

ODDZIAŁYWANIE FALI PODMUCHOWEJ Z DWUSTOPNIOWĄ TAMĄ W SZORSTKIM KANALE

RADOSŁAW TRĘBIŃSKI i EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

Przeprowadzono obszerną analizę procesu oddziaływania fali podmuchowej z dwustopniową tamą umieszczoną w szorstkim kanale. Tamę modelowano układem: perforowany ekran (ekrany)–sztywna nieprzepuszczalna przegroda. Falę generowano wybuchem mieszaniny gazowej (metan + powietrze). Zbadano wpływ geometrycznych parametrów układu (stopień perforacji, odległości pomiędzy elementami tamy, odległość od strefy wybuchu) na kształt impulsu ciśnienia działającego na ostatni element tamy — sztywną nieprzepuszczalną przegrodę. W wyniku dokonanej analizy sformułowano praktyczne wnioski dotyczące parametrów konstrukcyjnych dwustopniowej tamy przeciwybuchowej.

1. WSTĘP

W przemysłowej praktyce zabezpieczenia otoczenia przed destrukcyjnymi skutkami działania wybuchu szeroko stosuje się tamy przeciwybuchowe. Ich zadanie polega na zabezpieczeniu chronionej przestrzeni przed przeniesieniem się do niej oddziaływań ewentualnego wybuchu lokalnego. W przypadku gdy strefa wybuchu sąsiaduje bezpośrednio z przestrzenią chronioną, tamy pełnią dodatkowo rolę izolacji od płomienia lub gorących gazów powybuchowych. Szczególne znaczenie posiada stosowanie tam przeciwybuchowych w górnictwie podziemnym. Możliwość propagacji fal podmuchowych generowanych wybuchem mieszanin gazowych i pyłowych do czynnych wyrobisk kopalnianych stwarza konieczność odizolowania ich od strefy zagrożenia.

Tama o takim przeznaczeniu powinna posiadać, obok dobrych właściwości izolacyjnych, wysoką wytrzymałość na działanie obciążeń dynamicznych. Zapewnienie odpowiedniej wytrzymałości w przypadku wybuchów średniej i dużej mocy jest zadaniem technicznie bardzo trudnym zważywszy, że siła działająca na tamę osiąga wówczas wartość rzędu kilku, a nawet kilkunastu MN (kilkaset do kilka tysięcy ton).

W pracy [2] zaproponowano techniczne rozwiązanie pozwalające osłabić działanie wybuchu na tamę izolacyjną. Polega ono na umieszczeniu w pewnej odległości przed tamą jednej lub kilku przegród perforowanych, które

będziemy nazywać wymiennie ekranami. Ich zadanie polega na osłabieniu dynamicznego efektu działania fali podmuchowej. Układ perforowana przegroda-tama izolacyjna będziemy dalej nazywać dwustopniową tamą przeciwwybuchową.

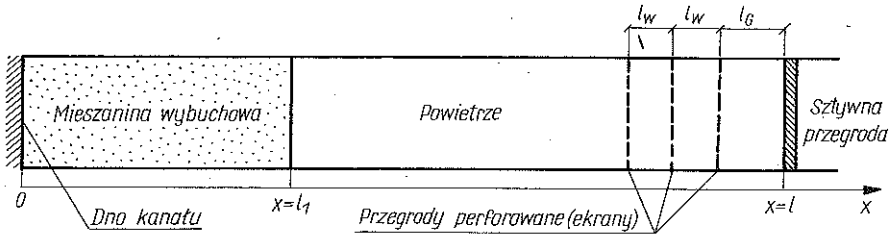
Efekt osłabienia intensywności stacjonarnej fali uderzeniowej przez perforowany ekran był przedmiotem wielu badań eksperymentalnych i teoretycznych [2]–[13]. W monografii [14] podano inżynierskie wzory pozwalające ilościowo ocenić osłabienie fali uderzeniowej stanowiącej czoło fali podmuchowej. Jednakże taka ocena efektu osłabienia padającej fali uderzeniowej nie wystarcza do oszacowania efektywności działania perforowanego ekranu, osłaniającego tamę izolacyjną. Na skutek wielokrotnych odbić fali podmuchowej od tamy i ekranu oraz napływu gazu przez otwory w przegrodzie, ciśnienie obciążające tamę narasta i może osiągnąć wartość przekraczającą maksymalne ciśnienie przy bezpośrednim odbiciu tej fali od tamy nie osłoniętej ekranami. Aby zatem ocenić ochronne działanie ekranu, należy określić jak zmienia się w czasie ciśnienie działające na tamę izolacyjną chronioną przez perforowaną przegrodę.

W niniejszej pracy określono kształt impulsu ciśnienia obciążającego tamę na drodze matematycznego modelowania procesu oddziaływania fali podmuchowej z układem perforowany ekran-szywna, nieprzepuszczalna przegroda. Fizyczne założenia oraz matematyczne sformułowanie modelu przedstawimy w drugim rozdziale pracy. Uzyskane wyniki i ich dyskusję prezentujemy w rozdziale trzecim. W rozdziale czwartym formułujemy praktyczne wnioski odnośnie doboru parametrów dwustopniowej tamy przeciwwybuchowej.

2. FIZYCZNE ZAŁOŻENIA I MODEL MATEMATYCZNY

Rozpatrzmy proces oddziaływania fali podmuchowej z dwustopniową tamą przeciwwybuchową, zamontowaną w zamkniętym kanale o szorstkich ściankach. Fala podmuchowa generowana jest eksplozją mieszaniny gazowej, która wypełnia część kanału przelegającą do jego dna (rys. 1). Pozostałą część kanału wypełnia powietrze. Granica wybuchowej mieszaniny gazowej z powietrzem znajduje się w chwili początkowej w odległości l_1 od dna kanału. Odległość dna kanału od sztywnej przegrody wynosi l . W odległości l_G od sztywnej przegrody znajduje się zespół n perforowanych ekranów o stopniach perforacji Ω_i , $i = 1, 2, \dots, n$ (Ω oznacza stosunek sumarycznej powierzchni perforacji do całkowitej powierzchni ekranu). Poszczególne ekrany oddalone są od siebie o l_w .

Zakładamy, że wybuch mieszaniny inicjowany jest jednocześnie na całej powierzchni dna kanału. Proces, który rozwija się po zainicjowaniu wybuchu, opisujemy będziemy operując się na następujących założeniach:



Rys. 1

w momencie zainicjowania wybuchu generowana jest stacjonarna normalna fala detonacyjna, której parametry odpowiadają punktowi Chapmana–Jouguet’a na adiabacie detonacyjnej;

proces oddziaływania strumienia produktów detonacji z nierównościami ścianki nie wpływa na prędkość fali detonacyjnej;

ściany i dno kanału oraz przegrodę można traktować jako sztywne;

rozlot produktów detonacji oraz wywołany przezeń ruch powietrza można traktować jako jednowymiarowy przepływ o symetrii płaskiej;

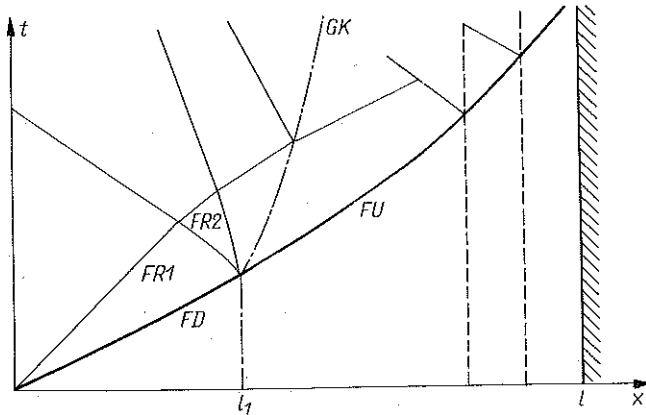
produkty detonacji i powietrze można traktować jako gazy politropowe, przy czym dla produktów detonacji wprowadza się efektywny wykładnik izentropy ([15, 16, 17]);

efekt oddziaływania strumienia gazu z nierównościami ścianki można opisać za pomocą siły oporu aerodynamicznego, proporcjonalnej do iloczynu gęstości gazu i kwadratu prędkości przepływu;

w rozpatrywanym okresie czasu efekt ochładzania się gazu na skutek oddawania ciepła ściankom kanału jest mały i można go nie uwzględnić.

Wymienione uproszczenia modelowe pokrywają się z założeniami przyjętymi w pracy [18], w której badano proces generacji fali podmuchowej w kanale o szorstkich ściankach. Ponieważ przeprowadzono tam obszerną dyskusję tych założeń, dlatego w niniejszej pracy ograniczyliśmy się jedynie do ich przytoczenia.

Falowy obraz rozpatrywanego procesu we współrzędnych x, t przedstawiono na rys. 2. Zgodnie z przyjętym założeniem, w chwili $t = 0$ generowana jest fala detonacyjna FD, która ze stałą prędkością propaguje się w mieszaninie wybuchowej. Powstające w wyniku przemiany chemicznej produkty detonacji rozprężają się w fali rozrzedzenia FR1. Zgodnie z hipotezą Chapmana–Jougueta czoło fali rozrzedzenia FR1 rozprzestrzenia się z prędkością równą prędkości fali detonacyjnej. W momencie wyjścia fali detonacyjnej na granicę kontaktową, oddzielającą mieszaninę wybuchową i powietrze, powstaje dowolna nieciągłość parametrów stanu i ruchu. W wyniku jej rozpadu powstaje fala uderzeniowa FU, granica kontaktowa GF i centrowana fala rozrzedzenia FR2.



Rys. 2

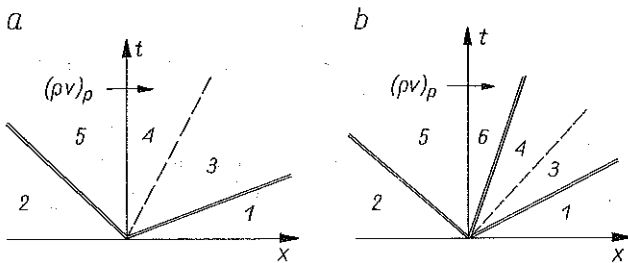
Interferencja fal rozrzedzenia FR1 i FR2 oraz odbicie i załamanie fali rozrzedzenia FR1 na granicy kontaktowej generuje obszar fal wielokrotnych. Zaburzenia rozrzedzeniowe przenikające przez granicę kontaktową doganiają falę uderzeniową powodując spadek jej prędkości. Niestacjonarna fala uderzeniowa, dochodząc do perforowanych przegród, przenika przez otwory, równocześnie ulegając częściowemu odbiciu. W wyniku odbić fali uderzeniowej od kolejnych przegód i przegrody zamykającej kanał, powstaje cały układ oddziaływających ze sobą i z granicami fal uderzeniowych. W wyniku ich oddziaływań powstają nowe fale uderzeniowe, granice kontaktowe i fale rozrzedzenia.

Proces oddziaływania fali uderzeniowej z perforowaną przegrodą ma złożony charakter. Składają się na niego: odbicie fali uderzeniowej od elementów przegrody, wnikanie fali w szczeliny przegrody, oddziaływanie odbitych fal uderzeniowych, turbulentny przepływ gazu w szczelinach, interferencja fal uderzeniowych wychodzących ze szczelin przegrody. W ogólnym przypadku zjawiska te generują trójwymiarowy przepływ gazodynamiczny.

Jeżeli obszar, w którym rozpatruje się oddziaływanie fali uderzeniowej z perforowaną przegrodą, jest znacznie większy od obszaru, w którym występuje zaburzenie jednowymiarowości przepływu, możliwe jest posłużenie się modelem jednowymiarowym. Takie podejście zastosowano w cytowanych wcześniej pracach [2]–[13]. Eksperymentalne dowody na jego poprawność przedstawiono w pracy [19]. Badano w niej proces oddziaływania stacjonarnej fali uderzeniowej z perforowaną przegrodą utworzoną z równolegle ustawionych płyt. Stwierdzono, że na odległościach porównywalnych z charakterystycznym rozmiarem przegrody (w tym przypadku z odległością pomiędzy płytami), następuje przejście procesu na jednowymiarowy reżim samopodobny: W reżimie tym falowy obraz procesu zdeterminowany jest jedynie przez intensywność padającej na przegrodę fali uderzeniowej i stopień perforacji przegrody.

Istota modelu jednowymiarowego polega na traktowaniu przegrody jako stacjonarnej powierzchni nieciągłości parametrów przepływu gazodynamicznego. Na powierzchni tej spełnione być muszą prawa zachowania masy, pędu i energii. Prawa zachowania masy i energii mają postać praw ciągłości strumienia masy i pełnej entalpii. Zmianę strumienia pędu określają efekty związane z wielowymiarowym charakterem przepływu w otoczeniu przegrody. Dlatego dla zamknięcia modelu w ramach jednowymiarowego podejścia wprowadza się pewne dodatkowe założenia. Na przykład zakłada się izentropowość przepływu gazu przez przegrodę. Możliwe jest również półempiryczne podejście, wykorzystujące informację określoną w doświadczeniu. W niniejszej pracy proponujemy odmienne podejście.

Rozpatrzmy zagadnienie o rozpadzie dowolnej nieciągłości na perforowanej przegrodzie. Niech w chwili początkowej przegroda oddziela dwa obszary jednorodnego przepływu o parametrach Q_1, p_1, v_1 i Q_2, p_2, v_2 . Zgodnie z pracą [10] falowy obraz rozpadu nieciągłości może mieć postać przedstawioną na rys. 3a i b, które odnoszą się odpowiednio do przypadku wypływu gazu pod- i naddźwiękowego ze szczelin przegrody. Na rysunkach tych zaznaczono podwójnymi liniami trajektorie fal uderzeniowych lub centrowane fale rozrzedzenia, natomiast linią przerywaną — granice kontaktowe.



Rys. 3

Jeżeli założy się określony wydatek gazu przepływającego przez przegrodę $(Qv)_p$, wówczas opierając się na równaniu Bernoulliego oraz związkach na frontach fal uderzeniowych, granicy kontaktowej i w centrowanych falach rozrzedzenia można określić parametry przepływu w każdym z obszarów zaznaczonych na rys. 8a i b, tzn. rozwiązać zagadnienie o rozpadzie dowolnej nieciągłości na perforowanej przegrodzie. Tak więc dodatkowym równaniem może być związek pomiędzy wydatkiem gazu i parametrami przepływu w obszarach 1 i 2. Proponujemy, aby dla przybliżonego oszacowania wartości $(Qv)_p$ posłużyć się analogią z przepływem gazu pomiędzy dwoma zbiornikami. Wydatek gazu przepływającego kanałem łączącym zbiorniki, w których panują ciśnienia p_s i p_1 ($p_s > p_1$), wyraża się wzorem ([20]):

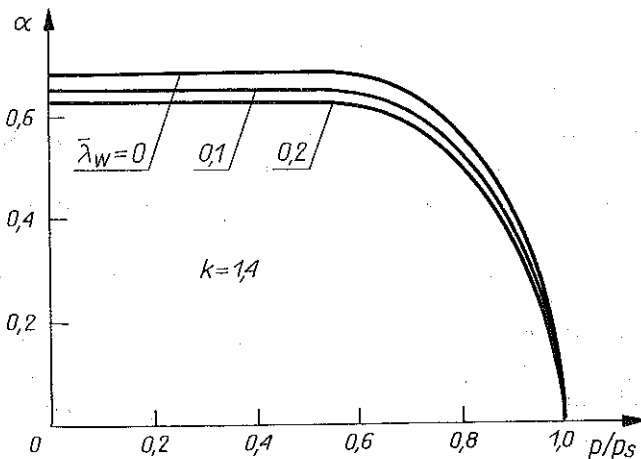
$$(2.1) \quad G = \alpha A \sqrt{p_s Q_s},$$

gdzie A oznacza powierzchnię przekroju poprzecznego kanału, ρ_s gęstość gazu w zbiorniku, w którym panuje wyższe ciśnienie. Współczynnik α jest funkcją stosunku ciśnień panujących w zbiorniku p_1/p_s i współczynnika $\bar{\lambda}_w = \lambda_w l_k/d_k$ gdzie λ_w jest współczynnikiem oporów przepływu, zaś l_k/d_k oznacza stosunek długości i średnicy kanału. Postać zależności $\alpha(p_1/p_s, \bar{\lambda}_w)$ jest następująca:

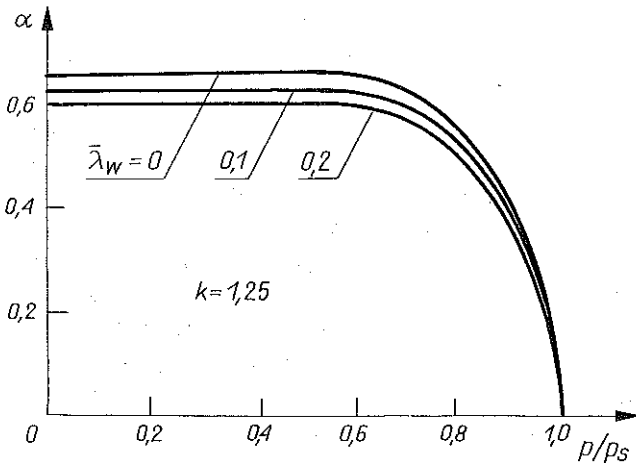
$$\alpha = \begin{cases} \alpha_0(\bar{\lambda}_w) & \text{dla } p_1/p_s \leq s(\bar{\lambda}_w), \\ f(p_1/p_s, \bar{\lambda}_w) & \text{dla } p_1/p_s > s(\bar{\lambda}_w). \end{cases}$$

Wielkość s oznacza krytyczną wartość stosunku ciśnień (stosunek ciśnień, przy którym przepływ w pewnym przekroju kanału staje się dźwiękowy). Wartości funkcji $f(p_1/p_s, \bar{\lambda}_w)$ wyznacza się numerycznie w sposób opisany w pracy [20]. Na rys. 4 i 5 przedstawiono wykresy funkcji $\alpha(p_1/p_s, \bar{\lambda}_w)$ dla wykładników izentropy $k = k_2 = 1,4$ (powietrze) i $k = k_1 = 1,25$ (produkty detonacji). Jak wynika z przedstawionych wykresów oraz wzoru (2.1), zwiększenie wartości parametru $\bar{\lambda}_w$ prowadzące do zmniejszenia wartości α , jest równoważne pewnemu zmniejszeniu powierzchni kanału. Z tego względu w dalszych rozważaniach będziemy zakładać $\bar{\lambda}_w = 0$, a wpływ oporów przepływu uwzględniać poprzez odpowiednie zmniejszenie wartości A .

Związek (2.1) wykorzystuje się dla określenia wydatku gazu przez perforowaną przegrodę w sposób następujący. Na podstawie znanych początkowych wartości parametrów z obu stron przegrody (parametry w obszarach 1 i 2 na rys. 3) określa się parametry spiętrzenia przepływu z obu stron przegrody. Wyznacza się je, zakładając zerową prędkość gazu w otoczeniu przegrody i wykorzystując związki na froncie fali uderzeniowej dla gazu nabiegającego na przegrodę i w fali rozrzedzenia dla gazu odpływającego



Rys. 4



Rys. 5

od przegrody. Określone w ten sposób wartości p i q przyjmuje się jako parametry stanu gazu w zbiornikach oddzielonych przegrodą. Wyznaczone wartości ciśnienia wykorzystuje się do obliczenia wartości współczynnika α , a następnie wartości $(qv)_p$ ze wzoru

$$(2.2) \quad (qv)_p = \alpha \Omega \sqrt{p_s \varrho_s},$$

gdzie $\Omega = A/A_0$ oznacza stopień perforacji przegrody określony jako stosunek powierzchni perforacji A do całkowitej powierzchni przegrody A_0 .

Wartość $(qv)_p$ obliczona w opisany wyżej sposób stanowi jedynie zgrubne przybliżenie rzeczywistego wydatku gazu przepływającego przez przegrodę. Jednakże wobec braku danych odnośnie oporów przepływu gazu przez przegrodę typu opisanego w pracy [1], powyższe przybliżenie może stanowić podstawę do szacunkowych ocen wpływu przegrody na przebieg ciśnienia obciążającego tamę ochraniającą perforowanymi ekranami.

Nasuwa się pytanie, czy uzasadnione jest stosowanie modelu jednowymiarowego do opisu procesu oddziaływania fali uderzeniowej w rozpatrywanym zagadnieniu. W świetle wyników badań przedstawionych w pracy [19] poprawność takiego przybliżenia uzależniona jest od spełnienia warunku $l_s \gg l_p$, gdzie l_s oznacza charakterystyczny wymiar obszaru, w którym rozpatruje się proces, l_p — charakterystyczny wymiar dla przegrody (długość, szerokość lub odległość szczelin). Ponieważ w rozpatrywanym procesie istotną rolę odgrywają zjawiska falowe zachodzące w przestrzeni pomiędzy przegrodą i tamą oraz poszczególnymi przegrodami, jako l_s przyjęć można l_w lub l_G . W naturze $l_w, l_G \sim 10$ m zaś $l_p \sim 10^{-1}$ m, zatem uzasadnione jest przyjęcie modelu jednowymiarowego.

Wzór (2.1) obowiązuje dla przypadku przepływu ustalonego. Można go zatem wykorzystać do opisu oddziaływania z przegrodą stacjonarnej fali uderzeniowej, dla której doświadczalnie stwierdzono ustalenie się przepływu.

Tymczasem w rozpatrywanym zagadnieniu mamy do czynienia z obecnością fal rozrzedzenia, które powodują zmiany w czasie parametrów w polu przepływu. Czasowa skala tych zmian może być określona co do rzędu wielkości jako stosunek wielkości obszaru objętego działaniem fali l_R i prędkości propagacji małych zaburzeń c . Jeżeli rozpatrywać przepływ gazu przez przegrodę w odpowiednio krótkich odcinkach czasu w porównaniu z l_R/c , wówczas można zakładać stałość parametrów z obu stron przegrody i dla określenia wydatku gazu wykorzystać wzór (2.2). Z drugiej strony ten „krótki odcinek czasu” nie może być krótszy od czasu ustalenia się przepływu w szczelinach przegrody, który jest rzędu l_p/c . Ponieważ $l_R \sim 1 \sim 10^2$ m, zaś $l_p \sim 10^{-1}$ m, możliwe jest przyjęcie w skali czasowej charakterystycznej dla całego procesu, że przepływ gazu przez szczeliny przegrody jest quasiustalony. Oznacza to, że związek pomiędzy wydatkiem gazu przepływającego przez przegrodę i parametrami przepływu po obu stronach przegrody jest taki sam jak dla przepływu ustalonego.

Matematyczny model procesu obejmuje równania opisujące jednowymiarowy, płaski przepływ gazodynamiczny, warunki początkowe, warunki brzegowe na dnie kanału i sztywnej przegrodzie oraz warunki zgodności na powierzchniach nieciągłości parametrów stanu i ruchu. Ze względu na obecność nieciągłości parametrów stanu i ruchu na czołach fal uderzeniowych i granicach kontaktowych, równania przepływu przedstawimy w postaci całkowitej

$$(2.3) \quad \int_C \rho dx - \rho v dt = 0,$$

$$(2.4) \quad \int_C \rho v dx - (p + \rho v^2) dt = \frac{1}{2} \int_S \lambda \rho v^2 dx dt,$$

$$(2.5) \quad \int_C e dx - (e + p) v dt = 0,$$

gdzie ρ , v , p , e , λ , C oznaczają odpowiednio gęstość, prędkość przepływu, ciśnienie, całkowitą energię na jednostkę objętości, współczynnik oporu aerodynamicznego, charakteryzujący oddziaływanie gazu z nierównościami ścianki kanału oraz dowolny kontur zamknięty na płaszczyźnie x , t , ograniczający powierzchnię S .

Warunki początkowe określone są przez rozkłady parametrów stanu i ruchu w momencie zainicjowania wybuchu

$$(2.6) \quad v(x, 0) = 0,$$

$$(2.7) \quad p(x, 0) = p_0,$$

$$(2.8) \quad \varrho(x, 0) = \begin{cases} \varrho_{01} & \text{dla } x \in [0, l_1^-], \\ \varrho_{02} & \text{dla } x \in [l_1^+, l], \end{cases}$$

$$(2.9) \quad e(x, 0) = \begin{cases} \varrho_{01} Q & \text{dla } x \in [0, l_1^-], \\ \varrho_{02} \varepsilon_{02} & \text{dla } x \in [l_1^+, l], \end{cases}$$

gdzie p_0 oznacza początkowe ciśnienie gazu w kanale, ϱ_{01} i ϱ_{02} oznaczają odpowiednio początkowe gęstości wybuchowej mieszaniny gazowej i powietrza, Q jest ciepłem wybuchu mieszaniny gazowej, ε_{02} oznacza energię wewnętrzną jednostki masy gazu, określoną ze wzoru

$$(2.10) \quad \varepsilon_{02} = \frac{p_{02}}{\varrho_{02}(k_2 - 1)}, \quad p_{02} = p_0.$$

W równaniu (2.9) pominięto wyjściową energię wewnętrzną mieszaniny jako małą w porównaniu z energią wydzielającą się przy przemianie wybuchowej.

Warunki brzegowe na dnie kanału i sztywnej przegrodzie mają postać:

$$(2.11) \quad v(0, t) = 0,$$

$$(2.12) \quad v(l, t) = 0.$$

Warunek ciągłości przepływu przez perforowane przegrody wraz z przyjętymi założeniami odnośnie charakteru przepływu implikuje następującą postać warunków zgodności

$$(2.13) \quad \varrho v(x_{pi}^-, t) = \varrho v(x_{pi}^+, t) = \alpha \left(\frac{p_{1i}}{p_{si}} \right) \Omega_i \sqrt{p_{si} \varrho_{si}},$$

gdzie $x_{pi} = l - l_G - (n - i) l_w$ oznacza położenie przegrody o numerze i . Parametry spiętrzenia związane są z wartościami ϱ , v , p dla $x = x_{pi}^-$ i $x = x_{pi}^+$ związkami na czole fali uderzeniowej w przypadku, gdy strumień nabiega na przegrodę i związkami w prostej fali rozrzedzenia, gdy gaz odpływa od przegrody, przy czym

$$(2.14) \quad p_s = \max(p_s^-, p_s^+),$$

$$(2.15) \quad p_1 = \min(p_s^-, p_s^+).$$

Wielkości p_s^- i p_s^+ oznaczają ciśnienie spiętrzenia z prawej i lewej strony przegrody.

Warunki zgodności na granicy produkty detonacji-powietrze mają postać warunków ciągłości ciśnienia i prędkości masowej

$$(2.16) \quad p(x_G^-, t) = p(x_G^+, t),$$

$$(2.17) \quad v(x_G^-, t) = v(x_G^+, t),$$

gdzie $x_G(t)$ oznacza położenie granicy w chwili czasu t .

Warunki zgodności na frontach fal uderzeniowych mają postać

$$(2.18) \quad [q(v-D)] = 0,$$

$$(2.19) \quad [p + \rho v(v-D)] = 0,$$

$$(2.20) \quad [(e+p)(v-D)] = 0.$$

Symbol $[\]$ oznacza różnicę wielkości z obu stron frontu fali, D zaś jest prędkością fali uderzeniowej.

W odniesieniu do fali detonacyjnej założono stałą prędkość jej propagacji D , określoną wzorem:

$$(2.21) \quad D = \sqrt{2(k_1^2 - 1)Q}.$$

Wartości ciśnienia p_H , prędkości masowej v_H i gęstości ρ_H na czole fali detonacyjnej obliczano ze wzorów:

$$(2.22) \quad p_H = p_0 + \frac{\rho_{01} D^2}{k_1 + 1},$$

$$(2.23) \quad v_H = \frac{D}{k_1 + 1},$$

$$(2.24) \quad \rho_H = \frac{k_1 + 1}{k_1} \rho_{01}.$$

Układ równań stanowiący matematyczny model zjawiska rozwiązany został metodą S. K. GODUNOWA [21]. Przy konstrukcji algorytmu rozwiązania wykorzystano procedurę śledzenia nieciągłości rozwiązującej opisaną w publikacji [22]. Śledzono ruch granicy kontaktowej oddzielającej produkty detonacji i powietrze, ruch fali detonacyjnej i ruch fali uderzeniowej do momentu osiągnięcia przez nią nieprzepuszczalnej przegrody zamykającej kanał. Pozostałe nieciągłości były rozmywane. Ze względu na wysoką lepkość aproksymacyjną schematu Godunowa, nie było potrzeby wprowadzania do schematu różnicowego jawnych członów typu sztucznej lepkości.

3. WYNIKI ANALIZY NUMERYCZNEJ

W celu uogólnienia wyników numerycznej analizy problemu dokonamy ubezwymiarowania liniowych rozmiarów odnosząc je do długości odcinka kanału wypełnionego mieszaniną wybuchową l_1 oraz czasu, odnosząc go do czasu przejścia przez falę detonacyjną tego odcinka. Odległości pomiędzy poszczególnymi ekranami perforowanymi odniesiemy do odległości zespołu przegród od sztywnej przegrody (l_G na rys. 1). W nowych zmiennych rozwiązanie zależy od wymiarowych parametrów ρ_{01} , ρ_{02} , p_0 , Q oraz bez-

wymiarowych k_1 , k_2 , $L = l/l_1$, $\Lambda = \lambda l_1$, Ω , $L_G = l_G/l_1$ i $L_w = l_w/l_G$. Parametry ϱ_{01} , ϱ_{02} , p_0 , Q , k_1 i k_2 ustalimy przyjmując: $\varrho_{01} = 1,17 \text{ kg/m}^3$, $\varrho_{02} = 1,29 \text{ kg/m}^3$, $p_0 = 0,107 \text{ MPa}$, $Q = 2,63 \text{ MJ/kg}$, $k_1 = 1,25$, $k_2 = 1,4$. Przyjęte wartości parametrów charakteryzujących mieszaninę wybuchową odpowiadają stechiometrycznej mieszaninie metanowo-powietrznej znajdującej się w warunkach normalnych [23].

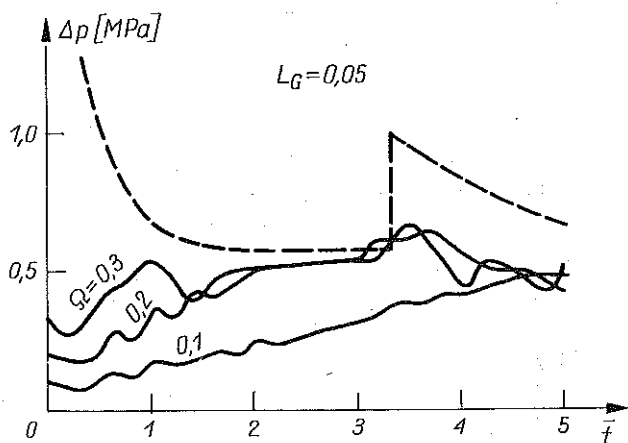
W pracy [18] przeanalizowano wpływ parametrów k_1 , L i Λ na kształt impulsu ciśnienia generowanego odbiciem od sztywnej przegrody fali podmuchowej, powstającej w wyniku rozlotu produktów detonacji. W aktualnie prezentowanej pracy skupimy uwagę na wpływie, jaki wywierają parametry charakteryzujące perforowaną przegrodę, tzn. stopień perforacji Ω , bezwymiara odległość od sztywnej przegrody L , ilość przegród n oraz ich wzajemna odległość L_w .

Zadaniem perforowanego ekranu jest zmiana kształtu impulsu ciśnienia obciążającego sztywną przegrodę. W przypadku, gdy kształt impulsu ciśnienia w fali padającej jest zbliżony do trójkątnego, hamowanie przepływu przez przegrodę perforowaną powoduje obniżenie wysokości impulsów. Natomiast w przypadku, gdy zmianę ciśnienia w czasie można w fali padającej aproksymować impulsem prostokątnym, działanie ekranu perforowanego polega na wydłużeniu czasu narastania obciążenia działającego na sztywną przegrodę, co osłabia jego dynamiczny napór. Ponieważ ocena efektywności działania przegrody perforowanej jest dla obu przypadków odmienna, dlatego rozpatrzmy je osobno.

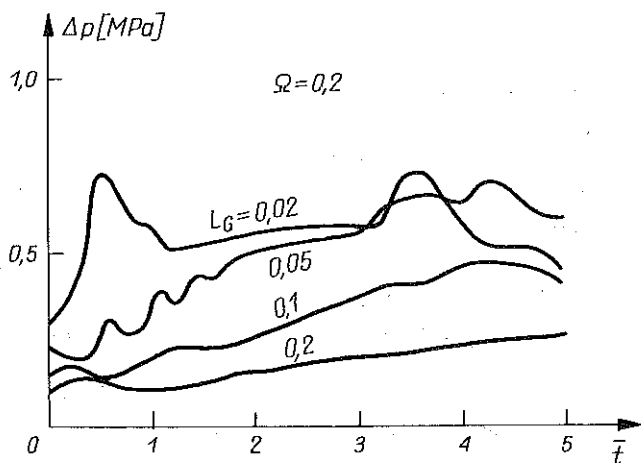
Jak wynika z analizy przeprowadzonej w pracy [18], trójkątny kształt impulsu ciśnienia jest charakterystyczny dla strefy położonej w pobliżu wybuchu, w szczególności dla przypadku, gdy na przegrodę pada bezpośrednio fala detonacyjna ($L=1$). Na rysunkach 6–10 przedstawiono wykresy ilustrujące wpływ poszczególnych parametrów charakteryzujących perforowaną przegrodę na kształt impulsu ciśnienia dla tego przypadku ($L=1$). I tak na rys. 6 pokazano przebiegi nadciśnienia Δp działającego na sztywną przegrodę ochraniającą przez pojedynczy ekran perforowany (o stopniu perforacji $\Omega = 0,1, 0,2$ i $0,3$), umieszczony w odległości $0,05 l_1$ od osłanianej przegrody. Nieregularny charakter tych przebiegów, wyrażający się w oscylacjach ciśnienia, jest wynikiem wielokrotnych odbić fal uderzeniowych od przegrody i ekranu. Im większy jest stopień perforacji Ω , tym intensywniejsza jest fala przechodząca przez ekran i co za tym idzie, większa jest amplituda oscylacji. Porównanie przebiegów ciśnienia dla przypadku zastosowania perforowanego ekranu i bez niego (wykres naniesiony linią przerywaną) wskazują, że przegroda perforowana jest efektywnym środkiem osłabienia impulsu fali podmuchowej. Przy stopniu perforacji $\Omega \leq 0,3$ maksymalne nadciśnienie działające na sztywną przegrodę nie przekracza wartości odpowiadającej spalaniu mieszaniny w stałej objętości $\Delta p = 0,8 \text{ MPa}$. Należy

zwrócić uwagę na to, że przy zmniejszaniu stopnia perforacji maleje wartość pierwszego skoku ciśnienia działającego na sztywną przegrodę i wydłuża się czas narastania obciążenia. Osłabia to dynamiczne działanie wybuchu.

Na rys. 7 przedstawiono czasowe przebiegi nadciśnienia przy różnych odległościach pomiędzy przegrodą i ekranem. Przedstawione wykresy wskazują, że odsunięcie ekranu od przegrody pozwala w większym stopniu osłabić impuls ciśnienia. Przyczyną tego jest efekt dławienia przepływu gazu przez otwory przegrody. Prowadzi on do uniezależnienia szybkości napływu gazu od ciśnienia w przestrzeni pomiędzy przegrodami. Przy jednakowej szybkości napływu gazu, ciśnienie w większej objętości wolniej narasta.



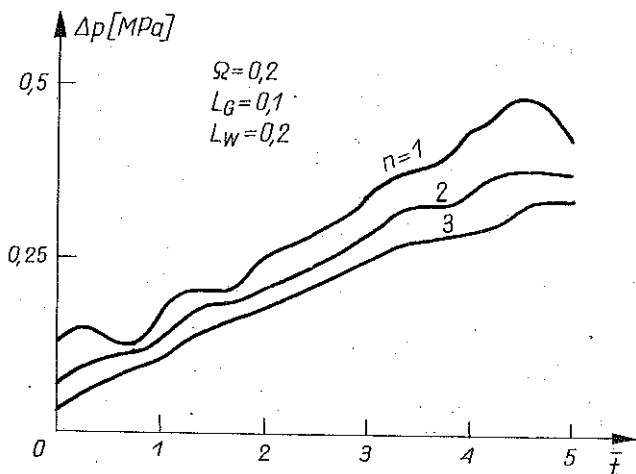
Rys. 6



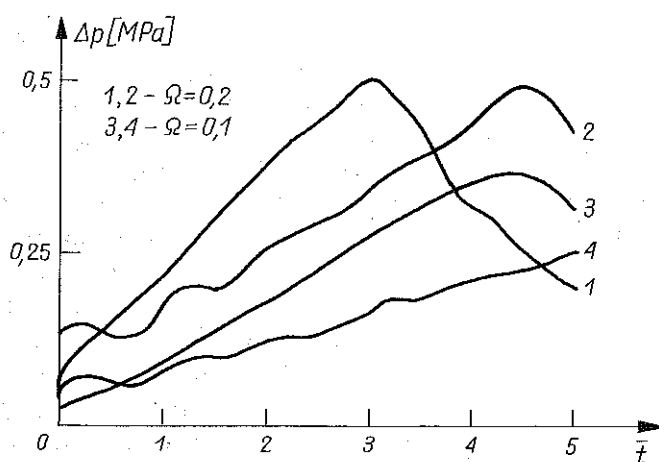
Rys. 7

Na rys. 8 pokazano wykresy $\Delta p(t)$ otrzymane dla różnej ilości przegród odległych od siebie o $0,2 l_G$. Przedstawione wykresy wskazują, że zwiększenie ilości przegród nie wpływa w zasadniczy sposób na osłabienie impulsu ciśnienia. Fakt ten można wytłumaczyć w sposób następujący. Otóż w pierwszym etapie po dojściu fali do zespołu przegród, efektywny opór przepływowi gazu stawia pierwszy ekran. Jest to wynikiem dużego stosunku ciśnień z obu jego stron. Pozostałe ekrany osłabiają wprawdzie parametry na czole pierwszej fali uderzeniowej (w wyniku czego pierwszy skok ciśnienia na sztywnej przegrodzie jest mniejszy), ale nie stawiają dużego oporu napływowi gazu. Po pewnym czasie, gdy ciśnienie pomiędzy pierwszym i drugim ekranem wzrośnie, zmniejsza się dławienie na pierwszej przegrodzie i jej rolę przejmuje drugi ekran. W następnym etapie rolę drugiej przegrody kolejno — trzeci ekran itd. Zatem w danym momencie efektywnie przeciwdziała napływowi gazu tylko jeden ekran. W rezultacie zastosowanie kilku ekranów daje znacznie słabszy efekt niż ustawienie jednej przegrody o mniejszym stopniu perforacji.

Oslabienie efektywności działania kolejnych ekranów przez przegrody je poprzedzając wyraźnie przejawia się w przypadku, gdy perforacja kolejnych przegród maleje. Na rys. 9 pokazano wykresy $\Delta p(t)$ dla układu trzech ekranów o stopniach perforacji 0,4, 0,3 i 0,2 — krzywa 1 oraz 0,3, 0,2 i 0,1 — krzywa 3 (ostatnia wartość odnosi się do ekranu najbliższego sztywnej przegrody). Dla porównania przedstawiono przebiegi nadciśnienia dla pojedynczej przegrody o stopniu perforacji 0,2 — krzywa 2 i 0,1 — krzywa 4. Jak widać, zastosowanie układu trzech ekranów o stopniowo zmniejszającym się stopniu perforacji powoduje szybsze narastanie ciśnienia niż w przypadku zastosowania jednej przegrody z minimalną perforacją.



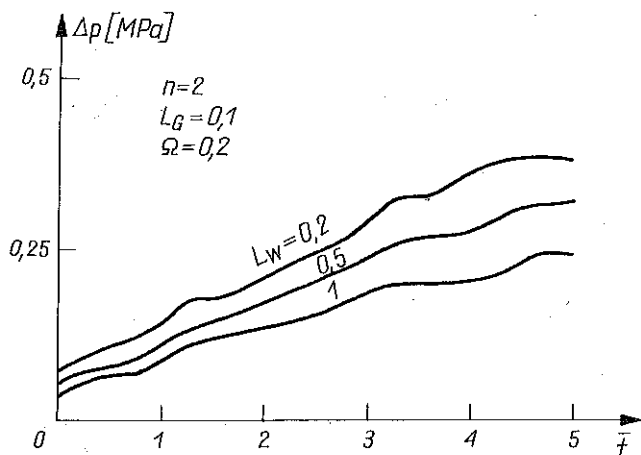
Rys. 8



Rys. 9

Na rys. 10 przedstawiono przebiegi nadciśnienia dla przypadku zastosowania dwóch przegród, przy różnej ich wzajemnej odległości. Jak wynika z przedstawionych wykresów, zwiększenie odległości pomiędzy przegradami prowadzi do intensywniejszego tłumienia impulsu ciśnienia, jednakże efekt ten jest słabszy niż w przypadku zwiększenia odległości pojedynczego ekranu od chronionej przegrody (rys. 7).

Przeprowadzona analiza w odniesieniu do układu przegród wskazuje, że poprzez zwiększenie ilości ekranów nie można uzyskać istotnego wzrostu efektywności działania dwustopniowej tamy przeciwybuchowej. Okazuje się

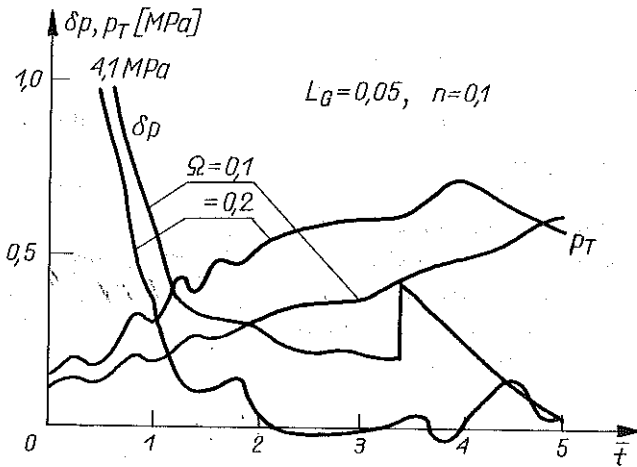


Rys. 10

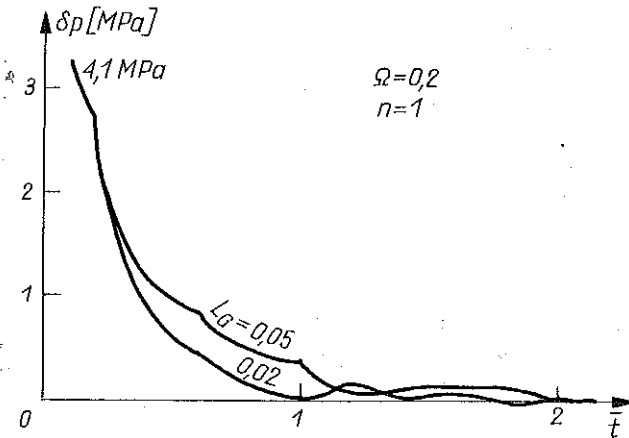
jednak, że zastosowanie układu przegród jest celowe z innego punktu widzenia.

Efekt dławienia przepływu przez otwory w ekranie powoduje, że przez pewien okres czasu utrzymuje się duża różnica ciśnień po przeciwnych jego stronach. Zwiększa to obciążenie elementów przegrody i grozi jej zniszczeniem. Należy zatem dążyć do obniżenia obciążenia ekranu. Można to uzyskać na drodze zwiększenia stopnia jego perforacji lub zmniejszenia odległości pomiędzy nim i sztywną przegrodą.

Na rysunkach 11 i 12 pokazano wpływ wartości parametrów Ω i L_G na przebieg różnicy ciśnień jaka występuje po przeciwnych stronach ekranu. Ze-



Rys. 11

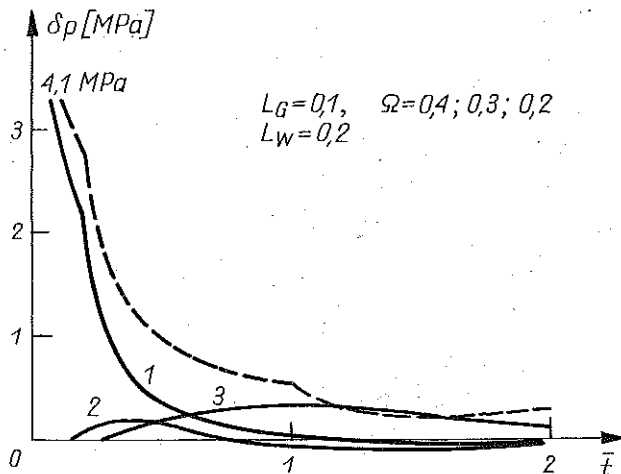


Rys. 12

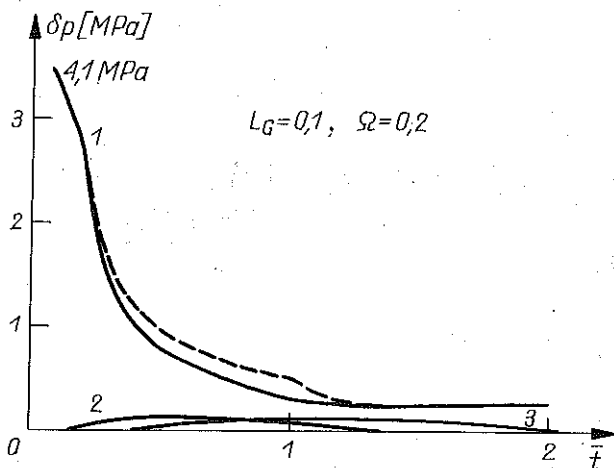
stawienie tych wykresów z wykresami na rys. 7 i 8 dowodzi, że za stosunkowo niewielkie zmniejszenie obciążenia działającego na ekran płaci się znacznym obniżeniem efektywności jego działania. Jednakże możliwe jest zastosowanie rozwiązania, które dając niewielkie osłabienie efektywności działania przegrody, pozwala w istotny sposób zmniejszać jej obciążenie. Jest nim układ kilku przegród o stopniowo zmniejszającej się perforacji.

Na rys. 13 pokazano przebiegi $\delta p(t)$ na pierwszym, drugim i trzecim ekranie. Jak wynika z przedstawionych wykresów najbardziej obciążony jest pierwszy ekran. Jednakże obciążający go impuls jest wyraźnie mniejszy niż w przypadku pojedynczej przegrody (krzywa przerywana). Godnym uwagi jest fakt, że dla układu trzech przegród o jednakowym stopniu perforacji efekt zmniejszenia impulsu ciśnienia, obciążającego pierwszą przegrodę jest nieznaczny — rys. 14.

Rezultaty przedstawione na rys. 6–14 otrzymano przy założeniu, że mieszanina wybuchowa wypełniająca przestrzeń pomiędzy ekranem (ekranami) i przegrodą nie podlega załonowi. Jednakże takiego zapłonu mieszaniny nie można wykluczyć. Z tego względu, dla oceny efektywności dwustopniowej tamy przeciwybuchowej należy rozpatrzyć wpływ ewentualnego zapłonu mieszaniny na obciążenie członu izolacyjnego. Istotnym problemem jaki pojawia się w tym przypadku, jest charakter przemiany wybuchowej mieszaniny, zawartej pomiędzy perforowanym ekranem i przegrodą izolacyjną. Należy w tym względzie uzyskać odpowiedź na pytanie, czy przemiana ta ma charakter deflagracji, czy też możliwe jest przeniknięcie fali detonacyjnej przez perforowany ekran?



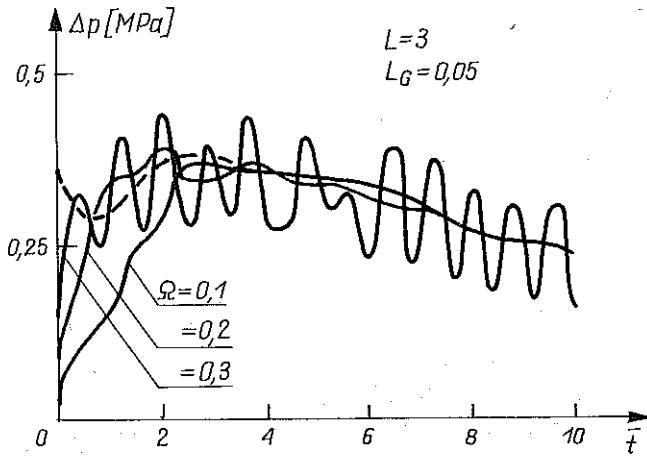
Rys. 13



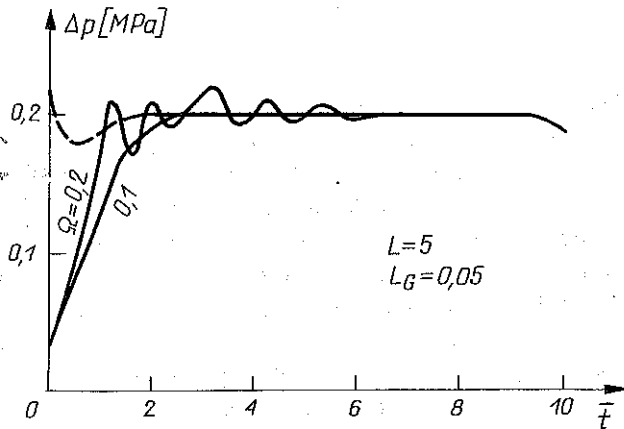
Rys. 14

W pracy [24] badano transmisję detonacji przez przegrody z otworem o różnym kształcie. Stwierdzono, że dla kołowego otworu średnica krytyczna, poniżej której detonacja przechodzi w deflagrację, jest rzędu $13a$, gdzie a oznacza poprzeczny rozmiar komórki wielofrontowej detonacji. Dla otworu w postaci szczeliny krytyczna szerokość jest rzędu $3a$. Wielkość a dla różnych mieszanin paliwowo-powietrznych zmienia się w granicach od kilku do kilkunastu cm [25] (np. dla mieszaniny metanowo-powietrznej $a = 20$ cm). A zatem technicznie możliwy jest taki dobór wielkości otworów w przegrodzie, aby zapewnić wygaszenie fali detonacyjnej.

Fala deflagracji generowana płomieniem przenikającym przez przegrodę może propagować się z dość dużą prędkością, wskutek tłokowego działania napływającego gazu. Poza tym oddziaływanie fali odbitej z płomieniem może również przyspieszyć reakcję. Istotne znaczenie ma także turbulencja przepływu powodowana obecnością ekranu. W związku z tym można szacować, że możliwa jest prędkość płomienia od $0,1$ do $0,3 D$. Wynika stąd wniosek, że czas spalania mieszaniny zawartej pomiędzy ekranem i tamą izolacyjną będzie rzędu $3-10 l_G/D$. Dalej z analizy wykresów przedstawionych na rys. 6-10 wynika, że przy $\Omega \leq 0,3$ i $L_G \geq 0,05$ w tym odcinku czasu wzrost ciśnienia spowodowany napływem gazu nie przekracza $0,2$ MPa. Przy oszacowanej prędkości płomienia wzrost ciśnienia spowodowany spalaniem mieszaniny nie będzie większy niż 20 do 30% przyrostu ciśnienia przy spalaniu laminarnym tj. $\sim 0,8$ MPa. Tak więc można się spodziewać wzrostu ciśnienia do około $1,1-1,3$ MPa. Po porównaniu tej wartości z ciśnieniem odpowiadającym bezpośredniemu odbiciu fali detonacyjnej od sztywnej przegrody tj. $4,1$ MPa, nasuwa się wniosek, że stosowanie przegrody perforowanej



Rys. 15

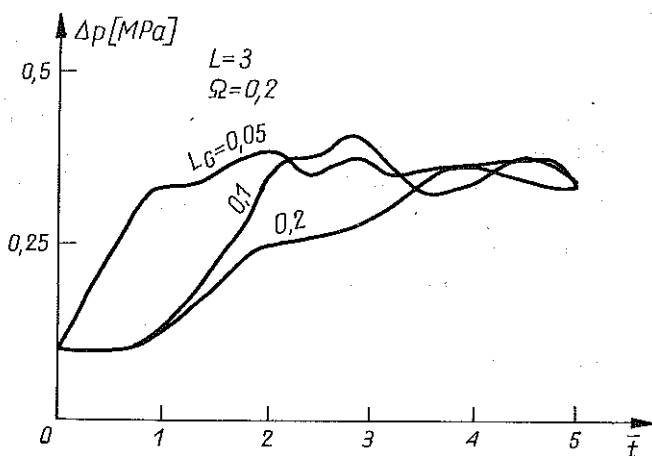


Rys. 16

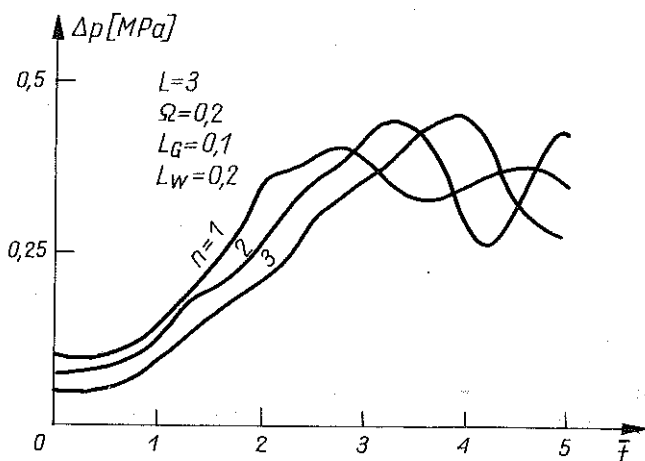
jest celowe nawet w przypadku wybuchu mieszaniny zawartej pomiędzy sztywną przegrodą i ekranem.

Rezultaty obliczeń przedstawione w pracy [18] wskazują, że dla $L \geq 3$ i $A \geq 4$ impuls ciśnienia obciążający tamę zbliża się do impulsu prostokątnego. Miarą efektywności działania ekranu perforowanego jest w tym przypadku czas narastania obciążenia działającego na sztywną przegrodę. Na rysunkach 15–19 przedstawiono wykresy ilustrujące wpływ parametrów charakteryzujących dwustopniową tamę przeciwybuchową na wielkość tego czasu.

Na rys. 15 i 16 pokazano czasowe przebiegi nadciśnienia działającego na sztywną przegrodę dla ekranów o różnym stopniu perforacji i różnej ich odległości od obszaru wybuchu. Wielkość A przyjęto równą 8, natomiast $L_G = 0,05$. Jak widać z przedstawionych wykresów, przy zmniejszaniu stopnia



Rys. 17



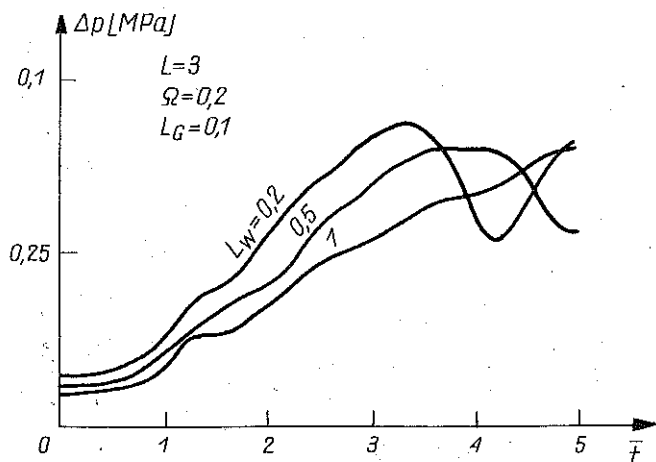
Rys. 18

perforacji ekranu wydłuża się czas narastania ciśnienia. Ciśnienie to narasta do wartości odpowiadającej bezpośredniemu odbiciu fali uderzeniowej od sztywnej przegrody (linia przerywana). W przypadku zastosowania ekranu o dość dużej wartości stopnia perforacji ($\Omega = 0,3$) występują intensywne oscylacje ciśnienia, których amplituda może przekraczać wartość ciśnienia przy bezpośrednim odbiciu fali uderzeniowej od członu izolacyjnego. Rezultat ten wskazuje, że niecelowe jest stosowanie ekranów o dużym stopniu perforacji.

Na rys. 17 przedstawiono wykresy ilustrujące wpływ odległości pomiędzy ekranem i sztywną przegrodą na przebieg nadciśnienia działającego na przegrodę. Jak wynika z przedstawionych wykresów, zmieniając L_G można regulować czas narastania obciążenia. Przebiegi nadciśnienia dla przypadku

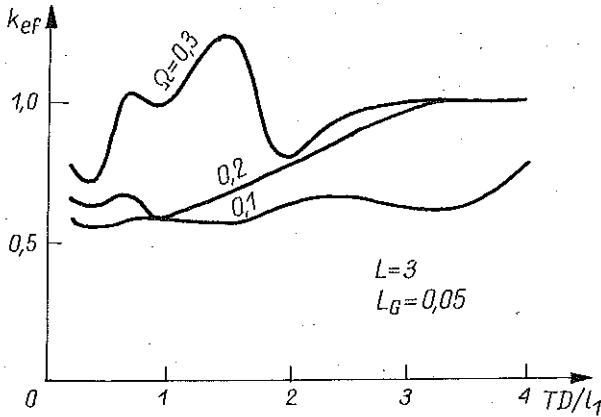
zastosowania jednego, dwóch i trzech ekranów pokazano na rys. 18. Przedstawione wykresy pokazują, że zwiększenie ilości ekranów niewiele wpływa na przebieg ciśnienia obciążającego tamę. Przyczyny wystąpienia tego efektu zostały już przedyskutowane dla przypadku padania na dwustopniową tamę przeciwwybuchową fali detonacyjnej (obciążenie trójkątne).

Zależność przebiegu nadciśnienia od wzajemnej odległości ekranów (badano dwa ekrany) przedstawiono na rys. 19. Jak wynika z zamieszczonych wykresów wzrost odległości pomiędzy ekranami w niewielkim stopniu wpływa na wydłużenie czasu narastania obciążenia.



Rys. 19

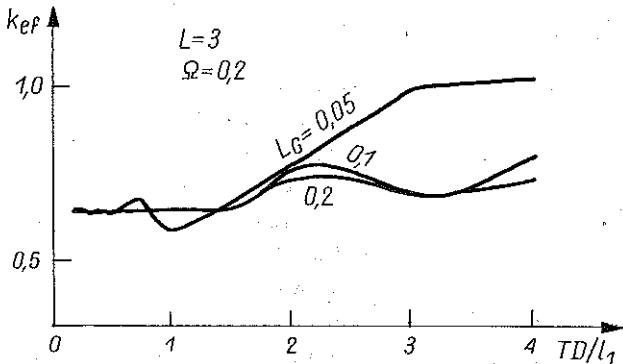
Ocena efektywności działania przegrody perforowanej w przypadku, gdy polega ono na wydłużeniu czasu narastania obciążenia, wymaga oszacowania wartości współczynnika dynamiczności obciążenia. Aby tego dokonać, należy założyć dynamiczny model sztywnej przegrody, która modeluje izolacyjny człon dwustopniowej tamy przeciwwybuchowej. W tym miejscu należy nadmienić, że przyjęcie odkształcalności przegrody nie jest sprzeczne z założeniem, że można ją traktować jako sztywną przegrodę. Wynika to z faktu, że odkształcenia są niewielkie i praktycznie nie wpływają one na przebieg ciśnienia gazu. Badania eksperymentalne przeprowadzone w górniczych wyrobiskach korytarzowych [26] wykazały, że decydujące znaczenie dla wytrzymałości izolacyjnego członu tamy ma jego oryglowanie. Dlatego oceniając stopień narażenia na zniszczenie, można traktować człon izolacyjny jako układ drgający o jednym stopniu swobody. W modelu tym człon izolacyjny traktowany jest jako masa bezwładna, zaś oryglowanie jako element sprężysty. Opierając się na takim modelu i otrzymanych z obliczeń przebiegach nadciśnienia można określić wielkość maksymalnego ugięcia odpowiadającego danemu obciążeniu. Proponujemy wprowadzenie współczynnika efektywności



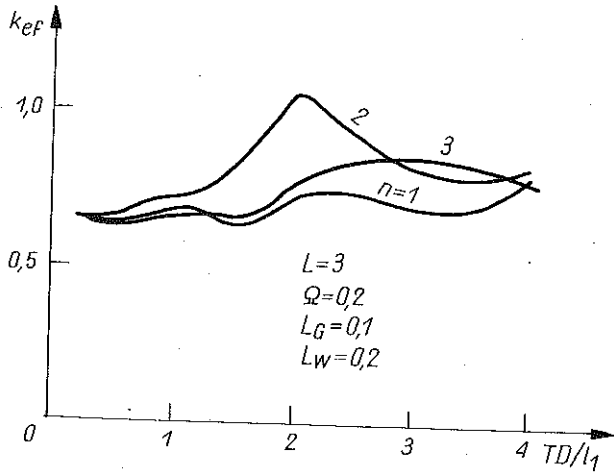
Rys. 20

działania przegrody perforowanej k_{ef} , równego stosunkowi maksymalnego ugięcia dla obciążenia wywieranego na tamę przy zastosowaniu ekranu i bez niego. Na rys. 20 przedstawiono wykresy zmiany współczynnika k_{ef} w funkcji stosunku okresu drgań własnych T do charakterystycznego czasu l_1/D dla przypadku jednej przegrody o różnym stopniu perforacji. Wpływ odległości przegrody od czołu izolacyjnego, ilości przegród i ich wzajemnej odległości na wielkość k_{ef} ilustrują wykresy na rys. 21, 22 i 23.

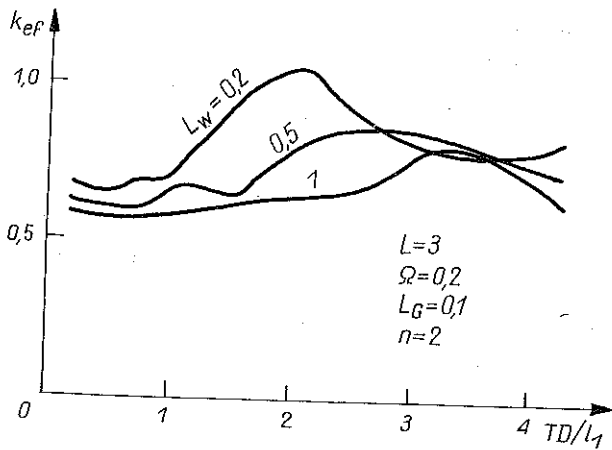
Wartości k_{ef} , które można odczytać z wykresów na rys. 20–23, pozwalają stwierdzić, że przegroda o stopniu perforacji 0,2 umożliwia zmniejszenie obciążenia dynamicznego o około 35%, zaś przegroda z $\Omega = 0,1$ — około 45%. Trzeba jednakże mieć na uwadze następujące fakty. Po pierwsze, efekt osłabienia obciążenia dynamicznego występuje wyraźnie dla małych wartości okresu drgań własnych tamy izolacyjnej. Tak więc zastosowanie przegrody perforowanej będzie efektywne jedynie w przypadku silnie oryglowanych



Rys. 21



Rys. 22



Rys. 23

i niezbyt masywnych tam izolacyjnych. Po drugie, oscylacje ciśnienia wywołane obecnością ekranu mogą powodować zjawiska rezonansowe, które prowadzą do wzrostu obciążenia dynamicznego powyżej wartości odpowiadającej przypadkowi bez zastosowania ekranu perforowanego. O możliwości wystąpienia zjawisk rezonansowych świadczy niemonotoniczny charakter zależności współczynnika k_{ef} od wielkości TD/l_1 .

Analiza wartości współczynnika k_{ef} wskazuje, że zastosowanie przegrody perforowanej w warunkach, gdy na tamę pada fala o prostokątnym profilu ciśnienia jest celowe wówczas, gdy możliwe jest zapewnienie czasu narastania obciążenia dłuższego niż okres drgań własnych tamy izolacyjnej. Wielkość

czasu narastania obciążenia t_n można oszacować w sposób przybliżony na podstawie następującego rozumowania.

Założymy, że przy bezpośrednim padaniu fali uderzeniowej na tamę ustalają się wielkości p_s i ϱ_s , które są parametrami spiętrzenia strumienia. W przypadku zastosowania ekranu perforowanego gaz będzie napływał do przestrzeni pomiędzy ekranem i sztywną przegrodą do momentu, gdy gęstość gazu osiągnie wartość ϱ_s . Zatem przez otwory w ekranie musi wpłynąć, masa gazu o wartości

$$(3.1) \quad \Delta m = (\varrho_s - \varrho_0) l_G A_0,$$

gdzie A_0 jest poprzecznym przekrojem kanału (rys. 1),

Czas napełnienia przestrzeni $l_G A_0$ można oszacować z równania

$$(3.2) \quad \int_0^{t_n} G dt = \Delta m.$$

Zgodnie z wyrażeniem (2.1) mamy:

$$(3.3) \quad G = \alpha \Omega A_0 \sqrt{p_s \varrho_s}.$$

Wstawiając wzór (3.3) do równania (3.2) otrzymujemy

$$(3.4) \quad \int_0^{t_n} \alpha dt = \frac{(\varrho_s - \varrho_0) l_G}{\Omega \sqrt{p_s \varrho_s}}.$$

Dla przybliżonego oszacowania t_n przyjmujemy

$$(3.5) \quad \alpha = \begin{cases} \alpha_0 & \text{dla } p/p_s \leq 0,5, \\ s\alpha_0 & \text{dla } p/p_s > 0,5, \end{cases}$$

$$s \in [0, 1].$$

Z wyrażen (3.4) i (3.5) otrzymujemy

$$(3.6) \quad t_n = \frac{(\varrho_s - \varrho_0) l_G}{s\alpha_0 \Omega \sqrt{p_s \varrho_s}} \frac{1-s}{s} t^*.$$

Czas t^* , dla którego ciśnienie w przestrzeni pomiędzy przegrodą i tamą izolacyjną osiąga wartość $0,5 p_s$, można oszacować z równania:

$$(3.7) \quad (\varrho^* - \varrho_0) l_G A_0 = \int_0^{t^*} G dt = \alpha_0 t^* \Omega A_0 \sqrt{p_s \varrho_s},$$

stąd

$$(3.8) \quad t^* = \frac{(\varrho^* - \varrho_0) l_G}{\alpha_0 \Omega \sqrt{p_s \varrho_s}}.$$

Zakładając izentropowość procesu, mamy

$$(3.9) \quad \frac{\varrho^*}{\varrho_s} = \left(\frac{p}{p_s} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,5^{1,4} = 0,6.$$

Otrzymujemy zatem następujące wyrażenie na czas narastania ciśnienia w przestrzeni pomiędzy przegrodą i tamą:

$$(3.10) \quad t_n = \frac{Cl_G}{\alpha_0 \Omega},$$

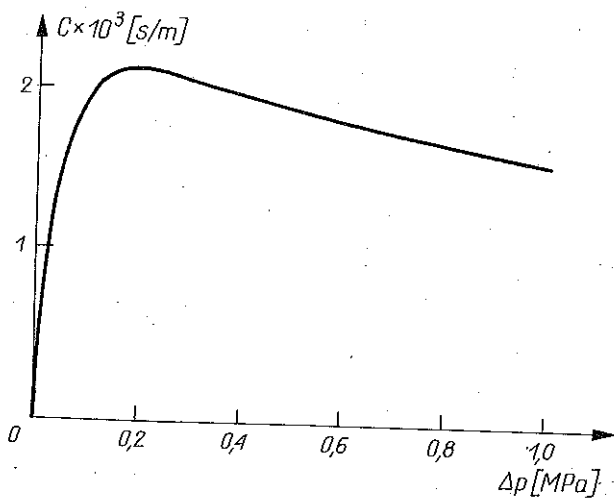
gdzie współczynnik C

$$(3.11) \quad C = \frac{0,2 \left(\frac{2}{s} + 3 \right) \varrho_s - \varrho_0}{\sqrt{p_s \varrho_s}},$$

jest jedynie funkcją nadciśnienia na czole fali padającej na przegrodę tzn. $C = C(\Delta p)$.

Na podstawie wykresu $\alpha = \alpha(p_1/p_s, \bar{\lambda}_w = 0)$ przedstawionego na rys. 4 przyjęto $s = 0,9$, $\alpha_0 = 0,68$. Wykres wartości $C(\Delta p)$ dla tej wartości s pokazano na rys. 24. Na rys. 15–18 zaznaczono na wykresach krzyżykami punkty odpowiadające wartościom $t_n = t_n D/l_1$ oszacowanym na podstawie wzoru (3.10). Położenie zaznaczonych punktów wskazuje na to, że wzór (3.11) określa czas narastania ciśnienia z wystarczającą dla celów praktycznych dokładnością. W przypadku układu przegród, wzór (3.10) daje zaniżoną wartość t_n , co jest zrozumiałe, zważywszy że wzór ten został wyprowadzony dla przypadku obecności tylko jednej przegrody.

Wykres funkcji $C(\Delta p)$ pokazany na rys. 24 dowodzi, że dla słabych fal uderzeniowych efektywność działania perforowanej przegrody jest bardzo



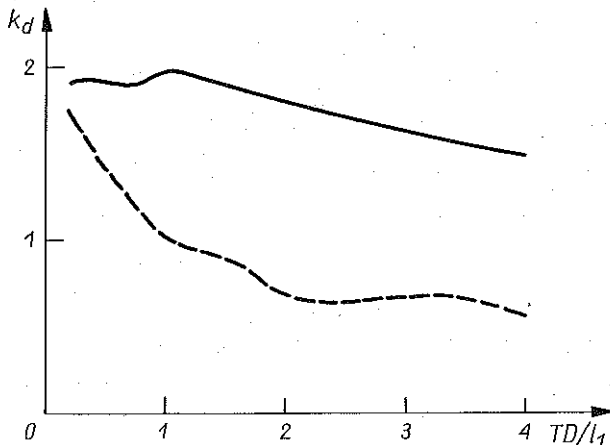
Rys. 24

niska. Z tego względu stosowanie jej przy nadciśnieniach mniejszych od 50 kPa jest niecelowe. Zauważmy, że dla $\Delta p > 50$ kPa wartość C słabo zależy od Δp . Z tego względu można przyjąć $C = \bar{C} = 1800$ s/m. Uwzględniając ten fakt można podać następujące kryterium, które spełniać musi przegroda perforowana, aby efektywnie osłabić dynamiczne obciążenie działające na tamę:

$$(3.12) \quad T \leq 2,65 \frac{l_G}{\Omega},$$

gdzie T wyrażone jest w milisekundach, l_G w metrach.

Warunek (3.12) wskazuje, że niecelowe jest stosowanie rozwiązań zwiększających masę członu izolacyjnego, powoduje to bowiem wzrost wartości T . Natomiast zwiększenie masy tamy izolacyjnej w przypadku gdy nie ma perforowanego ekranu jest celowe pod warunkiem, że masa tamy jest większa od pewnej wartości granicznej. Sens tej granicy można wyjaśnić na podstawie przedstawionego na rys. 25 wykresu zależności współczynnika dynamiczności obciążenia k_d od bezwymiarowego okresu drgań TD/l_1 dla przypadku bez zastosowania ekranu przy $L=3$ i $A=8$. Jak wynika z przedstawionego wykresu dla $T \leq 1,5 l_1/D$ współczynnik k_d zbliżony jest do wartości 2, odpowiadającej impulsowi prostokątnemu. Zatem zmiana masy w takim zakresie, aby zachodziło $T \leq 1,5 l_1/D$ nie wpływa na wielkość obciążenia dynamicznego. Zwiększenie masy tamy powodujące wzrost T powyżej $1,5 l_1/D$ powoduje stosunkowo wolny spadek obciążenia dynamicznego. Na przykład dla tamy, dla której $T = l_1/D$ uzyskanie 20% spadku wartości k_d wymaga zastosowania balastu ośmiokrotnie przekraczającego masę tamy. Bardziej celowe jest w tym przypadku zastosowanie perforowanego ekranu i „odchudzenie” tamy, tak aby spełniony by warunek (3.12).



Rys. 25

Na zakończenie przedstawionych rozważań chcielibyśmy zwrócić uwagę na przyczynę, która sprawia, że klasyczne środki osłabiania efektu działania fali podmuchowej, takie jak przegrody perforowane i zwiększanie masy obciążanego elementu, są w rozpatrywanym przypadku znacznie mniej efektywne niż dla wybuchu w otwartej przestrzeni. Jest to spowodowane prostokątnym profilem ciśnienia w padającej fali podmuchowej. Jak pokazano w pracy [18], efekt tarcia strumienia gazu o ścianki kanału sprawia, że impuls ciśnienia obciążający tamę jest zbliżony do prostokątnego. Tymczasem rozpatrywane środki osłabienia fali wybuchowej działają efektywnie w przypadku trójkątnego impulsu ciśnienia charakterystycznego dla wybuchu w otwartej przestrzeni. Wynika stąd, że ich efektywność będzie relatywnie wysoka w bliskiej strefie wybuchu, w szczególności w przypadku, gdy fala detonacyjna pada bezpośrednio na tamę. Wpływ zwiększenia masy tamy na obciążenie dynamiczne można dla tego przypadku ocenić na podstawie wykresu współczynnika dynamiczności — linia przerywana na rys. 25. Jak widać, wzrost masy tamy może powodować istotny spadek obciążenia dynamicznego. Tym niemniej, zważywszy że wartości $k_d = 0,7$ odpowiada w tym przypadku ciśnienie około 3 MPa, bardziej celowe wydaje się być zastosowanie układu przegród perforowanych.

4. PODSUMOWANIE WYNIKÓW ANALIZY

Przeprowadzona w pracy analiza procesu oddziaływania fali podmuchowej generowanej wybuchem mieszaniny gazowej w kanale o szorstkich ściankach z dwustopniową tamą przeciwwybuchową pozwala na sformułowanie następujących wniosków odnośnie doboru parametrów tej tamy.

A. W odniesieniu do przegród osłaniających przed działaniem fali podmuchowej tamy izolacyjne, znajdujące się w odległości od obszaru wybuchu co najmniej równej długości obszaru wybuchu:

1. Działanie przegrody perforowanej nie powoduje zmniejszenia wysokości impulsu ciśnienia, a jedynie zwiększa czas narastania obciążenia. Pozwala to zmniejszyć obciążenie dynamiczne działające naoryglowanie tamy;

2. Tama izolacyjna osłaniana przegrodą perforowaną powinna wytrzymać obciążenie dynamiczne równe $1,4 \Delta p_{odb}$ dla stopnia perforacji $\Omega = 0,2$ i $1,2 \Delta p_{odb}$ dla $\Omega = 0,1$. Wielkość nadciśnienia w odbitej fali podmuchowej Δp_{odb} w zależności od odległości od obszaru wybuchu i współczynnika oporów przepływu Λ można odczytać z wykresów zamieszczonych w pracy [18]. Stosowanie przegrody perforowanej w przypadku, gdy nadciśnienie na czole fali padającej $\Delta p < 50$ kPa jest niecelowe.

3. W przypadku gdy tama izolacyjna nie jest osłaniana perforowanym ekranem, powinna wytrzymać obciążenie $2\Delta p_{odb}$.

4. Warunkiem efektywnego działania przegrody perforowanej jest spełnienie kryterium (3.12).

5. Aby uniknąć silnych oscylacji ciśnienia działającego na tamę należy stosować przegrody o stopniu perforacji 0,1–0,2.

6. Zastosowanie układu przegród jest celowe jedynie w przypadku przegród o niskiej wytrzymałości i dużej wartości Δp_{odb} . Wskazane jest zastosowanie przegród o stopniowo zmniejszającym się stopniu perforacji. Odległości pomiędzy przegrodami powinny być rzędu 0,1–0,3 odległości ostatniej przegrody od tamy izolacyjnej.

7. Ze względu na to, że kształt impulsu ciśnienia zbliżony jest do prostokątnego, zwiększenie masy tamy jest mało efektywnym środkiem ochrony przed działaniem fali podmuchowej.

B. W odniesieniu do przegród osłaniających tamy izolacyjne przed bezpośrednim działaniem wybuchu i w bliskiej strefie wybuchu (odległość od obszaru wybuchu nie większa od wielkości obszaru wybuchu):

1. Perforowany ekran powoduje zmniejszenie amplitudy impulsu ciśnienia i wydłuża czas narastania obciążenia.

2. Zastosowanie przegrody o stopniu perforacji 0,1–0,3 umieszczonej przed członem izolacyjnym w odległości 0,03–0,05 długości kanału zajętej przez mieszaninę wybuchową zapewnia obniżenie maksymalnego ciśnienia działającego na tamę izolacyjną do wartości niewiele przekraczającej ciśnienie przy spalaniu gazu w stałej objętości.

3. W celu zapobieżenia przeniknięciu fali detonacyjnej przez otwory w przegrodzie wskazane jest spełnienie kryterium

$$w < Ra,$$

gdzie w oznacza poprzeczny wymiar otworu, $R = 13$ dla kołowych otworów i 3 dla otworów w postaci szczelin, a zaś oznacza szerokość komórki wielofrontowej detonacji (dla mieszaniny metanowo-powietrznej $a = 0,2$ m). Ze względu na możliwość przeniknięcia płomienia i jego przyspieszenie, nie wskazane jest stosowanie odległości pomiędzy przegrodą i tamą większych niż 10 średnic kanału (wielkość ustalona doświadczalnie).

4. Ze względu na duże obciążenie działające na sztywną przegrodę (tamę) należy stosować układ ekranów (trzy i więcej) odległych od siebie o 0,1–0,3 l_G . Wskazane jest zastosowanie układu ekranów o zmniejszającym się w stronę tamy stopniu perforacji oraz wzmocnienie pierwszej przegrody. Najmniejszy stopień perforacji powinien być zbliżony do 0,2.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. B. CWIEK, E. WŁODARCZYK, E. TRĘBIŃSKI, *Kierunki badań wytrzymałości i konstrukcji górniczych przeciwybuchowych tam izolacyjnych*, Bezpieczeństwo Pracy w Górnictwie, 1, 1985.
2. J. J. GLASS, G. N. PATTERSON, *A theoretical and experimental study of shock-tube flows*, JAS, 22, 2, 1955.

3. J. E. BEWMAN, G. V. F. NIBLETT, *The passage of a plane shock wave through a wire gauze*, Proc. Amer. Phys. Soc., **68**, 12, 432N, 1955.
4. W. I. FRANKS, J. G. HALL, *Collision of plane shock waves with wire screens*, JAS, **24**, 12, 1957.
5. Д. М. Войтенко, *Взаимодействие ударной волны и проницаемой стенки*, Вестн. МТУ, сер. Математика, механика, **3**, 1969.
6. C. G. DAIN, J. P. HODGSON, *Generation of weak shock waves in shock tubes*, Aeronaut. Quart., **25**, 2, 1974.
7. Е. Ф. Жигалко, *Прострейшие решения задач о взаимодействия ударных волн с проницаемыми стенками*, В сб. Газодинамика и теплообмен, вып. 4, изд. ЛГУ, Ленинград 1975.
8. Г. Л. Гродзовский, *Взаимодействие ударных волн и перфорированных стенок*, Учен. зап. ЦАГИ, **6**, 2, 1975.
9. Е. Н. Островский, *Поглощение отраженной ударной волны в результате взаимодействия сильной падающей ударной волны с перфорированной преградой*, Учен. зап. ЦАГИ, **6**, 5, 1975.
10. В. Т. Гринь, А. Н. Крайко, Л. Г. Миллер, *К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке*, ПМТФ, **3**, 1981.
11. В. Д. Шевцов, *Взаимодействие ударных волн с проницаемыми преградами*, Вестн. ЛГУ, сер. Математика, Механика, астрономия, 1982, вып. 1.
12. В. Е. Клаковский, В. Н. Минеев, Г. С. Григорьев, В. Ю. Веришин, А. Ю. Логвенов, *Ослабление воздушной ударной волны перфорированными преградами*, ФГВ, **5**, 1983.
13. С. В. Гуввернюк, М. М. Симоненко, *Взаимодействие цилиндрической ударной волны с тонкостенным перфорированным экраном*, ПМТФ, **6**, 1985.
14. А. А. Гуриц, П. С. Малый, С. К. Савенко, *Ударные воздушные волны в горных выработках*, Недра, Москва 1983.
15. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шагратов, *К расчету течений с детонационными волнами*, Химическая физика, **3**, 1984.
16. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шагратов, *Расчет параметров плоских волн в воздухе при детонации газовых смесей*, Химическая физика, **6**, 1984.
17. E. WŁODARCZYK, *Plane expansion of real detonation products, Closed form solutions*, J. Tech. Phys., **25**, 3-4, 1984.
18. R. TRĘBIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *Theoretical analysis of the shape of pressure pulse generated by gas mixture explosion in a channel with rough walls*, J. Tech. Phys., **27**, 4, 1986.
19. Е. Ф. Жигалко, В. Д. Шевцов, *Исследование взаимодействия ударной волны с решеткой пластины*, ПМТФ, **3**, 1982.
20. W. JUNGOWSKI, *Podstawy dynamiki gazów*, Wyd. Politech. Warsz, Warszawa 1969.
21. С. К. Годунов и др., *Численное решение многомерных задач газовой динамики*, Наука, Москва 1976.
22. R. TRĘBIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *Application of S. K. Godunov's method for solving the problem of quasi-one-dimensional gas flow with a shock wave*, J. Tech. Phys., **24**, 1, 1983.
23. E. WŁODARCZYK, *Wybuch przestrzenny mieszaniny gazowej i jego oddziaływanie na otoczenie*, Biul. WAT, **12**, 1979.
24. Y. K. LIU, J. H. LEE, R. KNYSTAUTAS, *Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice*, Comb. and Flame, **56**, 2, 1984.
25. J. H. LEE, *Physics of explosions*, McGill University, Montreal 1984.
26. *Експериментальне дослідження фал ударних хвиль генерованих вибухом суміші метаново-повітряної в копальні дошвидчальної „Barbara”* (не опубліковане).

Резюме

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ С ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ ПЕРЕМЫЧКОЙ В ШЕРЕХОВАТОМ КАНАЛЕ

Проведен обширный анализ процесса взаимодействия взрывной волны с двухступенчатой-перемычкой, помещенной в шереховатом канале. Перемычка моделирована системой: перфорированный экран (экраны) — жесткая непроницаемая преграда. Волна генерирована взрывом газовой смеси (метан + воздух). Исследовано влияние геометрических параметров системы (степень перфорации, расстояние между элементами перемычки, расстояние от зоны взрыва) на форму импульса давления, действующего на последний элемент перемычки — жесткую непроницаемую преграду. В результате проведенного анализа сформулированы практические следствия, касающиеся конструктивных параметров двухступенчатой противовзрывной перемычки.

SUMMARY

INTERACTION OF EXPLOSIVE WAVE WITH A TWO-STAGE DAM IN A ROUGH CHANNEL

Extensive analysis is presented of the interaction process between an explosive wave and a two-stage dam placed in a rough channel. The dam is modelled by the system: perforated screen (screens) — rigid impermeable partition. The wave is generated by explosion of methane-air mixture. The analysis concerns the influence of geometric parameters of the system (perforation, distance between the dam elements, distance from the explosion zone) on the form of the pressure pulse acting on the last dam element, the rigid impermeable barrier. As a result, certain practical conclusions are formulated concerning the parameters of two-stage anti-explosion dams.

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA, WARSZAWA

Praca została złożona w Redakcji w dniu 8 kwietnia 1987 r.
