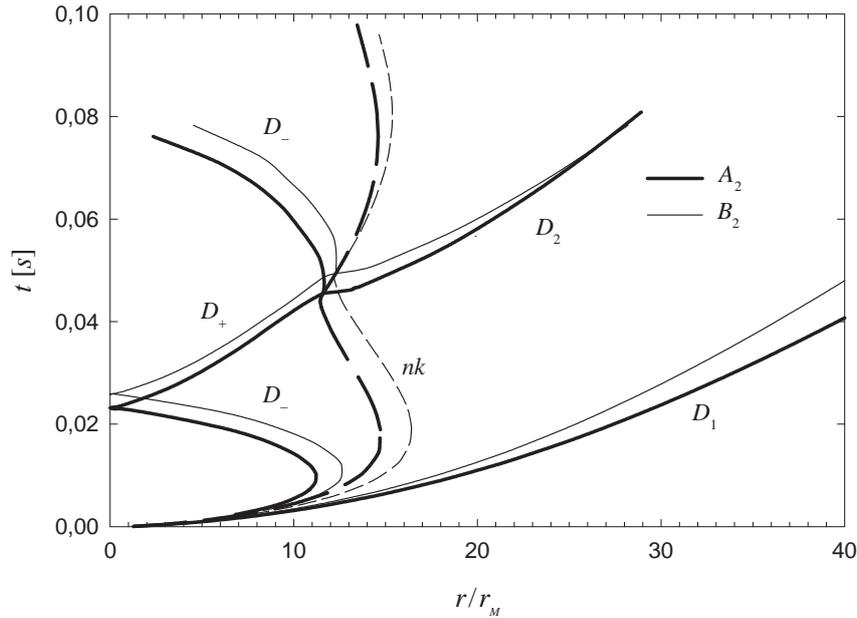
Na rysunku uwidoczniło maksymalne różnice ciśnień typowe dla terenu Polski (krzywe A_1 i B_1 dla temperatur T_0 odpowiednio $+25$ [°C] i -20 [°C]). Z danych tych wynika, że maksymalne różnice ciśnień dla różnych stref klimatycznych są niewielkie i w związku z tym nieistotne.

Analizowano ogólne właściwości układu fal generowanych w czasie ewolucji procesu rozlotu produktów detonacji w otaczające je powietrze atmosferyczne. Na rys. 11 przedstawiono kompletne układy frontów falowych powstające w czasie ewolucji procesu rozlotu dla skrajnych przypadków A_2 i B_2 , opisanych szczegółowo na rys. 10. W każdym z tych przypadków wykresy fal ujawniają ogólne cechy całego procesu.



Rys. 10. Różnice ciśnień na froncie fali powybuchowej D_1 dla ekstremalnych wartości parametrów powietrza atmosferycznego

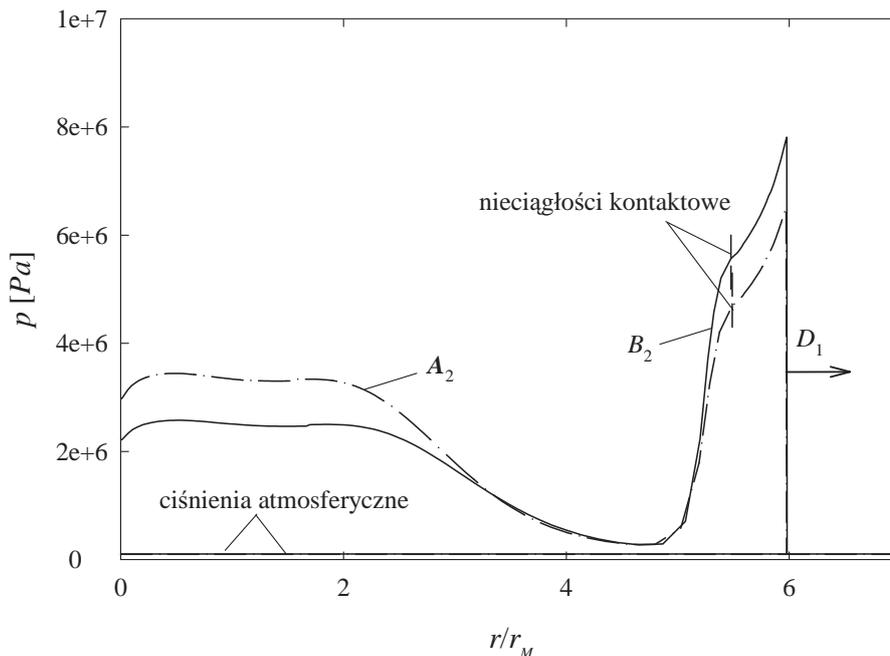
Fig. 10 The pressure differences at the front of a blast wave D_1 for the extreme values of air parameters



Rys. 11 Wykresy frontów falowych dla skrajnych wartości parametrów powietrza atmosferycznego
 Fig. 11 Diagrams of the waves fronts for the extreme values of air parameters

W momencie dotarcia fali detonacyjnej do granicy ładunku ($t = t_M$) w powietrzu generowana jest intensywna fala uderzeniowa D_1 , za którą przemieszcza się granica produktów detonacji nk . Typowym efektem geometrycznym związanym z symetrią sferyczną zagadnienia, jest wsteczna fala uderzeniowa D_- generowana w krótkim czasie po rozpadzie dowolnej nieciągłości w chwili t_M . Fala ta początkowo znoszona jest przez produkty detonacji, lecz po pewnym czasie rozchodzi się w kierunku centrum, a po odbiciu propaguje się w dodatnim kierunku osi r jako front falowy D_+ .

Jej oddziaływanie z granicą produktów detonacji nk jest źródłem kolejnych fal uderzeniowych rozchodzących się w obydwu ośrodkach, a cały proces rozlotu składa się z cyklicznych, szybko gasnących pulsacji kuli wypełnionej produktami detonacji oraz kolejnych emisji coraz słabszych wtórnych fal uderzeniowych w otaczające powietrze.

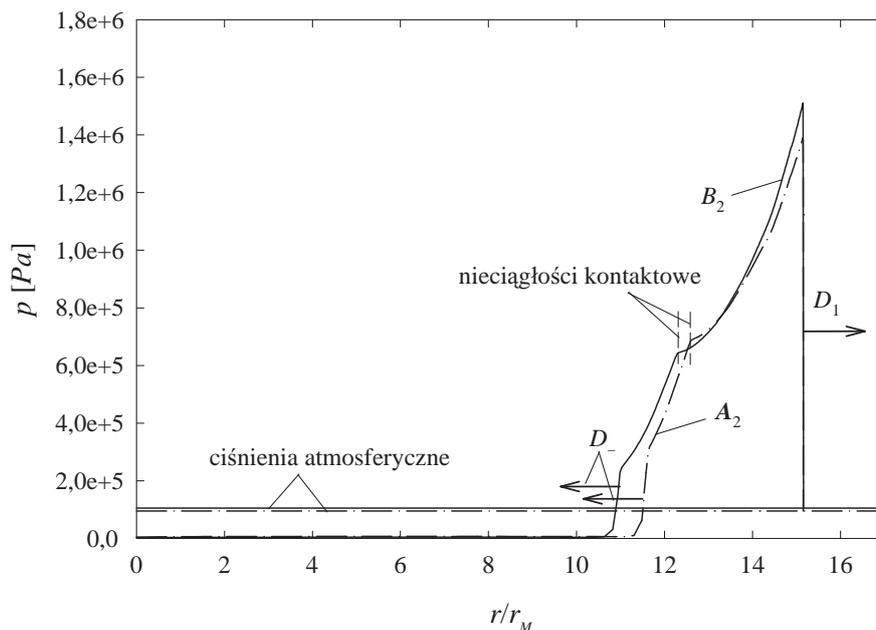


Rys. 12 Przestrzenne rozkłady ciśnień za frontem powybuchowej fali uderzeniowej dla $r_D \cong 6r_M$
 Fig. 12 Spatial distributions of pressures behind the blast wave front at the distance $r_D \cong 6r_M$

Z rysunku można odczytać, że dla skrajnego przypadku silnej fali wybuchu A2, podobnie jak dla analizowanego wcześniej przypadku atmosfery standardowej [6], maksymalny zasięg produktów detonacji nie przekracza 15 promieni ładunku. Natomiast drugi skrajny przypadek słabych fal B2 (zaznaczony na rysunku cienkimi liniami) dowodzi, że granicę tę należy przesunąć do wartości 17 promieni ładunku i tę granicę zasięgu gazowych produktów detonacji można uznać za ostateczną.

Na rys. 12 pokazano przestrzenne rozkłady ciśnień (wzdłuż promienia fali) w obszarze zaburzonego ruchu powietrza i produktów detonacji dla przypadków A2 i B2. Pionowymi kreskami zaznaczono położenia granicy produktów detonacji nk. Ilustracja przedstawia początkowe stadium procesu, kiedy fala pierwotna oddaliła się na odległość $r_D \cong 6r_M$. Wsteczna fala rozrzedzeniowa, jaka powstaje w rezultacie rozpadu dowolnej nieciągłości w punkcie r_M przeszła tu już w ciągłą falę zgęszczeniową. Dla przypadku silnych fal D1 (przypadek B2) ciśnienie w obszarze zaburzonego powietrza i jego sąsiedztwie w produktach detonacji są wyraźnie wyższe od takich wyników dla przypadku skrajnego A2, natomiast w pobliżu centrum wybuchu wewnątrz kuli o promieniu $r < 3r_M$ sytuacja jest odwrotna. Oznacza to wolniejszy proces przekazywania tej samej energii wybuchu do atmosfery w tym drugim przypadku.

Rys. 13 ilustruje podobne zależności w sytuacji gdy fala pierwotna dotarła na odległość $r_D \cong 15r_M$. Na rysunku widać już w pełni wykształcone wsteczne fale uderzeniowe D-. Na rozległym obszarze ($0 < r < 11r_M$) powstała strefa podciśnienia.



Rys. 13 Przestrzenne rozkłady ciśnień za frontem powybuchowej fali uderzeniowej dla $r_D \cong 15r_M$
 Fig. 13 Spatial distributions of pressures behind the blast wave front at the distance $r_D \cong 15r_M$

7. Podsumowanie

Przedstawiono pełne rozwiązanie zagadnienia wybuchu w nieograniczonej atmosferze. Do opisu produktów detonacji wykorzystano równanie stanu Jonesa, Wilkinsa i Lee'go. Powietrze zaburzone przez powybuchową falę uderzeniową opisano kalorycznym równaniem stanu wykorzystywanym przez Brode'a, natomiast wilgotne powietrze atmosferyczne traktowano jako mieszaninę gazów doskonałych: suchego powietrza i pary wodnej.

Do modelowania rozlotu produktów detonacji wykorzystano schemat różnicowy metody rozpadu dowolnych nieciągłości Godunowa z wydzieleniem frontu pierwotnej fali podmuchu w powietrzu oraz granicy rozlotu produktów detonacji.

Śledzenie frontu pierwotnej fali powybuchowej D_1 w rozwiązaniu numerycznym pozwoliło określić odpowiednio dokładne zależności dla ciśnienia oraz parametry samego frontu fali w całym zakresie propagacji.

Zbadano wpływ parametrów powietrza atmosferycznego: ciśnienia p_0 , temperatury T_0 i wilgotności na charakterystyki powybuchowych fal uderzeniowych.

Ustalono, że wzrost temperatury powoduje spadek ciśnienia p_D na froncie fali wybuchu, natomiast wzrost ciśnienia atmosferycznego powoduje również wzrost ciśnienia na powierzchni tej fali.

Wpływ wilgotności rośnie ze wzrostem temperatury i spadkiem ciśnienia. W wilgotnym powietrzu ciśnienia są zawsze mniejsze od wartości ciśnień uzyskiwanych na froncie fali w powietrzu suchym.

Stwierdzono, że wpływ wszystkich trzech parametrów atmosfery maleje ze wzrostem promienia rozchodzącej się fali wybuchu. Największy wpływ na wartości ciśnień w fali wybuchu wywierają klimatyczne zmiany temperatury, najmniejszy – zmiany wilgotności. Wpływ tego czynnika można w wielu przypadkach pominąć i ograniczyć się do badania suchego powietrza.

Zbadano ogólne własności procesu rozlotu produktów detonacji w otaczające je powietrze atmosferyczne. Ustalono, że maksymalny zasięg produktów detonacji, szacowany na podstawie badań suchego powietrza i atmosfery standardowej, należy przedłużyć do ok. 17 promieni ładunku.

Literatura

- [1] Borkowski, W., Łęgowski, Z., Rafa, J., Rybak, P., *Oddziaływanie powybuchowej fali uderzeniowej z dnem pojazdu*, Materiały II Konferencji Nauk.-Technicznej „Odporność udarowa konstrukcji”, Rynia, 9÷11. grudzień, 1998.
- [2] Baum, A., F., Orlenko, L., P., Stanjukovich, K., P., *Fizika vzryva*, Nauka, Moskva, 1975.
- [3] Godunov, S., K., Zabrodin, A., V., Ivanov, M., Ja., Krajjko, A., N., Prokopov, *Chislennoe reshenie mnogomernykh zadach gazovojj dinamiki*, Nauka, Moskva, 1976.
- [4] Ralston, A., *Wstęp do analizy numerycznej*, Warszawa, 1971.
- [5] Włodarczyk, E., *Wstęp do mechaniki wybuchu*, Warszawa, 1992.
- [6] Brode, H., L., *Blast Wave from a Spherical Charge*, The Phys. of Fluids, 2, 2, 1959.
- [7] Chromow, S., P., *Meteorologia i klimatologia*, PWN, Warszawa, 1973.

