

O PEWNEJ METODZIE WYZNACZANIA ADIABAT UDERZENIOWYCH DLA POROWATYCH OŚRODKÓW WIELOSKŁADNIKOWYCH

RADOSŁAW TRĘBIŃSKI
WALDEMAR TRZCIŃSKI
EDWARD WŁODARCZYK

Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

1. Wstęp

Dla rozwiązania problemu oddziaływania wybuchu na ośrodek ciągły konieczna jest znajomość równania stanu danego ośrodka. W oparciu o kaloryczne równanie stanu $\varepsilon = \varepsilon(p, v)$, gdzie wielkości ε , p i v oznaczają odpowiednio energię wewnętrzną, ciśnienie i objętość właściwą, wyznaczyć można równania adiabaty uderzeniowej i izentropy rozprężania opisujące zmiany stanu ośrodka spowodowane działaniem fali wybuchowej. Teoretyczne określenie równania stanu dla ośrodków skondensowanych w zakresie wartości parametrów stanu odpowiadających falom detonacyjnym napotyka na znaczne trudności [1]. Trudności te potęgują się, gdy ośrodek przedstawia sobą wieloskładnikową mieszaninę. Dlatego też rezygnując z wyznaczenia równania stanu w postaci $\varepsilon(p, v)$, zastosujemy do opisu dynamicznej odpowiedzi porowatego ośrodka wieloskładnikowego zmodyfikowany model Ch. A. Rachmatulina [2]. W oparciu o ten model wyznaczmy adiabaty uderzeniowego sprężania porowatych mieszanin.

Praca składa się z czterech rozdziałów. W rozdziale drugim wyprowadzamy ogólną postać związku $\varrho - p$ dla ośrodka wieloskładnikowego, a w trzecim określamy konkretną postać funkcji φ_j dla poszczególnych składników i stosujemy równanie ogólne $\varrho - p$ do opisu procesu uderzeniowego sprężania mieszaniny wieloskładnikowej. Wyniki pracy podsumowujemy w rozdziale czwartym.

2. Związek $\varrho - p$ dla rozdrobnionego ośrodka wieloskładnikowego

Rozpatrzmy ośrodek utworzony z mieszaniny n rozdrobnionych substancji. Zakładamy, że stopień granulacji poszczególnych składników jest dość duży; wymiary pojedynczych ziaren są rzędu dziesiątych części milimetra i mniejsze.

Masę j -tego składnika zawartego w jednostce objętości mieszaniny w stanie niezabu-

rzonym oznaczymy przez m_{0j} , a jego gęstość — przez ρ_{0j} . Niech α_{0j} oznacza objętość zajętą przez masę m_{0j} . Wielkości te będziemy nazywać objętościowymi zawartościami poszczególnych składników.

Przy takich oznaczeniach, uśrednioną gęstość niezaburzonego ośrodka wieloskładnikowego ρ_0 można wyrazić wzorem:

$$\rho_0 = \sum_{j=1}^n m_{0j} = \sum_{j=1}^n \alpha_{0j} \rho_{0j}, \quad (2.1)$$

przy czym:

$$m_{0j} = \alpha_{0j} \rho_{0j}. \quad (2.2)$$

Zakładamy, że w adiabatycznych procesach uderzeniowego sprężania lub izentropowego rozprężania poszczególne składniki mieszaniny znajdują się w równowadze mechanicznej. Oznacza to, że ciśnienia działające na każdy ze składników równe są średniemu ciśnieniu panującemu w danym punkcie ośrodka wieloskładnikowego. Ponadto przyjmujemy, że do opisu zmiany gęstości danego składnika w ośrodku można stosować związek $\rho - p$ obowiązujący dla czystego składnika w następującej postaci:

$$\rho_j = \varphi_j(p). \quad (2.3)$$

Indeksem „ j ” będziemy oznaczać parametry j -tego składnika w mieszaninie zaburzonej ciśnieniem p .

W zależności od rodzaju procesu przebiegającego w danym składniku, funkcje $\varphi_j(p)$ mogą być izentropami, adiabatami uderzeniowymi lub przyjmować stałe wartości w przypadku, gdy dany składnik jest substancją nieściśliwą.

Opis procesu sprężania (rozprężania) poszczególnych komponentów za pomocą związku (2.3) oznacza przyjęcie nierównowagi termicznej między składnikami mieszaniny. Uproszczenie to jest uzasadnione dwoma faktami. Po pierwsze, czas wyrównywania się temperatur pomiędzy skondensowanymi składnikami jest o kilka rzędów wielkości większy od czasu ustalania się równowagi mechanicznej. Po drugie, zmiana objętości składników skondensowanych przy ich ogrzaniu lub ochłodzeniu jest o ponad rząd wielkości mniejsza od zmiany objętości wynikającej ze ściśliwości danej substancji. Mając na uwadze wymienione fakty, wpływ temperatury na adiabatyczny proces sprężania (rozprężania) stałych komponentów mieszaniny można zaniedbać.

Stwierdzenia te nie dotyczą sprężanego składnika gazowego, który ze względu na małą objętość poszczególnych pęcherzyków szybko oddaje ciepło, a jego objętość przy danym ciśnieniu silnie zależy od temperatury. Konsekwencje wynikające z tego faktu rozpatrzemy w dalszym ciągu rozważań. Obecnie przejdziemy do wyprowadzenia związku $\rho - p$ dla omawianego ośrodka wieloskładnikowego.

Objętościowa zawartość składników α_j przy ciśnieniu p , na skutek różnej ich ściśliwości, ulegnie zmianie w stosunku do stanu początkowego przy $p = p_0$. Zgodnie z przyjętymi założeniami zmiany te będą proporcjonalne do objętości właściwych składników v_j . Mamy zatem:

$$\frac{\alpha_j}{\alpha_{0j}} = \frac{v_j}{v_{0j}} = \frac{\rho_{0j}}{\rho_j} \quad \text{lub} \quad \alpha_j = \frac{\rho_{0j}}{\rho} \alpha_{0j}. \quad (2.4)$$

Następnie z prawa zachowania masy wynika, że:

$$\varrho_0 \sum_{j=1}^n \alpha_{0j} = \varrho \sum_{j=1}^n \alpha_j, \quad (2.5)$$

a ponieważ $\sum_{j=1}^n \alpha_{0j} = 1$, przeto po wykorzystaniu (2.4) i (2.3) z (2.5) otrzymujemy:

$$\frac{\varrho_0}{\varrho} = \sum_{j=1}^n \alpha_j = \sum_{j=1}^n \frac{\varrho_{0j}}{\varrho_j} \alpha_{0j} = \sum_{j=1}^n \frac{\alpha_{0j} \varrho_{0j}}{\varphi_j(p)}. \quad (2.6)$$

Wyrażenie (2.6) jest poszukiwanym związkiem $\varrho-p$ dla ośrodka wieloskładnikowego. Do opisu konkretnego procesu należy znać postacie funkcji φ_j dla poszczególnych składników. Niektóre z nich określimy w następnym rozdziale pracy.

3. Równanie adiabaty uderzeniowej dla porowatego ośrodka wieloskładnikowego

Proces uderzeniowego sprężania stałych (skondensowanych) składników mieszaniny można scharakteryzować za pomocą empirycznego równania o postaci:

$$D = a + \lambda u, \quad (3.1)$$

oraz związków na czole silnej fali uderzeniowej wyrażających prawa zachowania masy i pędu:

$$\varrho_0 D = \varrho(D - u), \quad (3.2)$$

$$\varrho_0 D u = p, \quad (3.3)$$

gdzie D i u oznaczają odpowiednio prędkość propagacji czoła fali uderzeniowej i prędkość ruchu ośrodka, natomiast a i λ są stałymi wielkościami wyznaczanymi eksperymentalnie. Przy wyprowadzaniu związków (3.2) i (3.3) przyjęto $u_0 = 0$ (ośrodek niezaburzony) oraz $p_0 = 0$ ($p \gg p_0$ — intensywna fala uderzeniowa).

Korzystając z przytoczonych równań (3.1) - (3.3) oraz ze związku (2.3) otrzymujemy następującą postać wyrażenia na funkcję $\varphi_j(p)$ dla j -tego składnika skondensowanego:

$$\varphi_j(p) = \frac{2\lambda_j^2 \varrho_{0j} p}{2\lambda_j(\lambda_j - 1)p - \varrho_{0j} a_j^2 + a_j \sqrt{\varrho_{0j}^2 a_j^2 + 4\lambda_j \varrho_{0j} p}}. \quad (3.4)$$

Składnik gazowy mieszaniny będziemy opisywali modelem gazu politropowego. Równania adiabaty uderzeniowej i izentropy dla gazu politropowego mają odpowiednio postać:

$$\varrho = \varrho_0 \frac{\kappa p + p_0}{\kappa p_0 + p}, \quad \kappa = \frac{k+1}{k-1}, \quad (3.5)$$

$$\varrho = \varrho_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/k}, \quad (3.6)$$

gdzie k jest wykładnikiem politropy, natomiast p_0 oznacza początkowe ciśnienie gazu.

Istotnym problemem jest określenie charakteru procesu sprężania wtrąceń gazowych w porowatych mieszaninach wieloskładnikowych. Zachodzi bowiem pytanie, czy gaz sprężany jest w sposób uderzeniowy, jak sugeruje Ch. A. Rachmatulin [2], czy też w sposób izentropowy, jak podaje G. M. Lachow [3]? Jak wynika z analizy procesów falowych w ośrodkach dwufazowych gaz — faza skondensowana ([4], [5]), sprężanie wtrąceń gazowych przebiega na drodze wielokrotnego przejścia fali uderzeniowej. Wynika stąd wniosek, że proces sprężania składnika gazowego jest procesem pośrednim pomiędzy izentropowym sprężaniem (model Lachowa) a jednokrotnym sprężaniem uderzeniowym (model Rachmatulina). Dla oceny, który z tych procesów lepiej przybliży realny proces sprężania, wykorzystaliśmy wyniki numerycznego rozwiązania problemu sprężania pęcherzyka gazowego zanurzonego w cieczy ściśliwej przy początkowym ciśnieniu w cieczy równym 10 GPa — [5]. Przy jednokrotnym, uderzeniowym sprężeniu pęcherzyka do tej wartości ciśnienia przyrost entropii wynosi $\Delta S = 8,79$ kJ/kgK. W przypadku uwzględnienia stopniowego sprężania powietrza, przy wielokrotnych odbiciach fali uderzeniowej od centrum i ścianki pęcherzyka, średni przyrost entropii w objętości pęcherzyka wyniósł $\Delta S = 2,70$ kJ/kgK. Dla porównania, entropia powietrza w warunkach normalnych jest równa 6,74 kJ/kgK.

Jak widać, przyrost entropii powietrza zawartego w pęcherzyku komprymowanym wielokrotnym przejściem stopniowanej fali uderzeniowej jest relatywnie niewielki ($\sim 40\%$). Ponadto przyrost ten jest jeszcze pomniejszany zjawiskami termalnymi, charakterystycznymi dla składnika gazowego.

Otóż sprężany uderzeniowo gaz nagrzewa się do znacznie wyższej temperatury niż otaczające go składniki skondensowane — wytwarza się duża różnica temperatur między tymi komponentami. Poza tym objętość skomprymowanych pęcherzyków gazowych, ze względu na dużą ściśliwość substancji gazowej, jest bardzo mała w porównaniu z objętościami zajętych przez pozostałe składniki. Wymienione czynniki (duży gradient temperatury i mała objętość) powodują szybkie odprowadzenie ciepła od składnika gazowego i hamują wzrost entropii.

Mając na uwadze wymienione fakty, przyjmujemy, że składnik gazowy sprężany jest w sposób izentropowy. Jest to dość dobra aproksymacja rzeczywistego przebiegu zjawiska. Ponieważ przy izentropowym sprężaniu gazu możliwe jest uzyskanie wysokiego stopnia kompresji, przeto uwzględnimy poprawkę na rzeczywiste właściwości gazu. Ostatecznie proces sprężania składnika gazowego będzie przebiegał według następującego równania:

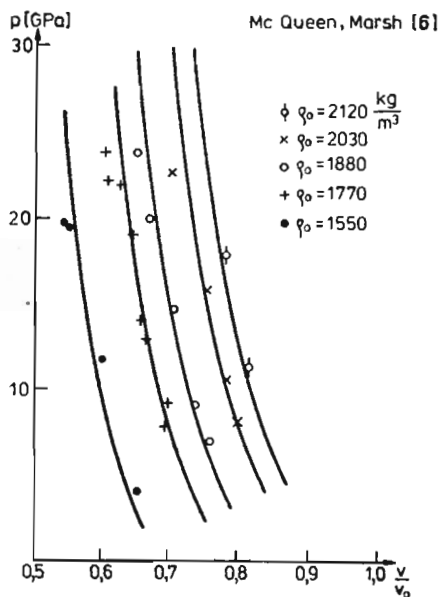
$$\varrho_1 = \varphi_1(p) = [b + (\varrho_0^{-1} - b)(p_0/p)^{1/k}]^{-1}, \quad (3.7)$$

gdzie b oznacza kowolumen (objętość właściwa zajmowana przez molekuly gazu). Indeks $j = 1$ przyporządkowaliśmy składnikowi gazowemu.

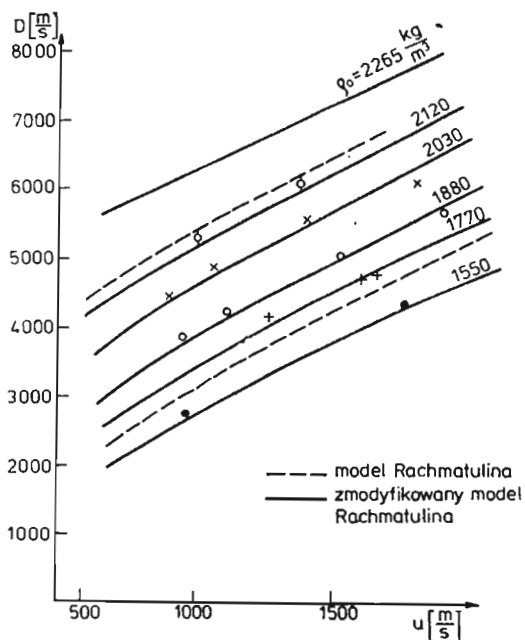
W ten sposób określiliśmy postacie funkcji φ_j dla składników skondensowanych — wzór (3.4) oraz dla gazowych — wzór (3.7). Podstawiając te postacie funkcji φ_j do ogólnego wzoru (2.6) otrzymujemy poszukiwaną adiabatę uderzeniową dla porowatego ośrodka wieloskładnikowego.

Wykorzystując wzory (2.6), (3.4) i (3.7) określiliśmy adiabaty uderzeniowe dla dwuskładnikowej mieszaniny grafit-powietrze o różnej porowatości (różne ϱ_0). Eksperymentalne adiabaty uderzeniowe porowatego grafitu dla kilku wartości początkowych gęstości

ρ_0 podają autorzy pracy [6]. W oparciu o dane tej pracy dokonaliśmy ekstrapolacji podanych tam wyników w celu uzyskania adiabat uderzeniowej dla czystego (nieporowatego) grafitu o gęstości $\rho_0 = 2265 \text{ kg/m}^3$. Otrzymaliśmy następujące wartości stałych a i λ : $a = 4380 \text{ m/s}$, $\lambda = 1,94$.



Rys. 1.

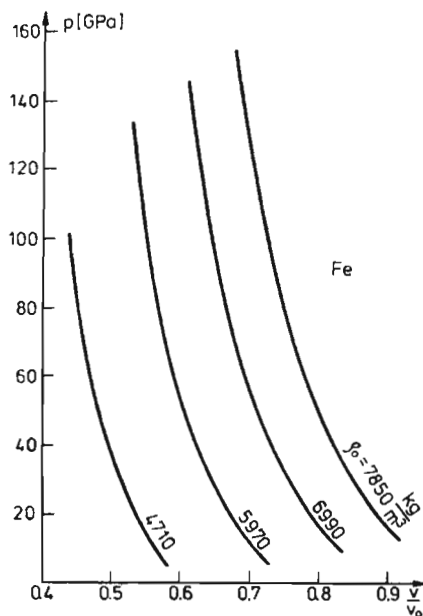


Rys. 2.

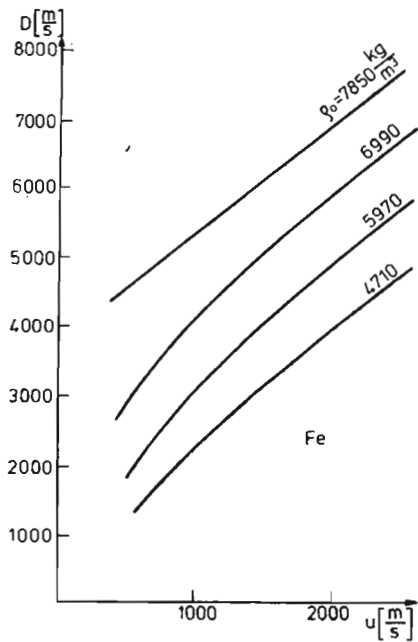
Otrzymane w ten sposób adiabaty uderzeniowe dla porowatego grafitu, wyrażone w postaci związków $p-v/v_0$ ($v = 1/\rho$, $v_0 = 1/\rho_0$) oraz $D-u$, prezentujemy odpowiednio na rysunkach 1 i 2. Na obu rysunkach zaznaczyliśmy punkty uzyskane doświadczalnie w pracy [6]. Punkty te dla ciśnień powyżej 20 GPa odchylają się od adiabat teoretycznych, co jest spowodowane przemianą fazową zachodzącą w graficie. Na rys. 2 nanieśliśmy również dla ośrodka o gęstości $\rho_0 = 1550$ i 2120 kg/m^3 wyniki odpowiadające modelowi Rachmatulina. Jak widać z przedstawionych wykresów model ten istotnie zaniża ściśliwość ośrodka, czego wynikiem jest zawyżona wartość prędkości fali uderzeniowej przy danej prędkości masowej ośrodka.

Na rys. 3-6 przedstawiliśmy w analogicznym układzie adiabaty uderzeniowe dla mieszanin żelaza z powietrzem ($a = 3800 \text{ m/s}$, $\lambda = 1,58$) — rys. 3 i 4 oraz miedzi z powietrzem ($a = 3958 \text{ m/s}$, $\lambda = 1,497$) — rys. 5 i 6 — dane zaczerpnięte z pracy [7]. Narysowane adiabaty uderzeniowe różnią się od adiabat podanych w pracy [7]. Przyczyną tych rozbieżności jest fakt, iż porowaty metal używany do badań opisanych w pracy [7] był jednolitym (nie rozdrobionym) materiałem z kulistymi kawernami wypełnionymi gazem. Dla takiego ośrodka koniecznym jest uwzględnienie wpływu wytrzymałości postaciowej szkieletu stałego składnika na proces sprężania sferycznych porów. Ściśliwość takiego układu jest znacznie mniejsza niż to wynika z modelu, w którym rozpatruje się oddzielnie sprężanie składnika gazowego i stałego.

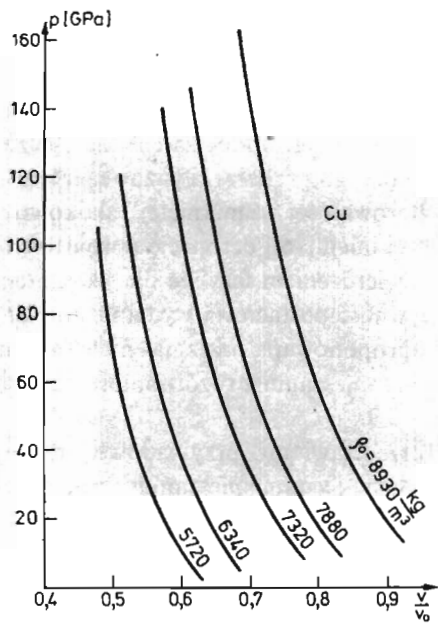
Naszym zdaniem zachodzi tu analogia ze zjawiskiem opisanym w pracy [8]. Stwierdzono w niej, że w przypadku, gdy promień pęcherzyka gazowego, zanurzonego w lepkiej nieściśliwej cieczy jest mniejszy od pewnej wartości krytycznej, wówczas redukcja jego wymiarów jest nieznaczna. Czynnikiem hamującym ruch ścianek pęcherzyka jest w tym przypadku lepkość, odgrywająca rolę sztywności postaciowej.



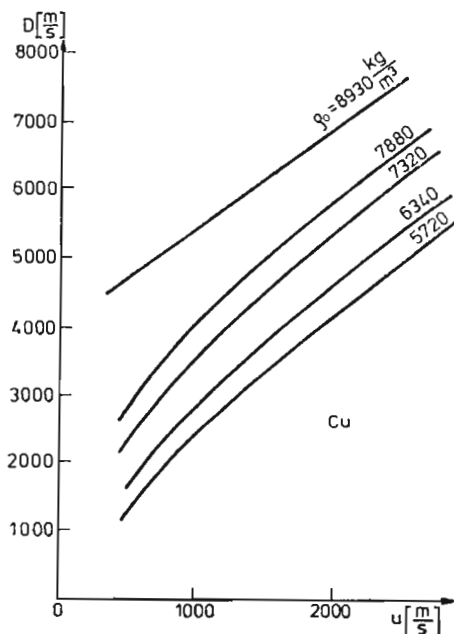
Rys. 3.



Rys. 4.



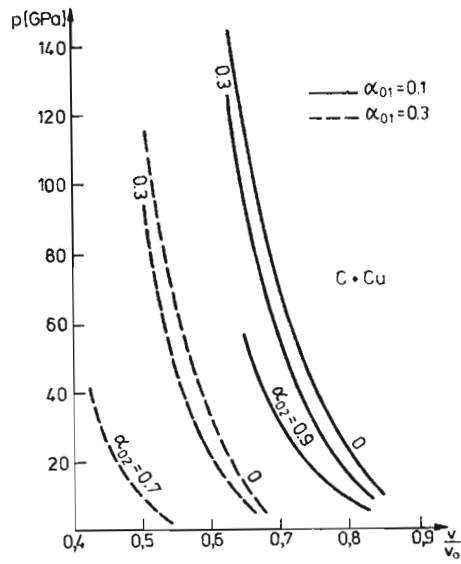
Rys. 5.



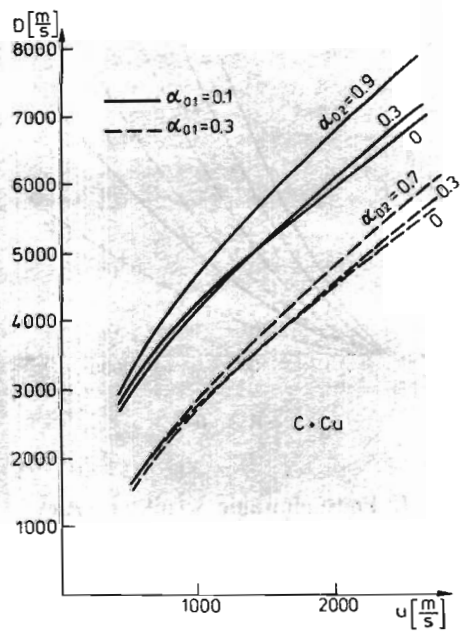
Rys. 6.

Wpływ sztywności postaciowej składników stałych na proces kompresji wtrąceń gazowych może się przejawiać również w przypadku znacznego stopnia zaprasowania mieszaniny zawierającej rozdrobnioną fazę stałą. Otóż, jak podają autorzy pracy [9], przy gęstościach zaprasowania rzędu 0,9 porowatość „otwarta” przechodzi w porowatość „zamkniętą”, tzn. wtrącenia gazowe występują w postaci oddzielnych pęcherzyków otoczonych materiałem skondensowanym. Mamy zatem analogiczną sytuację jak w przypadku jednolitego materiału zawierającego pęcherzyki gazowe. Interesującym jest, że, jak podano w [9], przy przejściu do porowatości „zamkniętej” skokowo wzrasta wielkość ciśnienia krytycznego fali uderzeniowej inicjującej detonację porowatych materiałów wybuchowych. Jest to naszym zdaniem potwierdzeniem tezy, że dla jednolitego materiału z izolowanymi wtrąceniami gazowymi sztywność postaciowa wydatnie zmniejsza stopień kompresji gazu. Wynika stąd wniosek, że zaproponowana przez nas metoda konstrukcji adiabat uderzeniowych może być stosowana dla mieszanin z rozdrobnioną fazą stałą przy gęstościach zaprasowania nie większych niż 0,9.

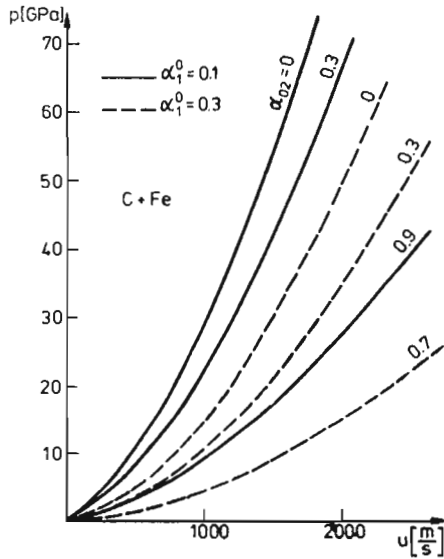
Na rysunkach 7 - 10 przedstawiamy przykładowe przebiegi adiabat uderzeniowych dla ośrodka trójskładnikowego. Są nim mieszaniny: miedź-grafit-powietrze oraz żelazo-grafit-powietrze. Adiabaty przedstawiono w układach: $p-v/v_0$, $D-u$ i $p-u$ dla różnych wartości parametrów α_{01} i α_{02} , przy czym α_{01} oznacza objętościową zawartość powietrza, natomiast α_{02} — zawartość grafitu. Z przedstawionych wykresów wynika, że zwiększenie zawartości powietrza (porowatości) powoduje dość intensywną redukcję parametrów D i p przy ustalonym u .



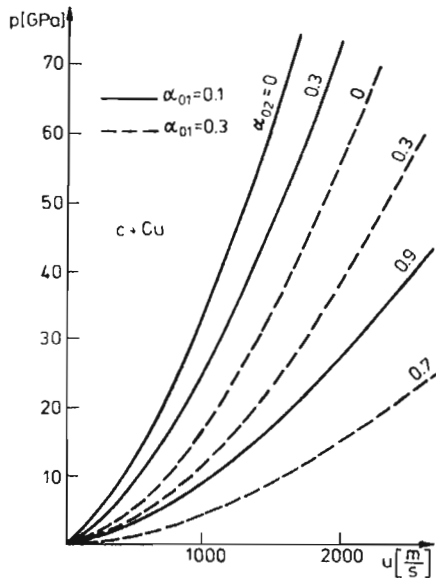
Rys. 7.



Rys. 8.



Rys. 9.



Rys. 10.

4. Podsumowanie wyników pracy

W pracy przedstawiliśmy metodę konstrukcji adiabat uderzeniowych porowatych ośrodków wieloskładnikowych. Metoda oparta jest na hipotezie, w której założono, że zmiany parametrów stanu poszczególnych składników w mieszaninie można opisać związkiem $\rho-p$ dla czystych składników. Po analizie numerycznej procesu sprężania składnika

gazowego w mieszaninie obciążonej wybuchowo ustalono, że ma on charakter zbliżony do przemiany izentropowej. Dlatego aproksymowano go równaniem izentropy dla gazu rzeczywistego z uwzględnieniem kowolumenu b . Uderzeniową kompresję składników skondensowanych opisano empirycznym równaniem o postaci $D = a + \lambda u$. W oparciu o te równania skonstruowano ogólny związek $\rho - p$ dla mieszaniny wieloskładnikowej.

Dla mieszanin zawierających składniki stałe w postaci rozdrobnionej o dość dużym stopniu rozdrobnienia (wymiary poszczególnych ziaren rzędu dziesiątych części milimetra i mniejsze), przy gęstościach zaprasowania mniejszych od 0,9 gęstości czystej substancji stanowiącej osnowę próbki, otrzymaliśmy bardzo dobrą zgodność określonych na drodze teoretycznej adiabat uderzeniowych z podanymi w literaturze danymi eksperymentalnymi.

Skonstruowana w pracy adiabata uderzeniowa dotyczy jednokrotnego sprężania ośrodka wieloskładnikowego. Natomiast w układach przeznaczonych do otrzymywania supertwardych materiałów (diamenty, borazony) metodami wybuchowymi występują procesy wielokrotnego sprężania uderzeniowego i izentropowego rozprężania. Do analizy numerycznej przebiegu tych procesów potrzebna jest znajomość adiabat uderzeniowych wielokrotnego sprężania i izentrop rozprężania. Konstrukcją tych adiabat i izentrop zajmujemy się w oddzielnej pracy.

Literatura

1. В. Н. Жарков, В. А. Калинин, *Уравнения состояния твёрдых тел при высоких давлениях и температурах*, изд. Наука, Москва 1968.
2. X. A. Рахматулин, *О распространении волн в многокомпонентных средах*. ПИММ, т. 33, 1969, с. 598—601.
3. Г. М. Ляхов, *Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах*, изд. Недра, Москва 1964.
4. R. TRĘBIŃSKI, W. TRZCIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *On penetration of pressure pulse into layered medium of diphase (liquid/gas) structure*, J. Tech. Phys. 1979, 4, pp. 451 - 464.
5. W. TRZCIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *Shock compression of gas bubbles in ideal compressible liquid*, J. Tech. Phys., 1981, 3, pp. 285 - 297.
6. R. G. MC QUEEN, S. P. MARSH, *Behaviour of dense media under high dynamic pressures*, Proc. of Symposium H.D.P., IUTAM, Paris, 1967.
7. P. МАК-КУИН, С. МАРШ, ДЖ. ТЕЙЛОР, ДЖ. ФРИТУ, У. КАРТЕР, *Уравнения состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн*, в кн. Высокоскоростные ударные явления, изд. Мир, Москва 1973.
8. W. TRZCIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *On adiabatic compression of gas bubbles in non-compressible viscous liquid*, J. Tech. Phys., 1981, 3, pp. 275 - 283.
9. А. Н. АФАНАСЕНКОВ, И. М. ВОСКОБОЙНИКОВ, *Разложение пористых конденсированных веществ в ударных волнах*, Химическая физика, 2, 1984.

Резюме

О НЕКОТОРОЙ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УДАРНЫХ АДИАБАТ ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕД

В работе представлен метод определения ударных адиабат пористых многокомпонентных сред, опираясь на уравнения процесса адиабатического сжатия для чистых компонентов. Обсужден характер изменений параметров состояния газового компонента и показано, что он сближен к изэнтропическому, независимо от характера процесса, которому подлечит целая среда. Представлены примерные диаграммы ударных адиабат сжатия для двух- и трехкомпонентных смесей.

S u m m a r y

A METHOD FOR DETERMINING SHOCK ADIABATES FOR MULTICOMPONENT POROUS MEDIA

In the work a method for determining shock adiabates of porous multicomponent media has been presented. The method has been based on equations of adiabatic compression process for pure components. A character of gas component state parameters changes has been discussed and it has been shown that the process approaches the isentropic one, irrespective of a process whole medium is subjected to. Exemplary diagrams of shock adiabates for two- and three-component mixtures have been presented.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 3 września 1984 roku
