

ANALIZA PARAMETRÓW ODBITEJ FALI UDERZENIOWEJ W UKŁADZIE GAZ-CIAŁO STAŁE

MIROSLAW MACIEJEWSKI, ANDRZEJ MARANDA,
JERZY NOWACZEWSKI, EDWARD WŁODARCZYK
i BOGDAN ZYGMUNT (WARSZAWA)

W pracy rozpatrzono problem refrakcji normalnych fal uderzeniowych na granicy fazy gazowej i stałej (powietrze—metale). Zbadano zmianę parametrów fali odbitej i załamanej jako funkcji intensywności fali padającej przy różnych fizyko-mechanicznych własnościach kontaktujących ośrodków. Uzyskane wyniki tłumaczą rolę powietrza kontaktującego z powierzchnią pyłu glinowego jako składnika zawieszinowych materiałów wybuchowych. Powietrze to, nagrzane przez odbitą falę uderzeniową do bardzo wysokiej temperatury (rzędu kilkunastu tysięcy stopni), powoduje wyparowanie aluminium i początkuje egzotermiczną reakcję utleniania paliwa, podtrzymując w ten sposób proces detonacji.

1. WSTĘP

W ostatnich latach dość szeroko rozpowszechnia się stosowanie zawieszinowych materiałów wybuchowych w górnictwie odkrywkowym i podziemnym. Spowodowane to jest m.in. dobrymi własnościami strzelniczymi tych materiałów — z jednej strony oraz dużym bezpieczeństwem pracy i możliwością jej automatyzacji — z drugiej.

W niektórych zawieszinowych materiałach wybuchowych znajduje się odpowiednia ilość powietrza. Występuje ono w postaci pęcherzyków całkowicie otoczonych fazą ciekłą oraz graniczących z powierzchnią paliwa, np. z płatkami pyłu aluminiowego. Pęcherzyki powietrza otoczone fazą ciekłą są obejmowane przez falę detonacyjną i koncentrycznie ściskane, wskutek czego temperatura powietrza zawartego w pęcherzyku szybko wzrasta. W ten sposób tworzą one dodatkowe punkty zapalne, ogniska w materiale wybuchowym. Matematycznym opracowaniem tego problemu i ilościowym określeniem temperatury powietrza zawartego w pęcherzykach zajmiemy się w osobnej pracy. W niniejszym artykule wytłumaczymy rolę, jaką spełniają pęcherzyki powietrza graniczące z powierzchnią paliwa: płatkami glinu.

Okazuje się, że mieszanina wodnego roztworu utleniacza i paliwa nie graniczącego z pęcherzykami gazu traci własności wybuchowe [1–7].

Wynika stąd, że powietrze kontaktujące z płatkami glinu spełnia rolę uczulacza. Zjawisko to zaobserwowane w eksperymentach nie posiada do tej pory fizycznej interpretacji i opisu matematycznego.

Zdaniem autorów zjawisko to można tłumaczyć dużą, chwilową koncentracją energii przy odbiciu fali uderzeniowej (wygenerowanej ładunkiem inicjującym detonację) od granicy faz powietrze — płatek glinu. Warstwa powietrza ulega silnemu

lokalnemu sprężeniu i nagrzanu do wysokiej temperatury rzędu kilku tysięcy (i więcej) stopni przez falę uderzeniową odbitą od powierzchni płátka glinu. W tej temperaturze glin wyparowuje i wchodzi w egzotermiczną reakcję utleniania. Proces parowania jest dodatkowo zintensyfikowany przez załamana falę uderzeniową, wychodzącą na powierzchnię swobodną płátka glinu.

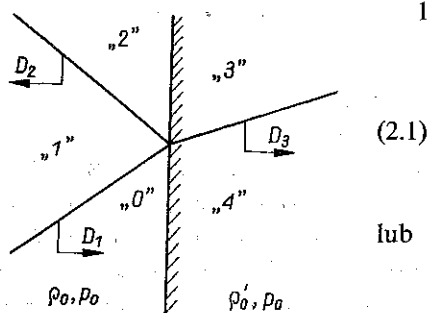
W celu oszacowania parametrów układu fali padającej, odbitej i załamanej — zbadamy zjawisko refrakcji na granicy fazy gazowej i stałej. Posłużymy się przy tym metodą podaną między innymi w [8].

Układ pracy jest następujący. W paragrafie drugim formułujemy problem, a w trzecim podajemy ogólne jego rozwiązanie. W paragrafie czwartym analizujemy parametry fal odbitych i załamanych.

2. SPORMUŁOWANIE PROBLEMU

Zbadamy problem refrakcji płaskiej fali uderzeniowej na granicy dwóch ośrodków: gaz — ciało stałe. Zakładamy, że stacjonarna fala uderzeniowa pada prostopadle na granicę ze strony ośrodka gazowego. Konfiguracja fal na płaszczyźnie x, t pokazana jest na rys. 1.

Zgodnie z prawami zachowania spełnione są następujące związki:



Rys. 1

1. na froncie fali padającej

$$\begin{aligned} \rho_1 (D_1 - v_1) &= \rho_0 D_1, \\ p_1 - p_0 &= \rho_0 v_1 D_1, \\ \frac{p_1}{p_0} &= \frac{(\gamma + 1) \rho_1 - (\gamma - 1) \rho_0}{(\gamma + 1) \rho_0 - (\gamma - 1) \rho_1}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

lub

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1) \frac{p_1}{p_0} + (\gamma - 1)}{(\gamma + 1) + (\gamma - 1) \frac{p_1}{p_0}}; \quad (2.2)$$

2. na froncie fali odbitej

$$\begin{aligned} \rho_2 (D_2 - v_2) &= \rho_1 (D_2 - v_1), \\ p_2 - p_1 &= \rho_1 (D_2 - v_1) (v_2 - v_1), \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{(\gamma + 1) \rho_2 - (\gamma - 1) \rho_1}{(\gamma + 1) \rho_1 - (\gamma - 1) \rho_2}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

lub

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) \frac{p_2}{p_1} + (\gamma - 1)}{(\gamma + 1) + (\gamma - 1) \frac{p_2}{p_1}}; \quad (2.4)$$

3. na froncie fali załamanej

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \rho_3(D_3 - v_3) &= \rho'_0 D_3, \\ p_3 - p_0 &= \rho'_0 v_3 D_3, \\ D_3 &= a'_0 + \lambda v_3. \end{aligned}$$

Równanie (2.5)₃ przedstawia ekstrapolacyjną adiabatę uderzeniową [9 i 10]. D_3 i a'_0 są odpowiednio prędkościami propagacji frontu fali uderzeniowej i dźwięku w niezaburzonym ośrodku stałym, a v_3 prędkością miasową za frontem fali; λ oznacza współczynnik charakteryzujący ściślność ośrodka; wyznacza się go eksperymentalnie [11].

Poza wypisanymi związkami dodatkowo na granicy ośrodków mamy

$$(2.6) \quad v_2 = v_3, \quad p_2 = p_3.$$

W równaniach (2.1)_{1,2} oraz w (2.5)_{1,2} wykorzystano fakt, że ośrodki przed frontami fal padającej i załamanej są niezaburzone. W związku z tym przyjęto:

$$(2.7) \quad v_0 = v_4 = 0, \quad p_4 = p_0.$$

Przejdziemy do wyprowadzenia równania na ciśnienie fali odbitej i załamanej.

3. RÓWNANIE NA CIŚNIENIE $p_2 = p_3$

Ze związków na froncie fali padającej (2.1) i (2.2) otrzymujemy

$$(3.1) \quad \begin{aligned} v_1 &= \left(\frac{p_1}{p_0} - 1 \right) \sqrt{\frac{2 \frac{p_0}{\rho_0}}{(\gamma+1) \frac{p_1}{p_0} + (\gamma-1)}}, \\ D_1 &= \sqrt{\frac{p_0}{2\rho_0} \left[(\gamma+1) \frac{p_1}{p_0} + (\gamma-1) \right]}, \end{aligned}$$

Z kolei ze związków na froncie fali załamanej (2.5) po uwzględnieniu warunków granicznych (2.6), mamy

$$(3.2) \quad \begin{aligned} v_2 &= \frac{\xi}{1 - \lambda \xi} a'_0, \\ D_3 &= \frac{1}{1 - \lambda \xi} a'_0, \end{aligned}$$

$$p_2 - p_0 = \frac{\beta_0 \xi}{(1 - \lambda \xi)^2} p_0,$$

gdzie

$$(3.3) \quad \xi = 1 - \frac{\rho'_0}{\rho_3}, \quad \beta_0 = \frac{\rho'_0 a'^2_0}{p_0}.$$

Z (3.2)₃ po rozwikłaniu względem ξ otrzymujemy

$$(3.4) \quad \xi = \frac{1}{\lambda} + \frac{\xi_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda^3} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}$$

Ze wzorów (3.2)_{1,2} wynika, że

$$(3.5) \quad 1 - \lambda\xi > 0,$$

zatem w (3.4) należy wziąć znak minus. Tak więc mamy

$$(3.6) \quad \xi = 1 - \frac{\rho'_0}{\rho_0} = \frac{1}{\lambda} + \frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0} - \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda^3} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}$$

Podstawiając (3.6) do (3.2)₁ dostajemy

$$(3.7) \quad v_2 = \frac{\frac{1}{\lambda} + \frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0} - \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda^3} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}}{\frac{\beta_0}{2\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0} - \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}} a'_0.$$

Wreszcie wykorzystując związki na froncie fali odbitej (2.3) i (2.4) otrzymamy

$$(3.8) \quad D_2 = \frac{\frac{\rho_2}{\rho_1} v_2 - v_1}{\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1},$$

$$p_2 - p_1 = \rho_1 \frac{\frac{\rho_2}{\rho_1} (v_2 - v_1)^2}{\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}.$$

Wprowadzając (2.4), (3.1)₁ i (3.7) do (3.8)₂ dochodzimy do poszukiwanego równania przestępnego na ciśnienie p_2 :

$$(3.9) \quad \frac{\frac{p_2}{\rho_1} - 1}{\sqrt{\frac{\rho_1}{2\rho_1} \left[(\gamma+1) \frac{p_2}{\rho_1} + (\gamma-1) \right]}} = \frac{\frac{p_1}{\rho_0} - 1}{\sqrt{\frac{\rho_0}{2\rho_0} \left[(\gamma+1) \frac{p_1}{\rho_0} + (\gamma-1) \right]}} +$$

$$+ \frac{\frac{1}{\lambda} + \frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0} - \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda^2} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda^3} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}}{\frac{\beta_0}{2\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0} - \sqrt{\left(\frac{\beta_0}{2\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0}\right)^2 + \frac{\beta_0}{\lambda} \frac{p_0}{p_2 - p_0}}}$$

Wprowadzimy następujące oznaczenia:

$$(3.10) \quad \frac{p_1}{p_0} = x, \quad \frac{p_2}{p_1} = y, \quad z = \frac{T_2}{T_0}.$$

Wówczas wzór (3.9) można sprowadzić do następującej postaci:

$$(3.11) \quad \frac{y-1}{\sqrt{\frac{\gamma+1+(\gamma-1)x}{\gamma-1+(\gamma-1)x} [(\gamma+1)y+(\gamma-1)]}} = \frac{x-1}{\sqrt{(\gamma+1)x+(\gamma-1)}} + \frac{a'_0}{a_0} \frac{1}{2\lambda} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4\lambda}{\beta_0} (xy-1)} \right].$$

Wykorzystując równanie stanu dla gazu doskonałego

$$(3.12) \quad T = \frac{p}{\rho R}$$

oraz równania adiabat uderzeniowych (2.2) i (2.4) i oznaczenia (3.10) otrzymamy

$$(3.13) \quad z = \frac{T_2}{T_0} = xy \frac{\gamma+1+(\gamma-1)x}{\gamma-1+(\gamma+1)x} \frac{\gamma+1+(\gamma-1)y}{\gamma-1+(\gamma+1)y}.$$

Przejdziemy do analizy wyprowadzonych wzorów.

4. ANALIZA NUMERYCZNA RÓWNANIA (3.11)

W pierwszej kolejności zbadamy, czy jest możliwe bezodbiciowe przejście fali uderzeniowej przez granicę kontaktową badanych ośrodków. W tym celu należy zbadać równanie (3.11) przy warunku $y=1$. Dla ułatwienia rachunków wprowadzimy następujące oznaczenia:

$$(4.1) \quad f_1(x) = \frac{x-1}{\sqrt{(\gamma+1)x+(\gamma-1)}}, \quad x \geq 1, \\ f_2(x) = \frac{a'_0}{a_0} \frac{1}{2\lambda} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \left[\sqrt{1 + \frac{4\lambda}{\beta_0} (x-1)} - 1 \right], \quad x \geq 1.$$

Podstawiając w (3.11) $y=1$, otrzymamy

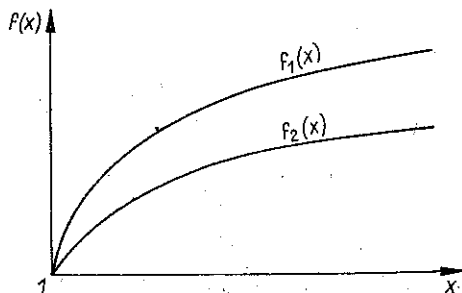
$$(4.2) \quad f_1(x) - f_2(x) = 0.$$

Z analizy funkcji $f_1(x)$ i $f_2(x)$ wynika, że

$$(4.3) \quad f_1(1) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow \infty} f_1(x) = \infty, \\ f'_1(x) = \frac{(\gamma+1)x + 3\gamma - 1}{2[(\gamma+1)x + \gamma - 1]^{3/2}} > 0 \text{ dla } x > 1, \\ f''_1(x) = -\frac{(\gamma+1)^2 x + 7\gamma^2 + 6\gamma - 1}{4[(\gamma+1)x + \gamma - 1]^{5/2}} < 0, \\ f_2(1) = 0, \quad \lim_{x \rightarrow \infty} f_2(x) = \infty,$$

$$(4.4) \quad \begin{aligned} f_1'(x) &= \frac{a_0'}{a_0 \beta_0} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \left[1 + \frac{4\lambda}{\beta_0} (x-1) \right]^{-1/2} > 0, \\ f_2''(x) &= -\frac{2\lambda}{\beta_0^2} \frac{a_0'}{a_0} \sqrt{\frac{\gamma}{2}} \left[1 + \frac{4\lambda}{\beta_0} (x-1) \right]^{-3/2} < 0. \end{aligned}$$

Zgodnie z (4.3) i (4.4) funkcje $f_1(x)$ i $f_2(x)$ mają postać pokazaną na rys. 2.



Rys. 2

Wynika stąd, że równanie (3.11) dla $y=1$ jest spełnione tylko przy $x=1$, co jest równoznaczne ze zniknięciem fali padającej (ośrodki są niezaburzone). Natomiast przy $x>1$ prawa strona równania (3.11) dla układu gaz — ciało stałe jest zawsze większa od zera, co oznacza, że zawsze występuje odbita fala uderzeniowa. Fakt ten jest oczywisty i zgodny z fizyką badanego zjawiska.

Na zakończenie podajemy w formie graficznej wyniki numerycznych obliczeń. Ośrodek stały traktowano jako metal o następujących danych [11]:

Materiał	ρ_0' [kgsek ² /cm ⁴]	a' [cm/sek]	λ
Ag	$10,49 \cdot 10^{-6}$	$3,243 \cdot 10^5$	1,586
Al	$2,71 \cdot 10^{-6}$	$5,28 \cdot 10^5$	1,218
Au	$19,24 \cdot 10^{-6}$	$3,075 \cdot 10^5$	1,560
Cr	$7,10 \cdot 10^{-6}$	$5,217 \cdot 10^5$	1,465
Cu	$8,90 \cdot 10^{-6}$	$3,958 \cdot 10^5$	1,497
Pb	$11,34 \cdot 10^{-6}$	$2,028 \cdot 10^5$	1,517
Ti	$4,51 \cdot 10^{-6}$	$4,779 \cdot 10^5$	1,089

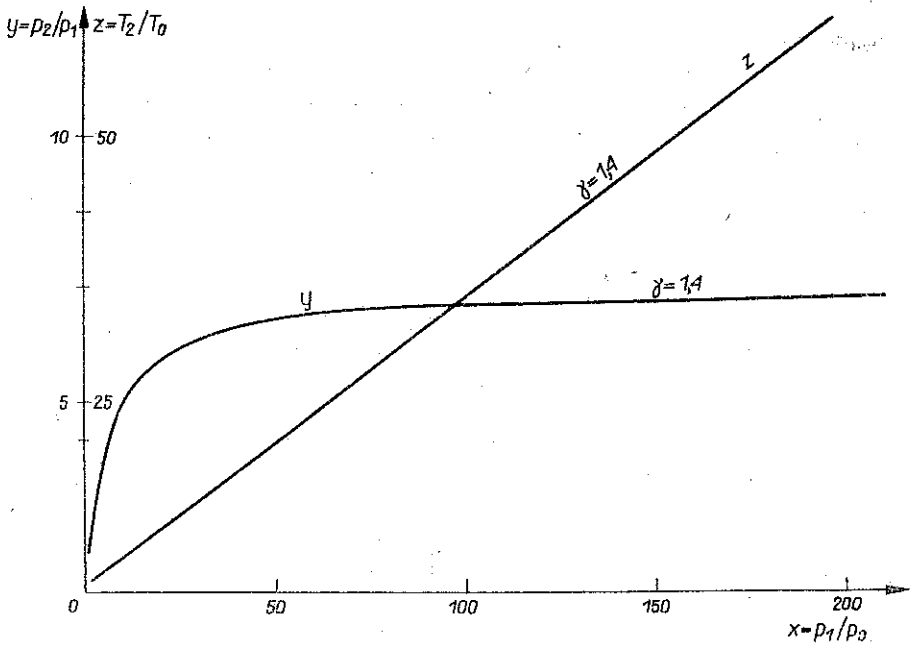
Dla wymienionych wyżej wszystkich metali praktycznie uzyskano takie same krzywe $y=y(x)$ i $z=z(x)$ (rys. 3).

Różnice dla poszczególnych metali są tak małe, że nie można ich nanieść na wykresy. Jest to więc praktyczne realizowanie odbicia od sztywnej przegrody. Jak wiadomo [12], w tym przypadku funkcja y określona jest wzorem

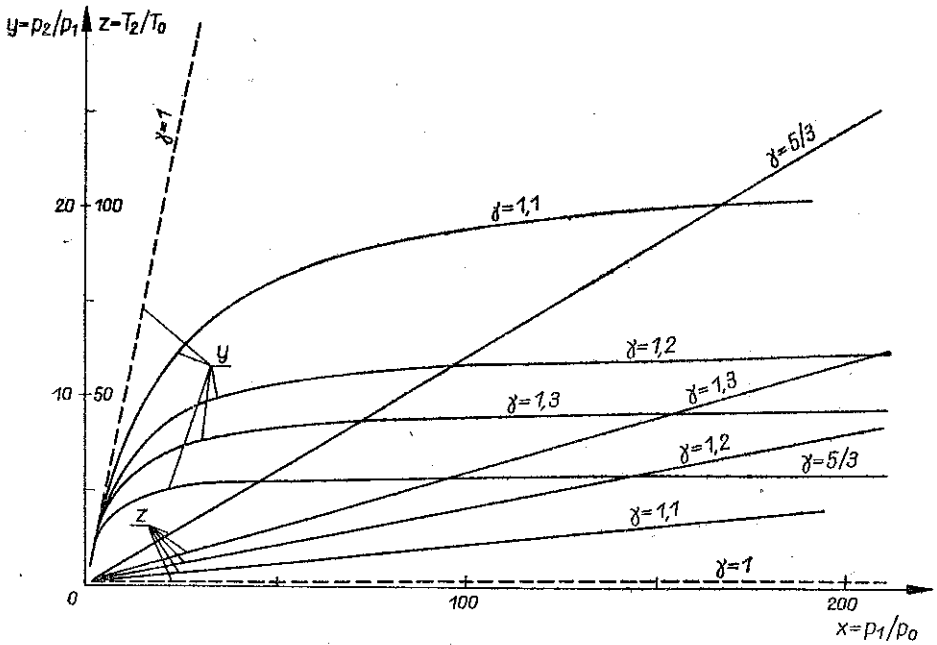
$$(4.5) \quad y = \frac{(3\gamma-1)x - (\gamma-1)}{(\gamma-1)x + (\gamma+1)},$$

a dla fali intensywniej

$$(4.6) \quad y = \frac{3\gamma-1}{\gamma-1} = \text{const.}$$



Rys. 3



Rys. 4

Na rys. 4 podano wykresy funkcji $y(x)$ i $z(x)$ dla aluminium przy różnych wartościach wykładnika politropy γ .

Z uzyskanych wykresów widać, że już przy falach padających średniej intensywności rzędu kilkuset atm., po odbiciu temperatura na granicy faz podnosi się do kilkunastu tysięcy (rys. 3 i 4), co jest wystarczające do wyparowania aluminium i zapoczątkowania egzotermicznej reakcji utleniania, tj. zapoczątkowania procesu detonacji.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. М. А. Мельников, В. В. Никитин, *Влияние алюминия на чувствительность и возбуждение детонации ВВ электрической искрой*, Физ. Гор. и Взр., 4, 1972.
2. Л. Н. Акимова, А. Я. Апин, Л. Н. Стесняк, *Детонация ВВ с бором и его органическими производными*, Физ. Гор. и Взр., 4, 1972.
3. R. W. VAN DOLAN, C. M. MASON, D. R. FORSNEY, *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.
4. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников, Г. С. Соснова, *Протекание реакций в детонационный волне смесевых взрывчатых веществ*, ПМТФ, 5, 1963.
5. М. А. СООК, *The science of high explosives*, New York 1958.
6. В. Б. Иоффе, Б. А. Меньшиков, *О детонационной способности водонаполненных взрывчатых веществ*, Горное дело, 75/32, сс. 141–151, „Недра”, Москва 1975.
7. Б. Н. Кондриков, В. Э. Анников, *Водонаполненные взрывчатые вещества на основе тонкодисперсного алюминия*, Горное дело, 75/32, сс. 151–158, „Недра”, Москва 1975.
8. E. WŁODARCZYK, *Wpływ fizycznych parametrów ośrodków na refrakcję płaskiej fali uderzeniowej w gazach*, Biul. WAT., 25, 5, 1976.
9. M. H. RICE, R. G. Mc QUEEN, J. M. WALSH, *Solid State Physics*, 6, 1, 1958.
10. R. KINSLOW, *High velocity impact phenomena*, Academic Press, New York and London 1970.
11. *Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях* (tłumaczenie z angielskiego). Изд. „Мир”, Москва 1965.
12. К. П. Станюкович, *Неустановившиеся движения сплошной среды*, Изд. „Наука”, Москва 1971.

Резюме

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ ГАЗ—ТВЕРДОЕ ТЕЛО

В работе рассмотрена проблема рефракции нормальных ударных волн на границе газовой и твердой фаз (воздух—металл). Исследовано изменение параметров отраженной и преломленной волн в функции интенсивности падающей волны при разных физико-механических свойствах контактирующих сред. Полученные в работе результаты объясняют роль воздуха контактирующего с поверхностью алюминиевой пыли, как компонента взрывчатых веществ типа взвеси. Этот воздух, нагретый отраженной ударной волной до очень высокой температуры порядка 10–20 тысяч градусов, вызывает испарение алюминия и начало экзо-термической реакции окисления топлива, поддерживая таким образом процесс детонации.

SUMMARY

ANALYSIS OF PARAMETERS OF REFLECTED SHOCK WAVE IN A GAS-SOLID SYSTEM

The problem deals with a problem of refraction of normal shock waves on the boundary between gas and solid (air-metal). The variation of the parameters of the reflected and refracted waves in terms of the incident wave intensity for different physicommechanical properties of the contacting media is examined. The results obtained explain a role of air contacting with a surface of aluminum dust as a component of the suspended explosive materials. This air heated due the reflected shock wave to a very high temperature of a dozen or so thousands of degrees causes evaporation of aluminum and initiates an exothermic reaction of oxidation of fuel, sustaining in this way a detonation process.

Praca została złożona w Redakcji dnia 25 marca 1976 r.
