

O PEWNYCH WŁASNOŚCIACH REFRAKcji PŁASKIEJ FALI UDERZENIOWEJ W CIECZACH I CIAŁACH STAŁYCH

EDWARD W Ł O D A R C Z Y K (WARSZAWA)

W pracy zbadano proces refrakcji płaskiej, stacjonarnej fali uderzeniowej w cieczach i ciałach stałych. Wyprowadzono zależności, które determinują rodzaje fal odbitych (uderzeniowe lub rozrzedzeniowe). Otrzymano również wzory, przy spełnieniu których fala uderzeniowa przechodzi przez granicę ośrodków bez żadnych zaburzeń (nie istnieje fala odbita). Badania przeprowadzono na podstawie równania Thaity oraz zlinearyzowanej postaci adiabaty uderzeniowej.

1. WSTĘP

W pracach [1 i 2] zbadano od strony jakościowej i ilościowej problem refrakcji stacjonarnej płaskiej fali uderzeniowej na granicach rozdzielających dwa różne gazy idealne [1] oraz gaz idealny i ciało stałe [2]. W pracy [1] wykazano, że dla określonych zależności wiążących fizyczne parametry ośrodków gazowych z intensywnością fali padającej nie występują fale odbite, tzn. fala padająca «nie zauważa» granicy i wchodzi bez zaburzeń w drugi ośrodek. W drugim przypadku [2], tj. w układzie gaz-ciało stałe przy padaniu fali na granicę kontaktową ze strony gazu niezaburzonego, następuje zawsze odbicie (i to dość intensywne, zbliżone do odbicia od sztywnej przegrody) fali uderzeniowej. Odbita fala dość silnie spręża i podgrzewa gaz. Zjawisko to odgrywa zasadniczą rolę w podnoszeniu wrażliwości na inicjał zawieszinowych materiałów wybuchowych.

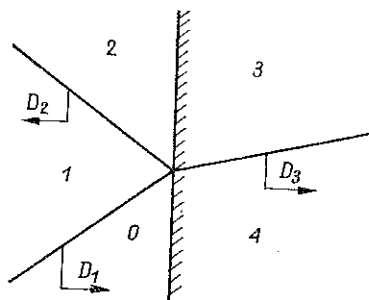
W niniejszej pracy zbadamy problem refrakcji płaskiej stacjonarnej fali uderzeniowej w cieczach i ciałach stałych. Ustalimy warunki, które określają rodzaje fal odbitych oraz wyprowadzimy zależności, przy spełnieniu których fala uderzeniowa przechodzi przez granicę ośrodków bez żadnych zaburzeń — nie istnieje fala odbita.

Materiał zawarty w niniejszej pracy, łącznie z wynikami publikacji [2], stanowi teoretyczną podstawę do fizycznej interpretacji procesu inicjacji detonacji zawieszinowych materiałów wybuchowych.

Układ pracy jest następujący. W paragrafie drugim formułujemy problem, a w trzecim i czwartym rozwiązujemy i analizujemy zagadnienia refrakcji na granicach ciecz-ciało stałe oraz ciało stałe-ciało stałe.

2. SFORMUŁOWANIE PROBLEMU

Zbadamy problem refrakcji płaskiej fali uderzeniowej na nieciągłości kontaktowej umieszczonej w cieczach i ciałach stałych. Zakładamy, że stacjonarna fala uderzeniowa pada prostopadłe na granicę kontaktową (kierunek propagacji jest prostopadły



Rys. 1.

do granicy nieciągłości). W tych warunkach tworzy się na płaszczyźnie x, t konfiguracja frontów fal pokazana na rys. 1.

Ciecze opisywać będziemy równaniem THAITY [3]

$$(2.1) \quad p = p_0 + \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right],$$

gdzie c_0 oznacza prędkość propagacji dźwięku w niezaburzonym ośrodku, a γ wykładnik politropy, wyznaczony eksperymentalnie [3 i 4].

Ciała stałe w zakresie średnich ciśnień można opisywać również równaniem (2.1) (por. na przykład [4]), natomiast dla dużych ciśnień, rzędu kilku i więcej megabar, zgodnie z [5 i 6] stosuje się ekstrapolacyjną adiabatę uderzeniową w postaci

$$(2.2) \quad D = a_0 + \lambda v,$$

gdzie D i a_0 oznaczają odpowiednio prędkości propagacji frontu fali uderzeniowej i dźwięku w niezaburzonym ośrodku, natomiast v oznacza prędkość masową cząstek ośrodka za frontem fali. Współczynnik λ charakteryzuje ściśliwość ośrodka. Wyznaczany jest w sposób eksperymentalny [7].

Zgodnie z prawami zachowania i równaniami (2.1) i (2.2) na frontach poszczególnych fal mamy:

na froncie fali padającej

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \rho_1 (D_1 - v_1) &= \rho_0 D_1, \\ p_1 - p_0 &= \rho_0 v_1 D_1, \\ p_1 - p_0 &= \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \end{aligned}$$

lub

$$(2.4) \quad D_1 = a_0 + \lambda v_1;$$

na froncie fali odbitej

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \rho_2 (D_2 - v_2) &= \rho_1 (D_2 - v_1), \\ p_2 - p_1 &= \rho_1 (D_2 - v_1) (v_2 - v_1), \\ p_2 - p_1 &= \frac{\rho_1 c_1^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^\gamma - 1 \right] \end{aligned}$$

lub

$$(2.6) \quad D_2 = -(a_1 + \lambda v_2);$$

na froncie fali załamanej

$$(2.7) \quad \begin{aligned} \rho_3 (D_3 - v_3) &= \rho'_0 D_3, \\ p_3 - p_0 &= \rho'_0 v_3 D_3, \\ p_3 - p_0 &= \frac{\rho'_0 c_0'^2}{\gamma'} \left[\left(\frac{\rho_3}{\rho'_0} \right)^{\gamma'} - 1 \right], \end{aligned}$$

lub

$$(2.8) \quad D_3 = a'_0 + \lambda' v_3.$$

Poza wypisanymi równaniami (2.3)–(2.8) na granicy ośrodków spełnione są tożsamości

$$(2.9) \quad v_2 = v_3, \quad p_2 = p_3.$$

W równaniach (2.3)_{1,2} oraz w (2.7)_{1,2} wykorzystano fakt, że ośrodki przed frontami fal padającej i załamanej są niezaburzone. W związku z tym przyjęto

$$(2.10) \quad v_0 = v_4 = 0, \quad p_4 = p_0.$$

Przejdziemy do wyprowadzenia równań na ciśnienie p_2 dla różnych układów ośrodków.

3. REFRAKCYJA W UKŁADZIE CIECZ-CIECZ LUB CIECZ-CIAŁO STAŁE

W pierwszej kolejności zbadamy problem refrakcji płaskiej stacjonarnej fali uderzeniowej na granicy kontaktowej umieszczonej między ośrodkami opisanymi równaniami typu (2.1). Z równań na froncie fali padającej (2.3) otrzymujemy

$$(3.1) \quad D_1 = \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{\rho_0 \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma (p_1 - p_0)}{\rho_0 c_0^2} \right]^{-1/\gamma} \right\}}},$$

$$(3.2) \quad v_1 = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) (p_1 - p_0)} = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma (p_1 - p_0)}{\rho_0 c_0^2} \right]^{-1/\gamma} \right\} (p_1 - p_0)}.$$

Analogiczne wzory odnoszą się do fali załamanej:

$$(3.3) \quad \begin{aligned} D_3 &= \sqrt{\frac{p_2 - p_0}{\rho'_0 \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' (p_2 - p_0)}{\rho'_0 c_0'^2} \right]^{-1/\gamma'} \right\}}}, \\ v_3 = v_2 &= \sqrt{\frac{1}{\rho'_0} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' (p_2 - p_0)}{\rho'_0 c_0'^2} \right]^{-1/\gamma'} \right\} (p_2 - p_0)}. \end{aligned}$$

Z kolei na podstawie (2.5)_{1,2} mamy

$$(3.4) \quad \frac{(p_2 - p_1) \left(\frac{p_2}{\rho_1} - 1 \right)}{\rho_1 \frac{p_2}{\rho_1}} = (v_2 - v_1)^2,$$

a po wykorzystaniu (2.5)₁, (3.2) i (3.3)₂ otrzymamy

$$(3.5) \quad \frac{p_1}{\rho_1} \left(\frac{p_2}{\rho_1} - 1 \right) \left\{ 1 - \left[1 + \gamma \frac{p_1}{\rho_1 c_1^2} \left(\frac{p_2}{\rho_1} - 1 \right) \right]^{-1/\gamma} \right\} = \\ = \left\{ \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0} \left\{ 1 - \left[1 + \gamma \frac{p_0}{\rho_0 c_0^2} \left(\frac{p_1}{\rho_0} - 1 \right) \right]^{-1/\gamma} \right\}} \left(\frac{p_1}{\rho_0} - 1 \right) - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0'} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' p_0}{\rho_0' c_0'^2} \left(\frac{p_2}{\rho_0} - 1 \right) \right]^{-1/\gamma'} \right\}} \left(\frac{p_2}{\rho_0} - 1 \right) \right\}^2$$

Dla ułatwienia analizy równania (3.5) wprowadzimy następujące oznaczenia:

$$(3.6) \quad \frac{p_2}{p_1} - 1 = y, \quad \frac{p_1}{p_0} - 1 = x, \quad \frac{p_2}{p_0} - 1 = x + (1+x)y.$$

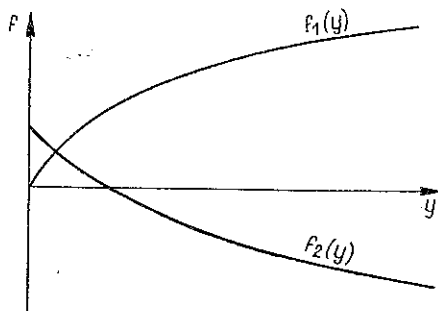
Wówczas równanie (3.5) można napisać w postaci

$$(3.7) \quad f_1(y) = f_2(y),$$

gdzie

$$(3.8) \quad f_1(y) = \sqrt{\frac{p_1}{\rho_1} y \left\{ 1 - \left[1 + \gamma \frac{p_1}{\rho_1 c_1^2} y \right]^{-1/\gamma} \right\}}, \\ f_2(y) = \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0} \left\{ 1 - \left[1 + \gamma \frac{p_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma} \right\}} x - \\ - \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0'} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' p_0}{\rho_0' c_0'^2} (x + (1+x)y) \right]^{-1/\gamma'} \right\}} [x + (1+x)y].$$

Symbol $f_1(y)$ oznacza monotonicznie rosnącą funkcję od 0 do ∞ zmiennej y ; funkcja $f_2(y)$ monotonicznie maleje (por. rys. 2).



Rys. 2.

Z własności funkcji $f_1(y)$ i $f_2(y)$ wynika, że dla istnienia fal odbitych typu uderzeniowego konieczne jest spełnienie warunku

$$(3.9) \quad f_2(0) > 0,$$

co zgodnie z (3.8)₂ prowadzi do nierówności

$$(3.10) \quad \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0} \left\{ 1 - \left[1 + \gamma \frac{\rho_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma} \right\}} x > \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0'} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' \rho_0}{\rho_0' c_0'^2} x \right]^{-1/\gamma'} \right\}} x$$

lub

$$(3.11) \quad \frac{\rho_0'}{\rho_0} > \frac{1 - \left[1 + \frac{\gamma' \rho_0}{\rho_0' c_0'^2} x \right]^{-1/\gamma'}}{1 - \left[1 + \frac{\gamma \rho_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma}}, \quad x > 0.$$

Dla słabych fal ($x \rightarrow 0$) mamy

$$(3.12) \quad \frac{\rho_0'}{\rho_0} > \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1 - \left[1 + \frac{\gamma' \rho_0}{\rho_0' c_0'^2} x \right]^{-1/\gamma'}}{1 - \left[1 + \frac{\gamma \rho_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma}} = \frac{\rho_0}{\rho_0'} \frac{c_0^2}{c_0'^2},$$

$$\frac{\rho_0'}{\rho_0} > \frac{c_0}{c_0'}.$$

Dla fal intensywnych ($x \rightarrow \infty$)

$$(3.13) \quad \frac{\rho_0'}{\rho_0} > \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1 - \left[1 + \frac{\gamma' \rho_0}{\rho_0' c_0'^2} x \right]^{-1/\gamma'}}{1 - \left[1 + \frac{\gamma \rho_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma}} = 1,$$

$$\rho_0' > \rho_0.$$

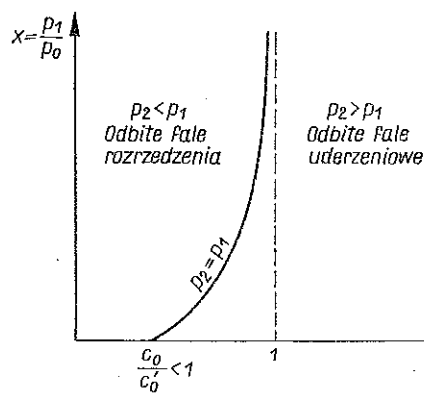
Jeśli spełniona jest następująca równość

$$(3.14) \quad \rho_0' \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma \rho_0}{\rho_0 c_0^2} x \right]^{-1/\gamma} \right\} = \rho_0 \left\{ 1 - \left[1 + \frac{\gamma' \rho_0}{\rho_0' c_0'^2} x \right]^{-1/\gamma'} \right\},$$

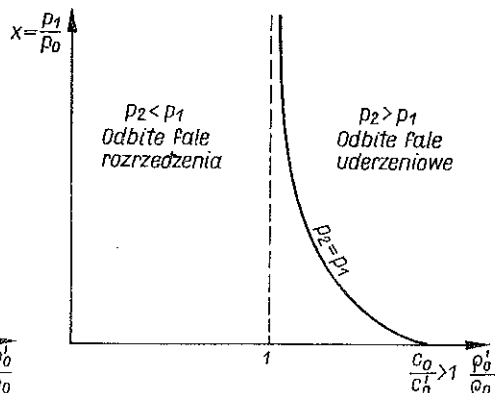
to padająca fala uderzeniowa na nieciągłość kontaktową przechodzi bez odbicia w drugi ośrodek (fale dobite nie istnieją).

Krzywe $x = x(\rho_0'/\rho_0)$ będące graficznym obrazem równania (3.14) rozgraniczają obszary rozrzedzeniowych fal odbitych od obszarów fal odbitych typu uderzeniowego. W zależności od wartości stosunku c_0/c_0' posiadają one kształty pokazane na rys. 3 i 4.

Przejdziemy do przeanalizowania procesu refrakcji fal uderzeniowych w ciałach stałych, opisanych adiabatą uderzeniową typu (2.2).



Rys. 3.



Rys. 4.

4. REFRAKCYJA W CIAŁACH STAŁYCH OPISANYCH ADIABATĄ (2.2)

Ze związków na froncie fali padającej (2.3)₂ i (2.4) po prostych przekształceniach otrzymujemy

$$(4.1) \quad v_1 = -\frac{a_0}{2\lambda} + \sqrt{\left(\frac{a_0}{2\lambda}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0 \lambda} (p_1 - p_0)}.$$

Analogiczny wzór otrzymujemy na prędkość ośrodka zawartego między frontami fal odbitej i załamanej:

$$(4.2) \quad v_2 = -\frac{a_0'}{2\lambda'} + \sqrt{\left(\frac{a_0'}{2\lambda'}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0' \lambda'} (p_1 - p_0)}.$$

Z kolei ze związków na froncie fali odbitej znajdziemy

$$(4.3) \quad \frac{p_2 - p_1}{\rho_1} = (a_1 + \lambda v_2 + v_1) (v_1 - v_2)$$

lub

$$(4.4) \quad \frac{p_2 - p_1}{\rho_1} = \left(a_1 - \frac{a_0'}{2} \frac{\lambda}{\lambda'} + \lambda \sqrt{\left(\frac{a_0'}{2\lambda'}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0' \lambda'} (p_2 - p_0)} - \frac{a_0}{2\lambda} + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(\frac{a_0}{2\lambda}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0 \lambda} (p_1 - p_0)} \right) \left(\frac{a_0'}{2\lambda'} - \sqrt{\left(\frac{a_0'}{2\lambda'}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0' \lambda'} (p_2 - p_0)} - \frac{a_0}{2\lambda} + \right. \\ \left. + \sqrt{\left(\frac{a_0}{2\lambda}\right)^2 + \frac{1}{\rho_0 \lambda} (p_1 - p_0)} \right).$$

Z (4.3) bezpośrednio wynika, że za falą odbitą ośrodek będzie sprężony w przypadku, gdy $v_1 > v_2$, natomiast przy przeciwnej nierówności $v_1 < v_2$ będzie propagować się odbita fala rozrzedzenia. Jeśli zachodzi równość obydwu prędkości

$$(4.5) \quad v_1 = v_2,$$

to zgodnie z (4.3) mamy $p_2 = p_1$, co oznacza, że fala padająca w całości przechodzi do drugiego ośrodka i nie ulega odbiciu.

Podstawiając do (4.5) wyrażenia (4.1) i (4.2), po prostych przekształceniach otrzymujemy

$$(4.6) \quad \left(1 - \frac{\lambda \rho_0}{\lambda' \rho_0'}\right)^2 x = \frac{\rho_0 a_0^2}{\rho_0' \lambda'} \left(\frac{\lambda a_0'}{\lambda' a_0} - 1\right) \left(\frac{a_0'}{a_0} - \frac{\rho_0}{\rho_0'}\right),$$

gdzie

$$(4.7) \quad x = \frac{p_1}{p_0} - 1.$$

Z (4.6) wynika, że jeśli parametry ośrodków spełniają następujące warunki

$$(4.8) \quad \frac{\rho_0}{\rho_0'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \quad \text{i} \quad \frac{a_0}{a_0'} = \frac{\lambda}{\lambda'} \quad \text{lub} \quad \frac{a_0}{a_0'} = \frac{\rho_0'}{\rho_0},$$

to równość (4.6) przechodzi w tożsamość i każda fala padająca niezależnie od intensywności nie ulega odbiciu (w całości przechodzi w drugi ośrodek).

W pozostałych przypadkach, aby zrealizować bezodbiciowe przejście fali uderzeniowej przez granicę ośrodków, należy odpowiednio dopasować intensywność fali padającej do własności ośrodków według następującego wzoru:

$$(4.9) \quad x = \frac{\rho_0 a_0^2}{\rho_0' \lambda'} \frac{\left(\frac{\lambda a_0'}{\lambda' a_0} - 1\right) \left(\frac{a_0'}{a_0} - \frac{\rho_0}{\rho_0'}\right)}{\left(1 - \frac{\lambda \rho_0}{\lambda' \rho_0'}\right)^2}.$$

Od granicy ośrodków odbije się fala typu uderzeniowego, jeśli intensywność fali padającej i parametry fizyczne ośrodków spełniają następującą nierówność:

$$\frac{\lambda}{\lambda'} \frac{a_0'}{a_0} - 1 > \sqrt{\left(\frac{\lambda a_0'}{\lambda' a_0}\right)^2 + \frac{4 \lambda^2 \rho_0}{\lambda' \rho_0' a_0^2}} x - \sqrt{1 + \frac{4 \lambda \rho_0}{\rho_0' a_0^2}} x.$$

Przy przeciwnym znaku nierówności odbija się fala rozrzedzenia.

W ten sposób ustaliliśmy wszystkie warunki, jakie mogą występować przy refrakcji prostej fali uderzeniowej w cieczach i ciałach stałych. Uzyskane w niniejszej pracy wyniki znakomicie tłumaczą zjawiska zachodzące przy detonacji zawieszinowych materiałów wybuchowych.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. E. WŁODARCZYK, *Wpływ fizycznych parametrów ośrodków gazowych na refrakcję płaskiej fali uderzeniowej*, Biul. WAT, 25, 5, 1976.
2. M. MACIEJEWSKI, A. MARANDA, J. NOWACZEWSKI, E. WŁODARCZYK, B. ZYGMUNT, *Analiza parametrów odbitej fali uderzeniowej w układzie gaz-ciało stałe*, Biul. WAT, 25, 6, 1976.
3. Г. М. Ляхов, *Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах*, Изд. „Недра”, Москва 1964.

4. В. П. Челышев, Б. И. Шехтер, Л. А. Шушко, *Об изменении давления на поверхности преграды при контактном взрыве заряда ВВ*, Физика взрыва, 6, 2, 1970.
5. M. H. RICE, R. G. Mc QUEEN, J. M. WALSH, *Solid state*, Physics, 1, 6, 1958.
6. R. KINSLOW, *High-velocity impact phenomena*, Academic Press, New York and London 1970.
7. *Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях* (tłumaczenie z jez. ang.), Изд. „Мир”, Москва 1965.

Резюме

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ РЕФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
В ЖИДКОСТЯХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В работе исследован процесс рефракции плоской, стационарной ударной волны в жидкостях и твердых телах. Выведены зависимости, которые определяют типы отраженных волн (ударные или разрежения). Получены тоже формулы, при удовлетворении которым ударная волна переходит сквозь границу сред без никаких возмущений (не существует отраженная волна). Исследования проведены опираясь на уравнение Тета и линеаризованный вид ударной адиабаты.

SUMMARY

ON CERTAIN PROPERTIES OF PLANE SHOCK WAVE REFRACTION IN FLUIDS AND SOLIDS

A process of refraction of plane stationary shock waves in fluids and solids is examined. The relations determining a character of reflected (shock or rarefaction) waves are derived. The conditions are also obtained under which the shock wave transverses the boundary dividing two media without any disturbances (there is no reflected wave). The examinations are performed in the basis of Theta equation and linearized shock adiabatic curve.

Praca została złożona w Redakcji dnia 16 sierpnia 1976 r.
