

O PEWNYM ZJAWISKU W PROCESIE DETONACJI ZAWIESINOWYCH MATERIAŁÓW WYBUCHOWYCH ZANURZONYCH W HYDROSTATYCZNYM POLU CIŚNIENIA

EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

1. Wstęp

W ostatnich latach w światowym górnictwie odkrywkowym i podziemnym dość szeroko stosuje się do urabiania kopalin zawiesinowe materiały wybuchowe (ZMW) [1-3]. Technologię tego rodzaju materiału wybuchowego opracowano również w Polsce (Watex) [4, 5]. Aktualnie trwają próby nad wdrożeniem odpowiednich odmian Watexu w górnictwie węglowym i miedziowym. Z powodzeniem można go również stosować w badaniach geosejsmicznych.

Cechą zmienną zawiesinowych materiałów wybuchowych jest to, że zawierają one w swoim składzie dość dużą ilość wody (10 - 30%) i odpowiednią ilość pęcherzyków powietrza. Składnik gazowy spełnia tutaj, w normalnych warunkach atmosferycznych, rolę uczulacza. Pęcherzyki powietrza są obejmowane przez front fali detonacyjnej (pik chemiczny) i koncentrycznie ściskane w sposób uderzeniowy. Powoduje to szybki (skokowy) wzrost temperatury składnika gazowego [6]. W ten sposób tworzą się w materiale wybuchowym «gorące punkty — ogniska», które podtrzymują proces detonacji. W przypadku, gdy pęcherzyki graniczą z fazą stałą ZMW, wówczas następuje wzrost temperatury przy odbiciu się fali uderzeniowej od granicy faz [7].

Okazuje się jednak, że w pewnych warunkach zawartość powietrza w ZMW utrudnia zainicjowanie procesu detonacji. Zjawisko to zaobserwowano w czasie przeprowadzonych na terenie kraju eksperymentów geosejsmicznych detonując zapowietrzony ZMW w głębokich (kilkudziesięciometrowych) otworach zawodnionych.

W tych warunkach słup wody wytwarza w ładunku ZMW wstępne ciśnienie hydrostatyczne, które komprymuje zawarte w nim powietrze, zmieniając tym samym warunki inicjacji detonacji. Do pobudzenia ZMW w tych warunkach jest potrzebny odpowiednio silny impuls zewnętrzny (silny detonator).

Dla poznania fizyki tego ciekawego zjawiska potrzebna jest, między innymi, analiza procesu wnikania impulsu ciśnienia w ośrodek gazowy w funkcji początkowego ciśnienia panującego w tym ośrodku. Wstępną analizę tego problemu przy założeniu adiabatycznego sprężania i rozprężania ośrodka w stanie początkowym, rozpatrzono w [8]. W niniejszej pracy rozpatrzmy ten problem wszechstronnie, uwzględniając wszystkie warunki graniczne, jakie w praktyce inżynierskiej mogą wystąpić.

Układ pracy jest następujący. W rozdziale drugim formułujemy problem, a w trzecim podajemy ogólne zamknięte jego rozwiązanie. W rozdziale czwartym analizujemy otrzymane wzory i badamy problem w sposób ilościowy.

2. Sformułowanie problemu

W niniejszej pracy zbadamy głębokość wnikania stacjonarnej płaskiej fali uderzeniowej w politropowy ośrodek gazowy, wygenerowanej prostokątnym zewnętrznym impulsem ciśnienia lub jednostajnym ruchem brzegu (tłoka). Ciśnienie początkowe w gazie p_0 traktujemy jako zmienny parametr stanu. Gęstość początkową ϱ_0 wyrażamy za pomocą następujących wzorów:

$$(2.1) \quad \frac{\varrho_0}{\varrho_0^*} = \left(\frac{p_0}{p_0^*} \right)^{1/\gamma}$$

dla procesu adiabatycznego oraz

$$(2.2) \quad \frac{\varrho_0}{\varrho_0^*} = \frac{p_0}{p_0^*}$$

dla procesu izotermicznego, gdzie p_0^* i ϱ_0^* są parametrami stanu gazu w warunkach normalnych ($p_0^* = 9,81 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2$, $T_0^* = 300 \text{ K}$).

Ruchem ośrodka w przedstawionym ujęciu rządzą następujące równania wynikające z praw zachowania:

— prawo zachowania impulsu

$$(2.3) \quad v_{,t} = - \frac{1}{\varrho_0} p_{,x},$$

— prawo zachowania masy

$$(2.4) \quad \frac{\varrho_0}{\varrho} = 1 + u_{,x},$$

oraz równanie stanu dla gazu doskonałego

$$(2.5) \quad \frac{p}{p_{01}} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_{01}} \right)^\gamma.$$

Z równań (2.3) - (2.5), po wyeliminowaniu funkcji p , ϱ i v oraz uwzględnieniu, że $v = u_{,t}$, otrzymujemy

$$(2.6) \quad u_{,tt} = a^2 u_{,xx} - \frac{\varrho_0^{\gamma-1}}{(1+u_{,x})^\gamma} \left(\frac{p_{01}}{\varrho_{01}^\gamma} \right)_{,x},$$

gdzie a oznacza prędkość rozprzestrzeniania się zaburzeń za frontem fali uderzeniowej. Określamy ją z wzoru

$$(2.7) \quad a = \left[\frac{\gamma p_{01} \varrho_0^{\gamma-1}}{\varrho_{01}^\gamma (1+u_{,x})^{\gamma+1}} \right]^{1/2}$$

gdzie p_{01} i ϱ_{01} oznaczają parametry na froncie fali uderzeniowej, x i t są współrzędnymi Lagrange'a. Poza tym na froncie fali uderzeniowej zgodnie z prawami zachowania mamy:

— prawo zachowania masy

$$(2.8) \quad \varrho_0 d = \varrho_{01} (d - v_{01}),$$

— prawo zachowania impulsu

$$(2.9) \quad \varrho_0 d v_{01} = p_{01} - p_0,$$

gdzie d oznacza prędkość propagacji frontu fali uderzeniowej.

Dla domknięcia problemu należy dołączyć jeszcze równanie adiabaty uderzeniowej dla gazu doskonałego:

$$(2.10) \quad \frac{p_{01}}{p_0} = \frac{\rho_{01}(\gamma+1) - \rho_0(\gamma-1)}{\rho_0(\gamma+1) - \rho_{01}(\gamma-1)}$$

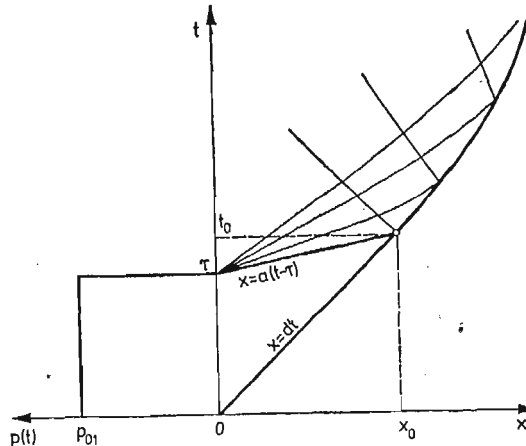
lub

$$(2.11) \quad \frac{\rho_{01}}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)p_{01} + (\gamma-1)p_0}{(\gamma-1)p_{01} + (\gamma+1)p_0}$$

Tym samym problem został jednoznacznie sformułowany.

3. Rozwiązanie problemu

Falowy obraz rozwiązania sformułowanego w poprzednim rozdziale problemu ma postać pokazaną na rys. 1. Przyłożony do brzegu w sposób nagły prostokątny impuls ciśnienia generuje w gazie stacjonarną falę uderzeniową, która rozprzestrzenia się ze stałą prędkością $d(x = dt)$. Po zakończeniu działania impulsu, w chwili $t = \tau$ od brzegu zaczyna się propagować pęk prostych fal rozrzedzenia. Pierwsza z nich, o równaniu $x = a(t - \tau)$, dopędza front stacjonarnej fali uderzeniowej $x = dt$ w chwili $t = t_0$. Od tego momentu poczynając następuje stopniowe zanikanie frontu fali uderzeniowej, powodowane kolejnymi falami rozrzedzenia.



Rys. 1

Z przedstawionego obrazu falowego badanego procesu wnioskujemy, że wytworzona na brzegu wartość ciśnienia p_{01} wnika w gaz tylko na głębokość x_0 (rys. 1), przy czym czas trwania impulsu prostokątnego maleje proporcjonalnie do głębokości

$$\Delta t = \tau - \frac{a-d}{ad}x$$

i dla $x = x_0$ wynosi 0 (rys. 1).

Zgodnie z tym, co powiedziano we wstępie, przedmiotem rozważań jest problem wnika-
kania stałego impulsu ciśnienia do wnętrza politropowego ośrodka gazowego. Dlatego też

w konstrukcji rozwiązania ograniczymy się do określenia parametru (głębokości) x_0 dla dwóch rodzajów wymuszeń oraz dwóch stanów początkowych (2.1) i (2.2).

Z obrazu falowego przedstawionego na rys. 1 wynika, że

$$(3.1) \quad x_0 = a(t_0 - \tau), \quad t_0 = x_0/d,$$

a stąd

$$(3.2) \quad x_0 = \frac{a\tau}{\frac{a}{d} - 1},$$

lub w formie bezwymiarowej

$$(3.3) \quad X_0 = \frac{A}{\frac{A}{D} - 1},$$

gdzie

$$(3.4) \quad X_0 = \frac{x_0}{c_0^* \tau}, \quad A = \frac{a}{c_0^*}, \quad D = \frac{d}{c_0^*},$$

$$(3.5) \quad c_0^* = \sqrt{\gamma \frac{p_0^*}{\rho_0^*}}.$$

3.1. Wymuszenie za pomocą prostokątnego impulsu ciśnienia. Indekssem dolnym Q , będziemy oznaczać wielkości dla procesu adiabatycznego (2.1), a indeksem T — dla procesu izotermicznego (2.2).

Zgodnie z wzorami (2.1) - (2.11) oraz (3.3) mamy:

$$(3.6) \quad D_Q = \left[\frac{\gamma - 1 + (\gamma + 1)P/P_0}{2\gamma} P_0^{1-1/\gamma} \right]^{1/2},$$

$$D_T = \left[\frac{(\gamma - 1)P_0 + (\gamma + 1)P}{2\gamma} P_0^{-1} \right]^{1/2},$$

$$(3.7) \quad A_Q = \left[\frac{P}{P_0^{1/\gamma}} \frac{(\gamma + 1)P/P_0 + \gamma - 1}{(\gamma - 1)P/P_0 + \gamma + 1} \right]^{1/2},$$

$$A_T = \left[\frac{P}{P_0} \frac{(\gamma + 1)P/P_0 + \gamma - 1}{(\gamma - 1)P/P_0 + \gamma + 1} \right]^{1/2},$$

$$X_{0Q} = \left(\sqrt{\frac{P}{P_0^{1/\gamma}} \left[(\gamma + 1) \frac{P}{P_0} + \gamma - 1 \right]} \right) / \left(\sqrt{2\gamma \frac{P}{P_0}} - \sqrt{(\gamma - 1) \frac{P}{P_0} + \gamma + 1} \right),$$

(3.8)

$$X_{0T} = \left(\sqrt{\frac{P}{P_0} \left[(\gamma + 1) \frac{P}{P_0} + \gamma - 1 \right]} \right) / \left(\sqrt{2\gamma \frac{P}{P_0}} - \sqrt{(\gamma - 1) \frac{P}{P_0} + \gamma + 1} \right) = \sqrt{P_0^{1/\gamma - 1} X_{0Q}},$$

gdzie

$$(3.9) \quad P = \frac{p_{01}}{p_0^*}, \quad P_0 = \frac{p_0}{p_0^*}.$$

Parametr P charakteryzuje intensywność fali uderzeniowej. Dla fal intensywnych, tj. dla

$$(3.10) \quad \frac{P}{P_0} \gg \frac{\gamma+1}{\gamma-1},$$

wzory (3.6) - (3.8) można zapisać w uproszczonej postaci, mianowicie:

$$(3.11) \quad D_Q = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{P}{P_0^{1/\gamma}}}, \quad D_T = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{P}{P_0}}$$

$$(3.12) \quad A_Q = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P}{P_0^{1/\gamma}}}, \quad A_T = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P}{P_0}}$$

$$(3.13) \quad X_{0Q} = \frac{\sqrt{(\gamma+1) \frac{P}{P_0^{1/\gamma}}}}{\sqrt{2\gamma} - \sqrt{\gamma-1}}, \quad X_{0T} = \frac{\sqrt{(\gamma+1) \frac{P}{P_0}}}{\sqrt{2\gamma} - \sqrt{\gamma-1}}$$

Analizę wyprowadzonych wzorów zajmiemy się w następnym rozdziale.

3.2. Wymuszenie za pomocą jednostajnego ruchu brzegu (tłoka). W pierwszej kolejności określmy ciśnienie na froncie fali wywołane jednostajnym ruchem brzegu (tłoka). Zakładamy, że brzeg porusza się ze stałą prędkością $v_0 = \text{const}$. Wówczas z wzorów (2.8) - (2.11) otrzymujemy

$$(3.14) \quad p_{01}^2 - \frac{(\gamma+1)v_{01}^2 \rho_0 + 4p_0}{2} p_{01} - \frac{(\gamma-1)v_{01}^2 p_0 \rho_0 - 2p_0^2}{2} = 0,$$

lub

$$(3.15) \quad p_{01} = \frac{(\gamma+1)\rho_0 v_{01}^2 + 4p_0}{4} \pm \frac{(\gamma+1)\rho_0 v_{01}^2}{4} \sqrt{1 + \frac{16\gamma p_0}{(\gamma+1)^2 \rho_0 v_{01}^2}},$$

W badanym przypadku fizyczny sens posiada rozwiązanie tylko ze znakiem „+”. Biorąc w rozwiązaniu (3.15) znak „-” i zmierzając z $v_{01} \rightarrow \infty$ otrzymujemy, że $p_{01} \rightarrow p_0$, co jest niezgodne z fizyką badanego zjawiska. Ostatecznie, po uwzględnieniu, że $v_{01} = v_0$ i wykorzystaniu wielkości bezwymiarowych (3.9), otrzymujemy

$$(3.16) \quad \left(\frac{P}{P_0}\right)_Q = 1 + \frac{\gamma(\gamma+1)V_0^2}{4} P^{1/\gamma-1} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{16}{(\gamma+1)^2 V_0^2} P^{1-1/\gamma}}\right),$$

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_T = 1 + \frac{\gamma(\gamma+1)V_0^2}{4} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{16}{(\gamma+1)^2 V_0^2}}\right),$$

gdzie

$$(3.17) \quad V_0 = \frac{v_0}{c_0^*}.$$

Dalej na podstawie wzorów (2.8) - (2.11) oraz (2.1) i (2.2) mamy

$$(3.18) \quad D_Q = D_T = \frac{(\gamma+1) \frac{P}{P_0} + \gamma - 1}{2 \left(\frac{P}{P_0} - 1\right)} V_0;$$

$$(3.19) \quad A_Q = \left[\frac{P}{P_0^{1/\gamma}} \frac{(\gamma+1) \frac{P}{P_0} + \gamma - 1}{(\gamma-1) \frac{P}{P_0} + \gamma + 1} \right]^{1/2},$$

$$(3.20) \quad A_T = \left[\frac{P}{P_0} \frac{(\gamma+1) \frac{P}{P_0} + \gamma - 1}{(\gamma-1) \frac{P}{P_0} + \gamma + 1} \right]^{1/2},$$

$$(3.20) \quad X_{0Q} = \frac{A_Q}{\frac{A_Q}{D_Q} - 1}, \quad X_{0T} = \frac{A_T}{\frac{A_T}{D_T} - 1}.$$

Dla fali intensywnej otrzymujemy

$$(3.21) \quad D_Q = D_T = \frac{\gamma+1}{2} V_0,$$

$$(3.22) \quad A_Q = A_T = (\gamma+1) \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} V_0,$$

$$(3.23) \quad X_{0Q} = X_{0T} = \frac{(\gamma+1) \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} V_0}{2 \sqrt{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)} - 1}}$$

Przejdziemy obecnie do analizy wyprowadzonych wzorów i omówienia wyników liczbowych.

4. Analiza zmiany parametrów X_{0Q} i X_{0T}

W pierwszej kolejności omówimy przypadek wymuszenia dynamicznego (prostokątnym impulsem ciśnienia). Z postaci wzorów (3.8) wynika, że funkcje $X_{0Q}(P_0)$ i $X_{0T}(P_0)$ w przedziale $0 < P_0 < P$ posiadają pojedyncze minimum. Na przykład funkcja X_{0Q} posiada minimum przy

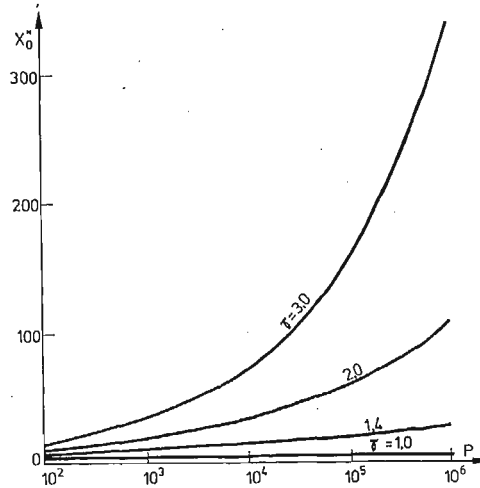
$$(4.1) \quad P_0 = \left[\sqrt{3\gamma^2(\gamma^2-1)+1} - (\gamma^2 - \gamma - 1) \right] \frac{P}{(\gamma+1)^3} \equiv P_0^*.$$

Dla konkretnych wartości wykładnika politropy odpowiednio mamy:

$$(4.2) \quad \begin{array}{lll} \gamma = 1, & P_0^* = 0,25P, & X_{0Q}(P_0^*) \equiv X_0^* = 4, \\ \gamma = 1,4, & P_0^* = 0,21830P, & X_0^* = 3,81373P^{1/7}, \\ \gamma = 2, & P_0^* = 0,18825P, & X_0^* = 3,38026P^{1/4}, \\ \gamma = 3, & P_0^* = 0,15205P, & X_0^* = 3,40271P^{1/3}. \end{array}$$

Zmianę minimalnej głębokości wnikania impulsu ciśnienia X_0^* w funkcji intensywności fali uderzeniowej P pokazujemy na rys. 2. Widać tutaj bardzo intensywny wpływ na minimalną głębokość wnikania stacjonarnej fali uderzeniowej wykładnika politropy gazu γ .

Im bardziej jest gaz ściśliwy (małe γ), tym mniejsza jest głębokość wnikania. Dla gazu izotermicznego ($\gamma = 1$) minimalna głębokość wnikania nie zależy od intensywności fali P i wynosi $X_0^* = 4$.



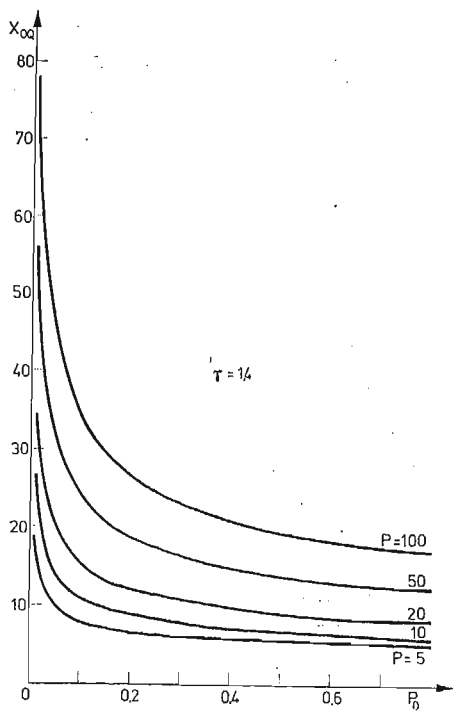
Rys. 2

Zgodnie z przepisem funkcyjnym (3.8), wielkości X_{0Q} i X_{0T} posiadają dwie asymptoty (4.4)

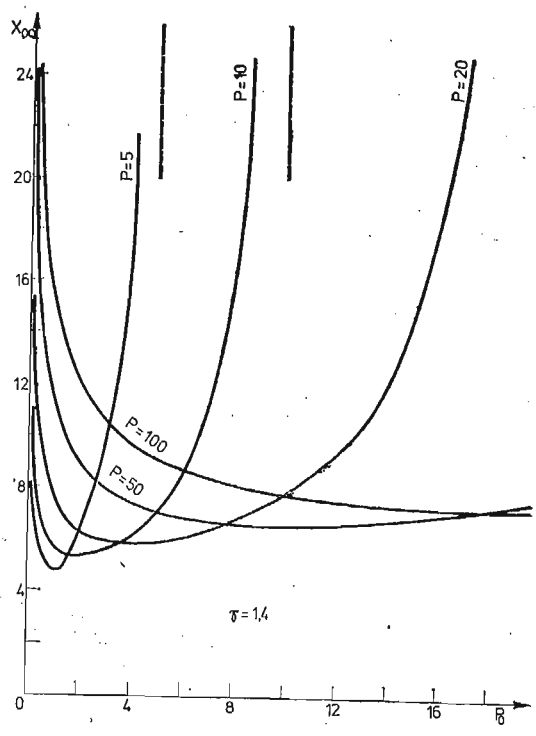
$$P_0 = 0 \text{ i } P_0 = P.$$

Pierwsza z nich odpowiada przypadkowi fali uderzeniowej propagującej się w silnie rozrzedzonym gazie, natomiast druga reprezentuje przejście fali uderzeniowej w falę akustyczną. W obydwóch wymienionych przypadkach punkt przecięcia się prostych $x = dt$ i $x = a(t - \tau)$ (patrz rys. 1) przesuwa się do nieskończoności.

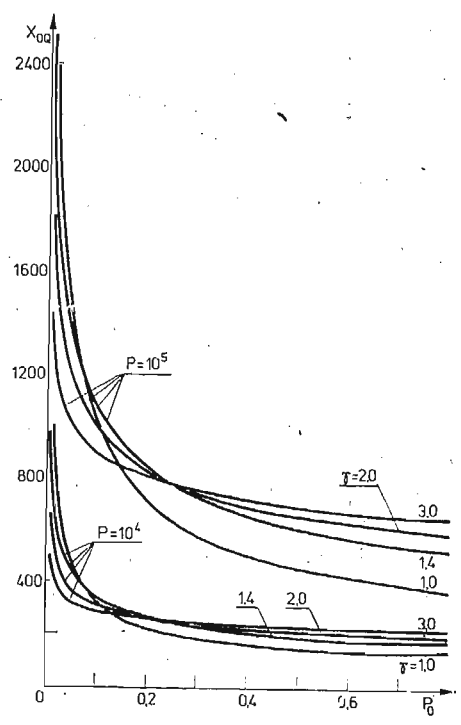
Na rysunkach 3 i 4 pokazujemy przykładowy charakter zmian wielkości X_{0Q} w funkcji P_0 dla kilku wartości intensywności fali uderzeniowej P (rys. 3) oraz dla kilku charakterystycznych wartości wykładnika politropy γ (rys. 4). Rysunki oznaczone literą a zawierają informację o głębokości wnikania stacjonarnej fali uderzeniowej w ośrodek izentropowo rozrzedzony ($P_0 < 1$), natomiast literą b — w ośrodek izentropowo zagęszczony ($P_0 > 1$). Charakterystyczną cechą zamieszczonych wykresów jest bardzo intensywny gradient malenia wielkości X_{0Q} przy wzroście parametru P_0 w granicach od 1 - 5, a w szczególności dla fal o dużych intensywnościach. W przypadku izotermicznego początkowego sprężania ośrodka proces malenia głębokości wnikania impulsu stałego ciśnienia ulega dalszej intensyfikacji (porównaj wielkości X_{0Q} i X_{0T} na rys. 5b). Na przykład wzrost ciśnienia, początkowego do 4 atmosfer powoduje dwukrotne zmniejszenie głębokości wnikania impulsu ciśnienia, a to z kolei prowadzi do dwukrotnego obniżenia energii wewnętrznej gazu, wpompowanej doń przez warunek brzegowy. Jest to właśnie główna przyczyna, powodująca obniżenie zdolności detonacyjnych zawieszinowych materiałów wybuchowych w głębokich otworach zawodnionych. Wypływa stąd praktyczny wniosek, że konstrukcja ładunków powinna być taka, aby obudowa zewnętrzna izolowała ZMW od hydrostatycznego ciśnienia słupa wody.



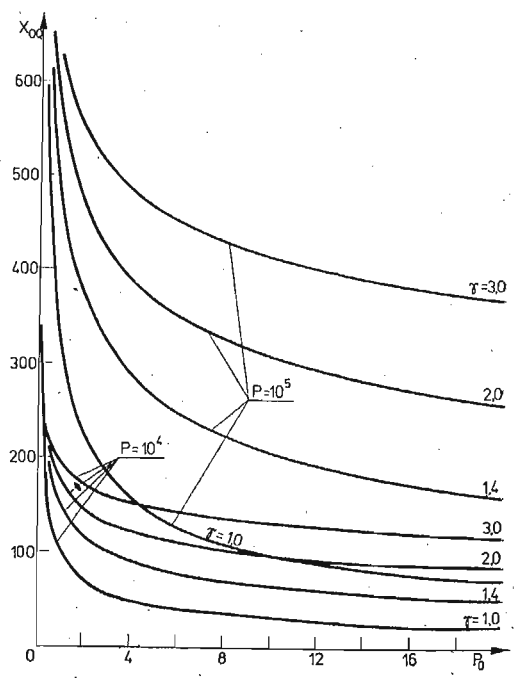
Rys. 3a



Rys. 3b

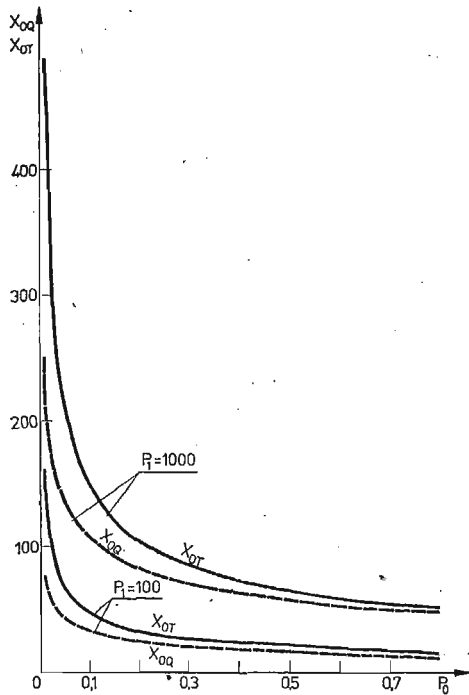


Rys. 4a

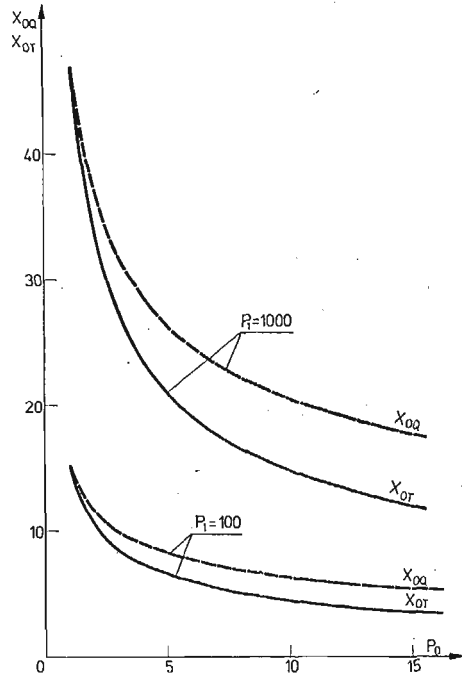


Rys. 4b

Istotny wpływ na zmianę parametru X_{0Q} posiada wykładnik politropy γ (rys. 4a i b), przy czym im bardziej gaz jest ściśliwy (mniejszy wykładnik politropy), tym intensywniej meleje głębokość wnikania stacjonarnej fali uderzeniowej. Na przykład dla gazu izotermicznego ($\gamma = 1$) nadciśnienie 4 atmosfer zmniejsza głębokość wnikania o połowę w stosunku do wnikania przy 1 atmosferze.



Rys. 5a

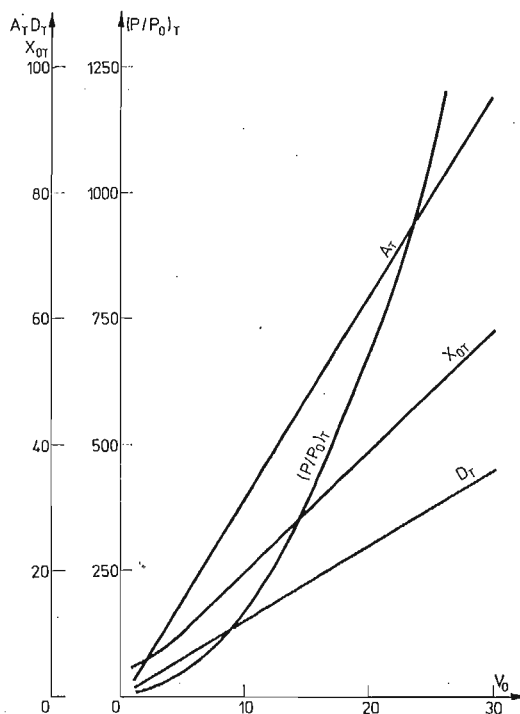


Rys. 5b

W przypadku podciśnienia ($P_0 < 1$) głębokość wnikania impulsu rośnie wraz ze wzrostem podciśnienia, przy czym największe przyrosty mają miejsce dla $P_0 < 0,1$ (rys. 3a, 4a i 5a). Przypadek podciśnienia nie występuje w naturalnych warunkach detonowania MW. Może być realizowany w celach badawczych w warunkach laboratoryjnych.

Przejdziemy obecnie do analizy wzorów wyprowadzonych dla wymuszenia kinematycznego. Jak wynika z wzorów (3.16) - (3.20) przy izotermicznym sprężaniu gazu przed frontem fali uderzeniowej, głębokość wnikania impulsu ciśnienia zależy tylko od rodzaju gazu (wykładnika politropy γ) i od prędkości ruchu brzegu (tłoka). Natomiast nie zależy od początkowego ciśnienia p_0 . Występuje tutaj zasadnicza różnica w stosunku do wymuszenia dynamicznego (impulsem ciśnienia). Okazuje się, że zmiana parametru P_0 powoduje odpowiednio proporcjonalną zmianę wielkości P i stosunek $P/P_0 = \text{const}$, zatem X_{0T} nie zależy od P_0 . Dla fal intensywnych opisane własności wnikania impulsu obejmują również przypadek adiabatycznego sprężania początkowego (wzory (3.21) - (3.23)). Zwróćmy uwagę na fakt, że dla fal intensywnych (a takie występują w procesie inicjacji detonacji) głębokość

wynikania impulsu zależy w sposób liniowy od prędkości ruchu tłoka. Analizując wykresy zamieszczone na rys. 6, za fale intensywne można uważać zaburzenia wygenerowane ruchem tłoka z prędkością $v_0 \geq 4c_0$ ($V_0 \geq 4$).



Rys. 6

Reasumując wyniki niniejszej pracy można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Głębokość wnikania zewnętrznego prostokątnego impulsu ciśnienia w gaz politropowy w sposób istotny zależy od ciśnienia początkowego gazu. Ze wzrostem tego ciśnienia głębokość intensywnie maleje.

2. Dla każdej intensywności fali P , przy ustalonym wykładniku politropy γ , istnieje ściśle określona wartość ciśnienia początkowego P_0 , przy którym głębokość wnikania (parametr X_0^*) prostokątnego impulsu ciśnienia w gazowy ośrodek politropowy jest najmniejsza.

3. Głębokość wnikania stacjonarnych zaburzeń w gaz politropowy wymuszonych jednostajnym ruchem tłoka (wymuszenie kinematyczne) nie zależy od początkowego ciśnienia w gazie. Głębokość wnikania silnych zaburzeń stacjonarnych jest proporcjonalna do prędkości tłoka.

4. Zbadane w pracy teoretycznie i potwierdzone eksperymentami zjawisko jest główną przyczyną powodującą obniżenie zdolności detonacyjnych zawieszinowych materiałów wybuchowych w głębokich otworach zawodzionych.

5. Konstrukcja ładunków wybuchowych powinna być taka aby obudowa zewnętrzna izolowała ZMW od hydrostatycznego ciśnienia słupa wody.

Literatura cytowana w tekście

1. M. A. COOK, *The science of high explosives*, New York 1958.
2. R. W. VAN DOLAH, C. M. MASON, D. R. FORSHEY, *Development of slurry explosives for use in potentially flammable gas atmospheres*, Rep. of investigations 7195, US Dep. of the Interior, Bureau of Mines, October 1968.
3. В. Б. ИОФФЕ, Б. А. МЕНЬШИКОВ, *О детонационной способности водонаполненных взрывчатых веществ*, Горное дело, со. 75/32, Москва 1975.
4. M. MACIEJEWSKI, A. MARANDA, J. NOWACZEWSKI, E. WŁODARCZYK, B. ZYGMUND, *О новым materiale wybuchowym typu „Watex”*, Biul. WAT, 25, 12 (1976).
5. A. MARANDA, J. NOWACZEWSKI, A. ROZWADOWSKA, E. WŁODARCZYK, B. ZYGMUNT, *On certain properties explosives type slurry*, J. Techn. Phys., 18, 4 (1977).
6. Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Ю. П. РАЙЗЕР, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Москва 1963.
7. M. MACIEJEWSKI, A. MARANDA, J. NOWACZEWSKI, E. WŁODARCZYK, B. ZYGMUNT, *Analiza parametrów odbitej fali uderzeniowej w układzie gaz-ciało stałe*, Rozpr. Inż. (w druku).
8. E. WŁODARCZYK, *The influence of initial pressure on the process of propagation of the stationary pressure pulse in a polytropic gas*, J. Techn. Phys., 19, 3; 1970.

Резюме

О НЕКОТОРОМ ЯВЛЕНИИ В ПРОЦЕССЕ ДЕТОНАЦИИ ВЗВЕШЕННЫХ
ВЗРЫВЧАТЫХ СМЕСЕЙ ПОГРУЖЕННЫХ В ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ
ПОЛЕ ДАВЛЕНИЯ

В работе исследовано влияние начальных и граничных условий (динамического и кинематического типа) на глубину проникания внешнего прямоугольного импульса вглубь политропного газа. Показано аналитически, что в случае внешнего прямоугольного импульса, данного в виде давления ($J = p_1 \tau$, $p_1 = \text{const}$), его глубина проникания в политропный газ существенным образом зависит от начального давления в этом газе. Вместо того, если импульс образуется движением границы (поршень) — такая зависимость не выступает. Обнаруженное явление играет важную роль в процессе инициирования детонации взрывчатых веществ взвешенного типа в глубоких водонаполненных отверстиях.

Summary

ON A PHENOMENON OCCURRING IN THE PROCESS OF DETONATION OF SUSPENSION
EXPLOSIVES IMMERSSED IN A HYDROSTATIC PRESSURE FIELD

The analysis concerns the influence of the initial and boundary conditions (dynamical and kinematical) on the depth of penetration of an external rectangular pulse into a polytropic gas. It is analytically proved that in the case of an external, rectangular pulse of pressure ($J = p_1 \tau$, $p_1 = \text{const}$), its depth of penetration into a polytropic gas substantially depends on the initial pressure acting in that gas. If, however, the pulse is produced by a uniform of the boundary (a piston), such a relationship does not hold. The phenomenon discovered is of primary importance for the process of initiation of detonations in suspension explosives in deep water-filled excavations.

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA

Praca została złożona w Redakcji dnia 11 stycznia 1978 r.