

## WPLYW RADIACJI NA PARAMETRY KONCENTRYCZNEJ FALI UDERZENIOWEJ W GAZIE POLITROPOWYM

JERZY TYL  
EDWARD WŁODARCZYK

*Wojskowa Akademia Techniczna*

### 1. Wstęp

Włączenie do badawczego arsenału współczesnej fizyki silnych fal uderzeniowych stworzyło możliwości badania właściwości ośrodków ciągłych w polu superwysokich ciśnień rzędu kilku i więcej milionów megapaskali [1 ÷ 5]. Tego rodzaju fale uderzeniowe propagujące się w ośrodkach ciągłych, generowane są najczęściej za pomocą materiałów wybuchowych.

W badaniach eksperymentalnych wymagana jest odpowiednia intensywność fali uderzeniowej oraz odpowiednia geometria jej czoła. Intensywność fali uderzeniowej można regulować, między innymi, poprzez dobór materiału wybuchowego o odpowiedniej prędkości detonacji. Wachlarz wartości prędkości detonacji współczesnych materiałów wybuchowych stosowanych w technice i badaniach laboratoryjnych zawarty jest w przedziale  $1000 \div 10000$  m/s.

Poza tym zakres parametrów termodynamicznych osiągniętych w doświadczeniach z falami uderzeniowymi można rozszerzyć za pomocą efektów kumulacyjnych. Szczególną rolę w tym względzie odgrywają koncentryczne fale uderzeniowe o symetrii cylindrycznej i kulistej. Problem ten był badany teoretycznie i eksperymentalnie przez wielu autorów [6 ÷ 13]. Przegląd literatury z tego zakresu podany jest między innymi w pracy [14].

W większości analizowanych zagadnień teoretycznych zakłada się, analogicznie jak w klasycznych rozwiązaniach samopodobnych [6], [7], jednowymiarowość procesu oraz zaniedbuje się wpływ lepkości, przewodnictwa cieplnego i promieniowania (radiacji). Mimo tych istotnych uproszczeń, model ten pozwala uzyskać dla wielu zagadnień zgodny z rzeczywistym (eksperymentalnym) obraz zjawisk zachodzących w obszarach położonych w dostatecznej odległości od centrum kumulacji.

Dyskusyjne jest natomiast stosowanie takiego modelu do opisywania zjawisk towarzyszących procesowi kumulacji w obszarze bezpośrednio otaczającym punkt (symetria kulista) lub linię (symetria cylindryczna) koncentracji. Duży wpływ na parametry procesu w tym obszarze mają efekty wielowymiarowe związane z niestabilnością silnych fal uderzeniowych

[15], [16]. Ponadto w otoczeniu centrum kumulacji występują: wysoka temperatura i ciśnienie oraz duże gradienty ich zmian. W związku z tym istotną rolę odgrywają tutaj procesy promieniowania i przewodnictwa cieplnego [17].

Dotychczas nie przeprowadzono szczegółowej analizy procesu koncentracji fali uderzeniowej z jednoczesnym uwzględnieniem niestabilności i efektów dysypacyjnych. W dostępnym piśmiennictwie można spotkać tylko badania o charakterze fragmentarycznym. I tak w pracach [15] i [16] badano w sposób przybliżony wpływ niestabilności, a w publikacjach [18] do [22] wpływ wybranych efektów dysypacyjnych na proces propagacji czoła fali oraz na parametry stanu w centrum kumulacji. W pracach [18], [21] i [22] dokonano oszacowań parametrów stanu gazu w otoczeniu miejsca kumulacji fali, wykorzystując do tego celu rozwiązania samopodobne. Założono przy tym, że na większą część procesu propagacji fali efekty dysypacyjne nie mają wpływu. Z kolei w pracach [19] i [20] analizowano problem numerycznie. Główną uwagę zwrócono na badanie roli przewodnictwa cieplnego w końcowej fazie procesu implozji fal uderzeniowych. Oceny zawarte w pracach [18]÷[22] mają charakter jakościowy. Zatem problem teoretycznego opisu wpływu efektów dysypacyjnych i promieniowania na parametry gazu w okolicy centrum kumulacji fali uderzeniowej pozostaje nadal otwarty.

W niniejszej pracy podejmujemy próbę analizy procesu propagacji koncentrycznej fali uderzeniowej w gazie z uwzględnieniem efektów radiacyjnych. Zagadnienie to rozwiążemy za pomocą metody Chestera-Chisnelli-Whithama (CCW) [23]. Na możliwość zastosowania metody CCW do opisu koncentrycznych fal uderzeniowych po raz pierwszy zwrócono uwagę w pracy [24], a obszerną analizę problemu przedstawiono w pracach autorów [14], [25], [26]. W pracy [14] uogólniono metodę CCW, stosowaną wcześniej do analizy kumulacji fal uderzeniowych w gazie doskonałym, na przypadek ośrodka którego właściwości fizyczne wyraża równanie stanu o dowolnej postaci oraz pokazano możliwość poprawnego opisu implozji fali uderzeniowej gdy brzeg (cylindra lub sfery) porusza się ze stałą prędkością.

Układ prezentowanej pracy jest następujący. W rozdziale drugim formułujemy problem i przedstawiamy komplet równań wyjściowych do dalszych analiz. W rozdziale trzecim konstruujemy rozwiązanie problemu oraz analizujemy wyniki dla gazu charakteryzowanego politropą z wykładnikiem  $\gamma = 4/3$ .

Wyniki pracy podsumujemy w rozdziale czwartym.

## 2. Sformułowanie problemu

Stosując metodę CCW do analizy rozprzestrzeniania się fal uderzeniowych żąda się aby na froncie fali spełnione były równocześnie prawa zachowania: masy, pędu i energii, równanie stanu ośrodka oraz różniczkowy związek obowiązujący wzdłuż charakterystyki propagującej się w kierunku czoła fali. Regułę tę wykorzystamy również w niniejszej pracy. W tym celu dokonamy niewielkiej modyfikacji przedstawionych w pracy [14] wyjściowych równań dla analizy koncentrycznych fal uderzeniowych. Okazuje się bowiem, że przy bardzo wysokich temperaturach energia i ciśnienie promieniowania mogą osiągać wartości porównywalne z energią i ciśnieniem ośrodka. Narzuca to konieczność uwzględnienia ich przy budowie adiabaty uderzeniowej.

Założymy, że promieniowanie za frontem fali uderzeniowej jest równowagowe. Wówczas pełną energię promieniowania odniesioną do jednostki masy ośrodka  $\varepsilon_r$  (otrzymaną przez scałkowanie, w przedziale częstotliwości, widmowych energii promieniowania) i ciśnienie promieniowania  $p_r$  można wyrazić za pomocą wzorów [17], [27]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= K \frac{T^4}{\varrho}, \\ p_r &= \frac{K}{3} T^4, \\ p_r &= (\gamma_r - 1) \varrho \xi_r,\end{aligned}\tag{2.1}$$

gdzie:

$$\begin{aligned}K &= 7,57 \cdot 10^{-16} [J/(m^3 \cdot K^4)], \\ \gamma_r &= 4/3,\end{aligned}$$

a prawa zachowania na froncie fali uderzeniowej można zapisać w postaci:

$$\varrho(U-u) = \varrho_0 U,\tag{2.2}$$

$$p + p_r = \varrho_0 Uu,\tag{2.3}$$

$$\varepsilon + \varepsilon_r = \frac{u^2}{2},\tag{2.4}$$

gdzie symbole  $U$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $\varepsilon$ ,  $T$  i  $\varrho$  oznaczają odpowiednio:

prędkość frontu fali, prędkość ruchu ośrodka, ciśnienie, energię wewnętrzną odniesioną do jednostki masy ośrodka, temperaturę i gęstość za frontem fali uderzeniowej ( $\varrho_0$  — jest gęstością ośrodka niezaburzonego).

Ponieważ analizujemy propagację silnej fali uderzeniowej, za czołem której ciśnienie i energia są dużo większe od odpowiednich parametrów przed frontem ( $p_0$ ,  $\varepsilon_0$ ), przyjęto  $p_0 = \varepsilon_0 = 0$ .

Do opisu fizycznych właściwości ośrodka zakładamy równanie stanu gazu doskonałego (zaniedbanie: oddziaływań potencjalnych, dysocjacji i jonizacji molekuł)

$$\begin{aligned}\varepsilon &= c_v T, \\ p &= R \varrho T,\end{aligned}\tag{2.5}$$

gdzie:

$$R = \frac{R'}{\mu}.$$

Symbol  $c_v$  oznacza ciepło właściwe przy stałej objętości,  $\mu$  jest masą molową.  $R' = 8,314 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$  — uniwersalna stała gazowa.

Równania (2.5) można również zapisać w postaci

$$p = \varrho \varepsilon (\gamma - 1),\tag{2.5'}$$

gdzie:

$$\gamma = 1 + \frac{R}{c_v} \text{ — wykładnik politropy.}$$

Analizując koncentryczne fale uderzeniowe za pomocą metody CCW równania (2.1) ÷ (2.5) uzupełnia związek obowiązujący wzdłuż ujemnych charakterystyk.

Uwzględniając energię i ciśnienie promieniowania ma on dla ruchów nierelatywistycznych postać [28], [29]:

$$\frac{d(p+p_r)}{\varrho c} - du + \frac{cu}{u-c} \frac{\nu dr}{r} = 0, \quad (2.6)$$

gdzie:

$$c = \sqrt{\left[ \frac{\partial(p+P_r)}{\partial \varrho} \right]_s} \quad \text{— oznacza prędkość dźwięku [27.]},$$

$r$  jest współrzędną Eulera frontu fali,  $\nu$  — współczynnikiem symetrii ( $\nu = 1$  — symetria cylindryczna,  $\nu = 2$  — symetria kulista). Wyrażenie na prędkość dźwięku zapisać można w następującej postaci [29], [30]:

$$c = \sqrt{\Gamma_1 \frac{(p+p_r)}{\varrho}}, \quad (2.7)$$

gdzie:

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{(4-3\beta)^2(\gamma-1)}{\beta+12(1-\beta)(\gamma-1)}, \quad (2.7')$$

$$\beta = \frac{p}{p+p_r}. \quad (2.7'')$$

Uzyskaliśmy w ten sposób komplet równań (2.1)÷(2.7) do analizy sformułowanego problemu, którą przedstawimy w rozdziale 3. Przyjmiemy dalej, że zmienne nieindeksowane oznaczać będą parametry na czole fali uderzeniowej dla czasów  $t > 0$ , zaś indeksem „1” wyróżniono początkowe parametry na czole fali ( $t = 0$ ).

Na zakończenie tego rozdziału zwrócimy jeszcze uwagę na fakt, że w warunkach wysokich temperatur efekty radiacyjne powodują podwyższenie temperatury ośrodka przed i za czołem fali oraz prowadzą do zwiększenia szerokości frontu ( $\Delta r$ ) [17]. Zatem otrzymane w niniejszej pracy rozwiązanie, nie uwzględniające struktury frontu fali, jest słuszne dla przypadków, w których szerokość frontu (obejmującego obszar podwyższonej temperatury) jest mała w porównaniu z promieniem czoła fali ( $\Delta r \ll r$ ).

### 3. Rozwiązanie problemu

W celu rozwiązania sformułowanego w poprzednim rozdziale problemu wygodnie jest, wykorzystując równania (2.1)÷(2.5), przedstawić parametry na czole fali uderzeniowej ( $u, p, \varrho, c$ ) jako funkcje temperatury:

$$\begin{aligned} |u(T)| &= \sqrt{2 \left( c_v T + \frac{KT^4}{\varrho} \right)}, \\ \varrho(T) &= \varrho_0 \left[ \frac{1}{2} + \frac{c_v}{R} - \frac{KT^3}{6\varrho_0 R} + \sqrt{\left( \frac{1}{2} + \frac{c_v}{R} - \frac{KT^3}{6\varrho_0 R} \right)^2 + \frac{7}{3} \frac{KT^3}{\varrho_0 R}} \right]. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Funkcje  $p(T)$  i  $c(T)$  określają zależności (2.1)<sub>2</sub>, (2.5)<sub>2</sub>, (2.7) i (3.1)<sub>2</sub>. Podstawiając wyrażenia

(3.1) i funkcje  $p(T)$  oraz  $c(T)$  do związku (2.6) otrzymujemy równanie problemu w następującej postaci:

$$\frac{d \ln T}{d \ln r} + a_T(T) = 0, \quad (3.2)$$

gdzie:

$$a_T = v \frac{\rho c^2 |u|}{|u| + c} \left\{ p + 4p_r + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dT} T + \frac{\rho c T}{|u|} \left[ \left( c_v + \frac{4KT^3}{\rho} \right) - \frac{KT^4}{\rho^2} \frac{d\rho}{dT} \right] \right\}^{-1}, \quad (3.2')$$

$$\frac{d\rho}{dT} = -\frac{1}{2} \frac{KT^2}{R} + \frac{\frac{K^2 T^5}{6\rho_0 R^2} + \left( \frac{13}{2} - \frac{c_v}{R} \right) \frac{KT^2}{R}}{2 \sqrt{\left( \frac{1}{2} + \frac{c_v}{R} - \frac{KT^3}{6\rho_0 R} \right)^2 + \frac{7}{3} \frac{KT^3}{\rho_0 R}}}. \quad (3.2'')$$

Wyrażony wzorem (3.2') parametr  $a_T$  jest tzw. współczynnikiem amplifikacji [14] charakteryzującym prędkość narastania temperatury za czołem fali uderzeniowej w procesie jej koncentracji.

Całkując równanie (3.2) z warunkiem początkowym  $T(r_1) = T_1$  otrzymuje się rozwiązanie w postaci odwrotnej

$$\frac{r}{r_1} = \exp \left[ - \int_{T_1}^T \frac{dT'}{T' a_T(T')} \right]. \quad (3.3)$$

Dla ilościowej analizy zjawiska przyjmiemy, że  $\gamma = \frac{4}{3}$ . Dla tej wartości współczynnika politropy rozwiązanie przyjmuje prostą postać.

Z równań (2.1) ÷ (2.5) wynika, że zachodzą wówczas relacje:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 7, \quad (3.4)$$

$$\frac{u}{U} = \frac{2}{\gamma + 1} = \frac{6}{7},$$

$$p + p_r = \frac{6}{7} \rho_0 U^2, \quad (3.5)$$

$$c = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{(p + p_r)}{\rho}}.$$

Podstawiając (3.4) i (3.5) do związku (2.6) mamy:

$$\frac{dU}{U} = -a^* \frac{dr}{r}, \quad (3.6)$$

gdzie:

$$a^* = \left[ \frac{v}{1 + \frac{2}{\gamma} + \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} \right]_{\gamma = \frac{3}{4}} = \frac{v}{\frac{5}{2} + 2\sqrt{2}}. \quad (3.6')$$

Po scałkowaniu (3.6) dostajemy:

$$\frac{U}{U_1} = \frac{u}{u_1} = \left(\frac{r_1}{r}\right)^{a^*},$$

$$\frac{p+p_r}{p_1+(p_r)_1} = \left(\frac{r_1}{r}\right)^{2a^*} \quad (3.7)$$

Interesującym jest fakt, że dla  $\gamma = 4/3 = \gamma_r$  związki między prędkością propagacji czoła fali  $U$  oraz prędkością ruchu ośrodka  $u$  na czołe fali a położeniem frontu (3.7)<sub>1</sub> są takie same jak w przypadku gdy radiacja nie była uwzględniona [14].

W zasadniczy sposób zmienia się natomiast charakter amplifikacji temperatury. Łatwo to pokazać analizując zależność  $a_T(T)$  (wzór (3.2')). Dla  $\gamma = \frac{4}{3}$  przyjmuje ona prostą postać:

$$a_T = \frac{2a^*}{4-3\beta}. \quad (3.8)$$

Charakteryzujący udział ciśnienia gazodynamicznego ( $p$ ) w całkowitym ciśnieniu ( $p+p_r$ ) współczynnik  $\beta$  (wzór (2.7'')) jest wielkością zmieniającą się od wartości  $\beta = 1$  dla niskich temperatur ( $p \gg p_r$ ) do wartości  $\beta = 0$  dla wysokich temperatur ( $p \ll p_r$ ). Odpowiada to zmianom współczynnika amplifikacji od  $a_T = 2a^*$  do  $a_T = \frac{a^*}{2}$  oraz zależności  $T(r)$  od  $T \sim r^{-2a^*}$  do  $T \sim r^{-a^*/2}$ . Wzrost temperatury na czołe fali (wzrost roli członów radiacyjnych:  $p_r$  i  $\epsilon_r$ ) prowadzi zatem do 4-krotnego osłabienia jej amplifikacji przy koncentracji fali uderzeniowej.

Nie stoi to w sprzeczności z wnioskami wynikającymi ze wzorów (3.7). Ze wzrostem temperatury zmienia się bowiem postać funkcji  $U(T)$ ,  $u(T)$  i  $p(T)$ . O ile przy  $p \gg p_r$ , mamy:  $U$ ;  $u \sim \sqrt{T}$  i  $(p+p_r) \sim T$  to dla  $p \ll p_r$  jest:  $U$ ,  $u \sim T^2$  i  $(p+p_r) \sim T^4$ .

Po podstawieniu do wzoru (2.7'') związków (2.1)<sub>2</sub> i (2.5)<sub>2</sub> oraz uwzględnieniu (3.4)<sub>1</sub> zależność  $\beta(T)$  przyjmuje postać:

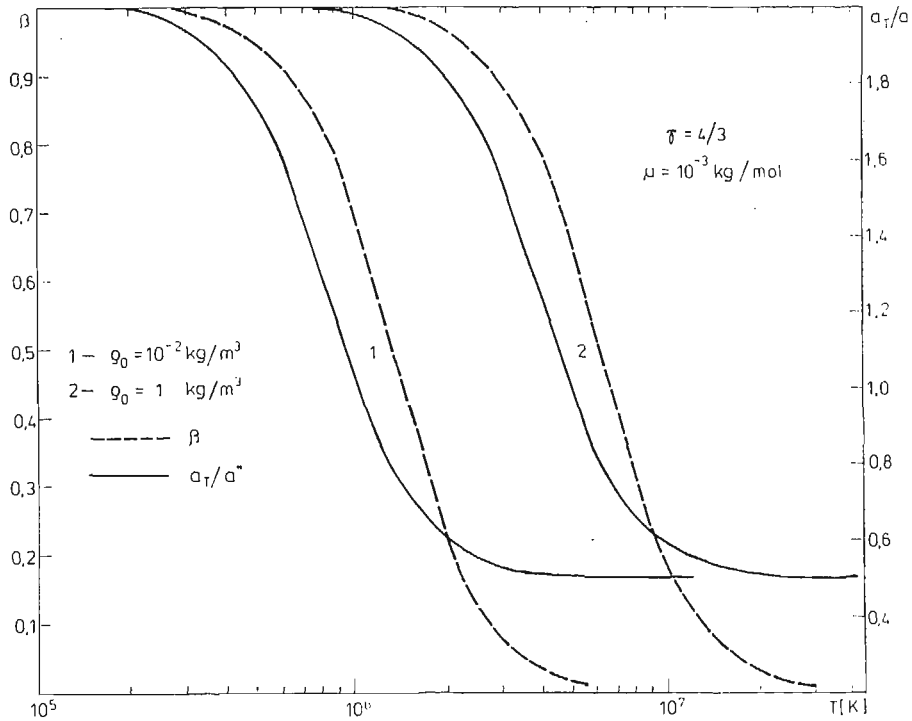
$$\beta = \left(\frac{\mu K T^3}{21 \varrho_0 R'} + 1\right)^{-1}, \quad (3.9)$$

a wstawiając wartości  $K$  i  $R'$  oraz  $\mu = 10^{-3}$  kg/mol mamy

$$\beta = \left(4,34 \cdot 10^{-21} \frac{T^3}{\varrho_0} + 1\right)^{-1} \quad (3.9')$$

Dla ilustracji wpływu radiacji na amplifikację temperatury na rys. 1 przedstawiono zależności  $\beta(T)$  i  $a_T(T)$  dla dwóch wybranych gęstości gazu. Dają one możliwość oceny zakresu parametrów ( $\varrho_0$ ,  $T$ ) dla którego efekty radiacyjne stają się istotne. Wynika z nich, że udział tych efektów zwiększa się ze wzrostem temperatury (może więc zaznaczyć się w końcowej fazie koncentracji fali uderzeniowej).

Temperatura  $\tilde{T}$  powyżej której radiacji nie można zaniedbać jest tym niższa im mniejsza jest początkowa gęstość  $\varrho_0$ .



#### 4. Podsumowanie

W pracy przedstawiono analizę koncentracji frontów silnych fal uderzeniowych w jednorodnym gazie politropowym z uwzględnieniem efektów radiacyjnych (poprzez uzupełnienie równań gazodynamiki o człony opisujące radiację:  $p_r$  i  $\epsilon_r$ ). Posługując się metodą Chestera-Chisnella-Whithama uzyskano zamknięte rozwiązanie w postaci odwrotnej. Dla gazu charakteryzowanego przez wykładnik politropy  $\gamma = \frac{4}{3}$  dokonano analizy roli radiacji w procesie implozji fali uderzeniowej. Pokazano, że przy bardzo wysokich temperaturach promieniowanie powoduje istotne osłabienie (w porównaniu z przypadkiem gdy efekty radiacyjne nie są uwzględniane) amplifikacji temperatury frontu koncentrycznej fali uderzeniowej.

#### Literatura

1. J. M. WALSH, M. H. RICE, R. G. Mc QUEEN, F. L. YARGER, *Shock-wave compressions of twenty seven metals. Equations of state of metals*, Phys. Rev., **108**, 2, 1957.
2. Л. В. Альтшулер, *Применение ударных волн в физике высоких давлений*, УФН, **85**, 2, 1965.
3. *Physics of high energy density*, Ed. P. Caldirola, H. Knoepfel, New York — London, 1971.
4. М. А. Цыкулин, Е. Г. Попов, *Излучательные свойства ударных волн в газах*, Москва, 1977.

5. H. DERENTOWICZ, *Metody eksperymentalne wytwarzania wysokich ciśnień dynamicznych w układach wybuchowych*, Mater. konf. „Aktualny stan techniki strzelniczej i perspektywy jej rozwoju”, Pokrzywna 1984.
6. G. GUDERLEY, *Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nahe der Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse*, Luftfahrtforschung, XIX, 9, 1942.
7. К. П. СТАНЮКОВИЧ, *Неустановившиеся движения сплошной среды*, Москва, 1971.
8. В. Ф. ДЬЯЧЕНКО, В. С. ИМШЕННИК, *Сходящаяся цилиндрическая ударная волна в плазме с учетом структуры фронта*, ЖВМиМФ, т. 3, № 5, 1963.
9. Р. И. НИГМАТУЛИН, *Сходящиеся цилиндрические и сферические детонационные волны*, ПММ, вып. 1, 1967.
10. Я. Г. САПУНКОВ, *Сходящиеся детонационные волны в режиме Чепмена-Жуге в среде с переменной и постоянной начальными плотностями*, ПММ, вып. 5, 1967.
11. В. В. СИЛЬБЕСТРОВ, В. М. ТИТОВ, *Сходящаяся ударная волна в жидком водороде*, Физика Горения и Взрыва, вып. 4, 1975.
12. S. KALISKI, A. PARLIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *Concentric spherical shock-wave generated by a thermal wave*, J. Techn. Phys., 16, 1, 1975.
13. E. WŁODARCZYK, *Generators of concentric spherical and cylindrical detonation waves*, J. Techn. Phys., 24, 3, 1983.
14. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Analysis of concentric shock-waves*, J. Tech. Phys., 25, 1, 1984.
15. G. В. УИТНАМ, *A new approach to problems of shock dynamics. Part I. Two-dimensional problems*, J. Fluid Mech., 2, 2, 1957.
16. J. H. GARDNER, D. L. BOOK, I. A. BERNSTEIN, *Stability of imploding shocks in the CCW approximation*, J. Fluid Mech., 114, 1982 (41).
17. Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Ю. П. РАЙЗЕР, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Москва, 1963.
18. Е. И. ЗАБАБАХИН, В. А. СИМОНЕНКО, *Сходящаяся ударная волна в теплопроводном газе*, ПММ, 29, 2, 1965.
19. В. Ф. ДЬЯЧЕНКО, В. С. ИМШЕННИК, *О сходящейся цилиндрически симметричной ударной волне при наличии диссипативных эффектов*, ПММ, 29, 6, 1965.
20. А. А. МАХМУДОВ, С. П. ПОПОВ, *Влияние теплопроводности на сходящуюся к центру симметрии сильную ударную волну*, Изв. АН СССР, МЖГ, 2, 1980.
21. В. С. ИМШЕННИК, *Кумуляция сходящихся ударных волн с учетом диссипативных процессов*, ПМТФ, 6, 1980.
22. K. JACH, *Assessment of shock-wave convergence-radius in spherical systems of explosion-induced plasma compression*, J. Tech. Phys., 22, 4, 1981.
23. G. В. УИТНАМ, *Linear and nonlinear waves*, New York — London — Sydney — Toronto, 1974.
24. R. F. CHISNELL, *The motion of a shock wave in a channel, with application to cylindrical and spherical shock waves*, J. Fluid Mech., 2, 3, 1957.
25. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Propagation analysis of concentric shock waves fronts in non-homogeneous polytropic gas*, J. Tech. Phys., 26, 1, 1985.
26. J. TYL, E. WŁODARCZYK, *Propagation of concentric shock waves in non-homogeneous solid medium*, J. Tech. Phys. 27, 3, 1986.
27. R. G. SACHS, *Some properties of very intense shock waves*, Phys. Rev., 69, 9÷10, 1946.
28. Y. ONO, S. SAKASHITA, N. OHYAMA, *On the mechanism of stellar explosion*, Suppl. Prog. Theor. Phys., № 20, 1961.
29. S. SAKASHITA, Y. TANAKA, *On the origin of planetary nebulae*, Prog. Theor. Phys., 27, 1, 1962.
30. И. А. КЛИМИШИН, *О теории звездных ударных волн*, Астрон. Журн., 39, 5, 1962.

#### Резюме

#### ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ КОНЦЕНТРИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛИТРОПНОМ ГАЗЕ

С помощью метода Честера-Чиснелла-Чизема, постоечно замкнутое решение задачи распространения концентрической ударной волны в политропном газе с учётом процесса излучения.



Из полученного решения непосредственно следует, что при высоких температурах излучательные эффекты довольно значительно ослабляют усиление температуры на фронте концентрической ударной волны.

S u m m a r y

EFFECT OF RADIATION UPON PARAMETERS OF A CONCENTRIC SHOCK WAVE IN  
A POLYTROPIC GAS

By employing the Chester-Chisnell-Whitham method an exact form solution has been constructed for the propagation problem of the concentric shock wave in a polytropic gas with the radiation process taken into account. From the solution obtained it is directly evident that at high temperatures the radiation effects reduce appreciably the amplification of temperature at the front of the concentric shock wave.

*Praca wpłynęła do Redakcji dnia 2 stycznia 1986 roku*

---