

K O M U N I K A T Y

KONCENTRATORY FALI DETONACYJNEJ (PUNKTOWY I LINIOWY)

EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

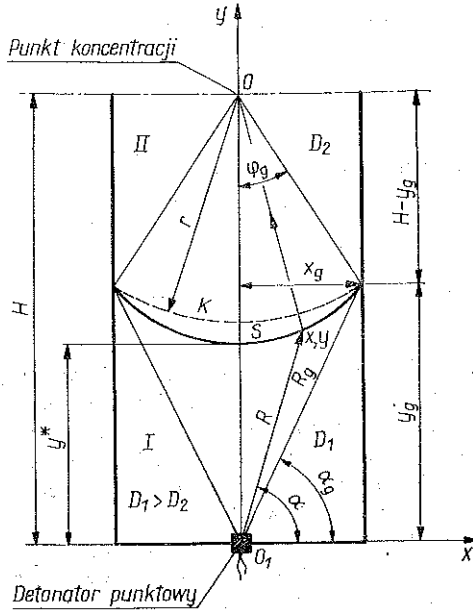
Zaproponowano dwa układy (koncentratory) złożone z odpowiedniej konfiguracji segmentów ładunku stałego materiału wybuchowego o symetrii cylindrycznej i różnych prędkościach detonacji. W układach tych można generować w wycinku (sektorze) kuli lub walca koncentryczne fale detonacji. Fronty tych fal mają kształt czaszy kulistej lub odcinka powierzchni cylindrycznej, które propagują się w kierunku środków wycinka kuli (rys. 1) lub osi wycinka walca (rys. 2). Specyfika konstrukcji koncentratorów polega na odpowiednim wyprofilowaniu powierzchni kontaktu poszczególnych ich segmentów. W pracy wyprowadzono zamknięte wzory określające postać tych powierzchni. Na drodze obliczeń numerycznych określono wartości parametrów, przy których objętości wycinków (kuli i walca) oraz powierzchni koncentrycznych frontów fal osiągają maksymalne wartości. Ma to ważne znaczenie dla praktycznych zastosowań tego rodzaju układów kumulacyjnych, szczególnie przy napędzaniu linerów o powierzchni kulistej lub cylindrycznej.

1. WSTĘP

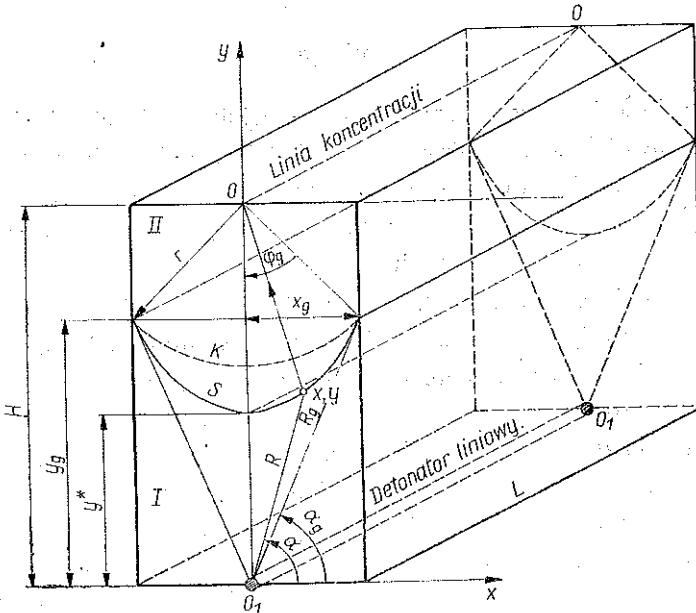
Włączenie do badawczego arsenału współczesnej fizyki silnych fal uderzeniowych stworzyło możliwości badania właściwości ciał stałych i ciekłych w polu super wysokich ciśnień, rzędu kilku i więcej milionów megapaskali [1–5]. Tego rodzaju fale uderzeniowe, propagujące się w ciałach stałych i cieczech, generowane są najczęściej za pomocą materiałów wybuchowych.

W badaniach eksperymentalnych wymagana jest odpowiednia intensywność fali uderzeniowej oraz odpowiedni kształt jej frontu. Intensywność fali uderzeniowej można regulować m.in. przez dobór materiału wybuchowego o odpowiedniej prędkości detonacji. Poza tym wzrost siły fali uderzeniowej można uzyskać, wykorzystując do tego celu zjawisko kumulacji. Szczególną rolę w tym względzie odgrywają koncentryczne fale uderzeniowe o symetrii cylindrycznej i kulistej [6–12]. Na przykład w centrum koncentrycznej kulistej fali detonacyjnej można osiągnąć ciśnienie rzędu kilkuset i więcej tysięcy megapaskali [1 i 5]. Z tego względu układy generujące koncentryczne fale uderzeniowe lub detonacyjne są szczególnie przydatne w badaniach nad kompresją materii do stanów ekstremalnych [13–17].

Aby uzyskać kulistą (cylindryczną) koncentryczną falę detonacyjną należy zainicjować jednoczesny wybuch na całej zewnętrznej powierzchni ładunku sferycznego (cylindrycznego). Zadanie to jest bardzo trudne do praktycznej realizacji, szczególnie przy dużych wymiarach ładunku [16 i 17].



Rys. 1



Rys. 2

W prezentowanej pracy proponujemy, stosunkowo proste pod względem technologicznym, dwa układy, w których za pomocą punktowego lub liniowego pobudzenia można generować w wycinku kuli lub walca koncentryczne fale detonacyjne. Fronty tych fal mają odpowiednio kształt czaszy kulistej lub odcinka powierzchni cylindrycznej, które propagują się w kierunku środka wycinka kuli (rys. 1) lub osi wycinka walca (rys. 2). Z tego też powodu układy te nazywamy odpowiednio koncentratorem punktowym i koncentratorem liniowym fali detonacyjnej. Przejdziemy obecnie do omówienia konstrukcji tych koncentratorów i wyprowadzenia wzorów matematycznych na parametry ich kształtów.

2. WYPROWADZENIE WZORÓW NA PARAMETRY OKREŚLAJĄCE KSZTAŁT KONCENTRATORÓW

Wyprowadzenie wzorów przedstawimy na przykładzie koncentratora punktowego. Dla koncentratora liniowego są one takie same. Różnica polega tylko na liniowym (zamiast punktowego) zainicjowaniu detonacji w segmencie pomocniczym I (rys. 2).

Rozważmy zatem układ złożony z dwóch cylindrycznych ładunków materiału wybuchowego o różnych prędkościach detonacji (rys. 1). Mając na uwadze właściwości optyki detonacyjnej [18] pojawia się pytanie, czy można tak wyprofilować powierzchnię styku S między segmentami ładunku, pomocniczym I i głównym II (rys. 1), aby fronty fal detonacyjnych, wygenerowane przez punktowy detonator θ_1 , wyszły w tym samym czasie na powierzchnię czaszy kulistej K zlokalizowaną w segmencie II? Okazuje się, że tak samo jak w generatorze fali płaskiej [5 i 18] możliwość taka istnieje.

Wymieniony w pytaniu warunek jednoczesnego wyjścia frontów fal detonacyjnych na powierzchnię czaszy kulistej K będzie zachowany, jeśli spełnimy następującą równość:

$$(2.1) \quad \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{D_1} + \frac{\sqrt{x^2 + (H-y)^2}}{D_2} = \frac{y^*}{D_1} + \frac{H-y^*}{D_2}$$

lub w formie bezwymiarowej

$$(2.2) \quad \sqrt{\xi^2 + \eta^2} + d\sqrt{\xi^2 + (1-\eta)^2} = (1-d)\eta^* + d,$$

gdzie

$$(2.3) \quad d = \frac{D_1}{D_2}, \quad \xi = \frac{x}{H}, \quad \eta = \frac{y}{H}, \quad \eta^* = \frac{y^*}{H}.$$

Symbole x i y są współrzędnymi punktu leżącego na powierzchni styku segmentów I i II, a y^* jest najmniejszą odległością od detonatora do powierzchni styku S ; H oznacza odległość środka czaszy kulistej od swobodnej powierzchni czołowej ładunku pomocniczego I. Przez D_1 oznaczono prędkość detonacji ładunku pomocniczego I, a przez D_2 — prędkość detonacji ładunku głównego II. Na rys. 1 zaznaczono jeszcze parametry graniczne sektora: x_g, y_g, R_g i α_g , których sens wyjaśnimy w dalszym ciągu artykułu.

Dla uproszczenia dalszych rozważań wprowadzimy bezwymiarowe współrzędne biegunowe ρ, α .

Mamy wówczas

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \xi &= \rho \cos \alpha, & \eta &= \rho \sin \alpha, \\ \rho &= \sqrt{\xi^2 + \eta^2}, & \rho &= \frac{R}{H}. \end{aligned}$$

Warunek (2.2) we współrzędnych biegunowych (2.4) przyjmie postać

$$(2.5) \quad \rho + d\sqrt{\rho^2 + 1 - 2\rho \sin \alpha} = p;$$

gdzie

$$(2.6) \quad p = (1-d)\eta^* + d.$$

Wzór (2.5) po przekształceniach redukuje się do postaci:

$$(2.7) \quad (d^2 - 1)\rho^2 + 2(p - d^2 \sin \alpha)\rho + d^2 - p^2 = 0.$$

Wyróżnik równania (2.7)

$$(2.8) \quad \Delta = 4d^2(d^2 \sin^2 \alpha - 2p \sin \alpha + p^2 - d^2 + 1)$$

będzie nieujemny, jeśli spełniać ona będzie nierówność

$$(2.9) \quad d^2 \sin^2 \alpha - 2p \sin \alpha + p^2 - d^2 + 1 \geq 0.$$

Z nierówności (2.9) otrzymujemy

$$(2.10) \quad \sin \alpha \geq \sin \alpha_1$$

lub

$$(2.11) \quad \sin \alpha \leq \sin \alpha_2,$$

gdzie

$$(2.12) \quad \sin \alpha_1 = \frac{p + \sqrt{(d^2 - 1)(d^2 - p^2)}}{d^2}$$

oraz

$$(2.13) \quad \sin \alpha_2 = \frac{p - \sqrt{(d^2 - 1)(d^2 - p^2)}}{d^2}.$$

Z nierówności $\sin \alpha_1 \leq 1$ wynika, że równość (2.12) jest prawdziwa tylko dla $d > 1$, natomiast równość (2.13) jest spełniona przy $d > \sqrt{2}$ oraz

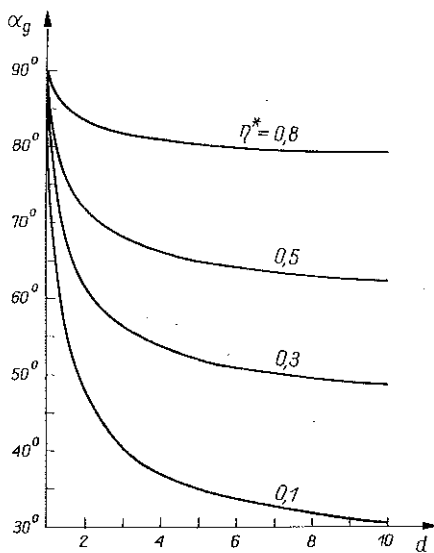
$$\eta^* \leq \frac{d - \sqrt{d^2 - 1}}{d - 1},$$

Nierówność (2.11) nie spełnia warunków geometrycznych układu (rys. 1), dlatego nie będziemy jej brali pod uwagę w dalszych rozważaniach.

Ostatecznie z badania znaku wyróżnika Δ otrzymaliśmy wzór na graniczny kąt, ograniczający wymiary wycinka kuli (rys. 1) o następującej postaci:

$$(2.14) \quad \sin \alpha_g = \frac{p + \sqrt{(d^2 - 1)(d^2 - p^2)}}{d^2}, \quad d > 1.$$

Zmianę kąta granicznego α_g jako funkcji stosunku $d = D_1/D_2$ dla kilku wartości parametru η^* pokazujemy na rys. 3. Jak widać z zamieszczonych wykresów, kąt graniczny α_g ulega dość intensywnym zmianom szczególnie przy małych wartościach parametrów d i η^* .



Rys. 3

Z równania (2.7), po rozwiązaniu i uwzględnieniu faktu, że dla kąta $\alpha = \pi/2$ promień wodzący ρ powinien spełniać warunek $\rho = \eta^*$, otrzymujemy:

$$(2.15) \quad \rho = \frac{d^2 \sin \alpha - p - d \sqrt{d^2 \sin^2 \alpha - 2p \sin \alpha + p^2 - d^2 + 1}}{d^2 - 1}$$

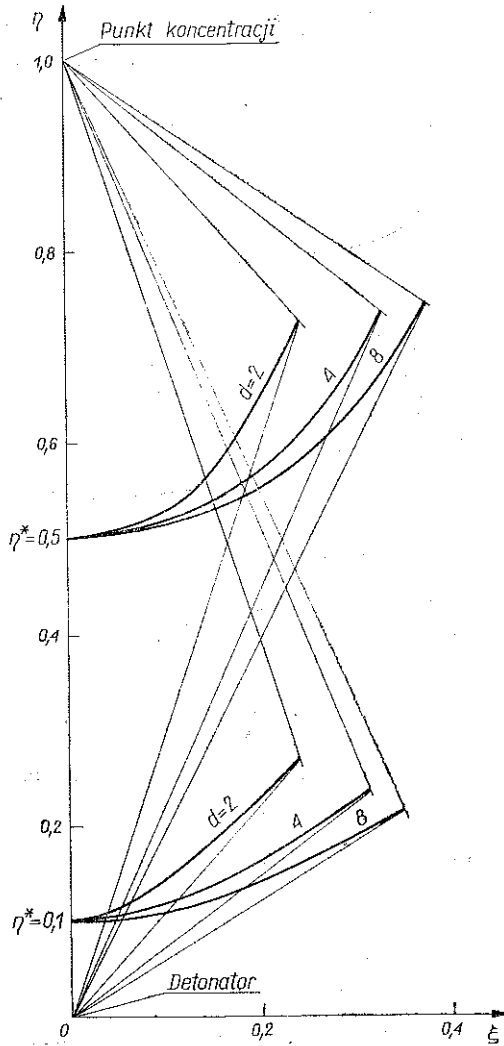
dla

$$(2.16) \quad d > 1, \quad \alpha_g \leq \alpha \leq \pi - \alpha_g.$$

Graniczne wartości współrzędnych sektora kuli obliczamy z następujących wzorów:

$$(2.17) \quad \begin{aligned} \alpha_g &= \arcsin \left[\frac{p + \sqrt{(d^2 - 1)(d^2 - p^2)}}{d^2} \right], \\ \rho_g &= \frac{d^2 \sin \alpha_g - p}{d^2 - 1} = \sqrt{\frac{d^2 - p^2}{d^2 - 1}}, \\ \zeta_g &= \rho_g \cos \alpha_g, \quad \eta_g = \rho_g \sin \alpha_g. \end{aligned}$$

Identyczne rozwiązania można powtórzyć dla wycinka walca (rys. 2). Otrzymalibyśmy takie same wzory końcowe na kształt powierzchni stykowej (2.15) i na graniczne wartości współrzędnych sektora walca (2.17). Różnica w stosunku do koncentratora punktowego polega tylko na liniowym zainicjowaniu detonacji segmentu pomocniczego I (rys. 2).



Rys. 4

Na rys. 4 przedstawiono kilka wycinków kul (walców) odpowiadających konkretnym wartościom parametrów d i η^* . Z pobieżnej analizy zamieszczonych wykresów widać, że objętość tych wycinków V oraz pola powierzchni czaszy zamykające sektory (fronty fal) F w sposób istotny zależą od parametrów d i η^* . Z wykresów bezpośrednio wynika, że wielkości F i V są monotonicznie rosnącymi funk-

cjami zmiennej d . Zależność funkcji F i V od parametru η^* nie jest bezpośrednio widoczna z rysunku i wymaga osobnych badań. Można tylko wnioskować, że istnieją takie wartości $\eta^* = \eta_F^*$ i $\eta^* = \eta_V^*$, przy których wielkości F i V osiągają maksyma. Fakt ten ma istotne znaczenie dla praktycznych zastosowań tego rodzaju koncentratorów w konkretnych urządzeniach, na przykład do miotania linerów o kulistym lub cylindrycznym kształcie. Mając to na uwadze przejdziemy obecnie do dokładnego zbadania wielkości F i V w przedziale $0 \leq \eta^* \leq 1$ przy ustalonych wartościach parametru d .

3. OPTYMALIZACJA KONCENTRATORA PUNKTOWEGO I LINIOWEGO

Prowadzimy optymalizację koncentratorów, punktowego i liniowego dla uzyskania maksymalnej wartości bocznej powierzchni czaszy lub maksymalnej objętości wycinka kuli (walca) przy danej wartości stosunku prędkości detonacji $d = D_1/D_2$, tego rodzaju optymalizacja służy np. uzyskaniu maksymalnego pola powierzchni napędzanego lineru (kulistego lub cylindrycznego) za pomocą układu o ustalonej wartości d lub wydzieleniu z tego układu maksymalnie możliwej części energii chemicznej zawartej w materiale wybuchowym, która po detonacji podlega procesowi koncentracji.

Zgodnie z kształtem układów przedstawionych na rysunkach 1 i 2 pola bocznych powierzchni czasz oraz objętości wycinków kuli i walca można wyrazić następującymi wzorami:

$$(3.1) \quad F_k = 2\pi r h, \quad F_w = 2rl\varphi_g$$

oraz

$$(3.2) \quad V_k = \frac{2}{3} \pi r^2 h, \quad V_w = r^2 l \varphi_g,$$

gdzie indeksem k oznaczyliśmy parametry dla kuli, a indeksem w dla walca. Ponadto symbole h , l , r i φ_g odpowiednio oznaczają: wysokość czaszy kuli, długość walca, promień kuli (walca) i kąt bryłowy wycinka kuli (walca).

Wprowadzimy następujące wielkości bezwymiarowe:

$$(3.3) \quad \bar{r} = \frac{r}{H}, \quad \bar{h} = \frac{h}{H}, \quad \bar{l} = \frac{l}{H}, \quad \bar{f}_k = \frac{F_k}{H^2}, \quad \bar{f}_w = \frac{F_w}{H^2},$$

$$v_k = \frac{V_k}{H^3}, \quad v_w = \frac{V_w}{H^3}.$$

Wykorzystując oznaczenia zamieszczone na rysunkach 1 i 2 oraz wielkości bezwymiarowe (2.3) i (3.3) otrzymamy:

$$(3.4) \quad \bar{h} = \bar{r} - (1 - \eta_g) = \sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2} + \rho_g \sin \alpha_g - 1,$$

$$\bar{r} = \sqrt{(1 - \eta_g)^2 + \xi_g^2} = \sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2},$$

$$\varphi_g = \arctg \left(\frac{\xi_g}{1 - \eta_g} \right) = \arctg \frac{\rho_g \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_g}}{1 - \rho_g \sin \alpha_g}.$$

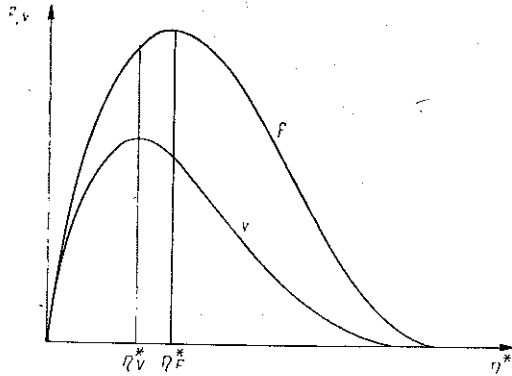
Ostatecznie wzory (3.1) i (3.2) po wykorzystaniu (3.3) i (3.4) przyjmą następującą postać:

$$(3.5) \quad \begin{aligned} f_k &= 2\pi \sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2} (\sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2} + \rho_g \sin \alpha_g - 1), \\ f_w &= 2l \sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2} \arctg \frac{\rho_g \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_g}}{1 - \rho_g \sin \alpha_g} \end{aligned}$$

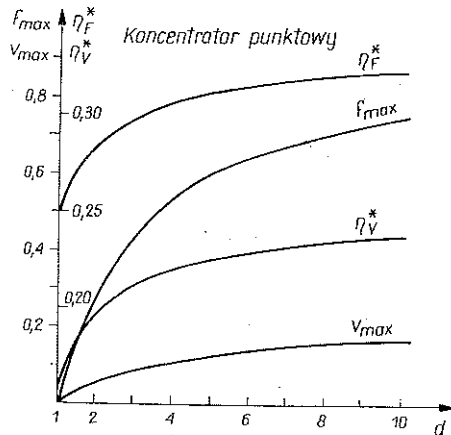
oraz

$$(3.6) \quad \begin{aligned} V_k &= \frac{2}{3} \pi (1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2) (\sqrt{1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2} + \rho_g \sin \alpha_g - 1), \\ V_w &= l (1 - 2\rho_g \sin \alpha_g + \rho_g^2) \arctg \frac{\rho_g \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_g}}{1 - \rho_g \sin \alpha_g}. \end{aligned}$$

Charakter zmian wielkości f i v jako funkcji η^* przy ustalonej wartości d pokazujemy na rys. 5. Zgodnie z przewidywaniami, funkcje f i v mają pojedyncze maksyma w przedziale $0 \leq \eta^* \leq 1$. Miejsca, w których one występują oznaczamy odpowiednio przez η_F^* i η_V^* .

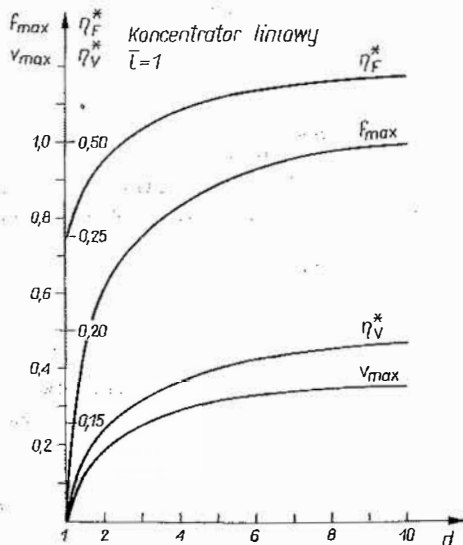


Rys. 5



Rys. 6

Opierając się na wzorach (3.5) i (3.6) oraz (2.6) i (2.17) wykonano obliczenia numeryczne, w wyniku których określono η_F^* i η_V^* oraz f_{\max} i v_{\max} dla koncentratora punktowego i liniowego. Zmianę tych wielkości jako funkcji parametru d pokazujemy odpowiednio na rysunkach 6 i 7. Dla koncentratora liniowego przyjęto $\bar{l}=1$.



Rys. 7

Z zamieszczonych wykresów wynika, że zasadnicze zmiany wielkości η_F^* i η_V^* oraz f_{\max} i v_{\max} zachodzą dla wartości d leżących w przedziale $1 < d \leq 6$. Ma to ważne znaczenie aplikacyjne, wszakże układy z małymi wartościami stosunku $d=D_1/D_2$ są łatwiejsze do praktycznej realizacji.

Rozpatrzone w tej pracy koncentratory, punktowy i liniowy, oprócz bezpośredniego znaczenia w kumulacyjnych układach badawczych stanowią podstawowe części składowe generatorów koncentrycznych (kulistej i cylindrycznej) fal detonacyjnych. Analityczną konstrukcję tych generatorów zajmujemy się w oddzielnej pracy.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. W. PAUL, D. WARSCHAUSER, *Solids under pressure*, McGraw-Hill Book Company, INC. New York, San Francisco, Toronto London 1963.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва 1966.
3. G. E. DUVALL, *Shock waves in the study of solids*, Appl. Mech. Reviews, 115, 11, 1962.
4. Л. В. Альтшулер, *Применение ударных волн в физике высоких давлений*, Успехи физических Наук, 84, 2, 1965.
5. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Чельпцев, Б. И. Шехтер, *Физика взрыва*, Наука, Москва 1975.

6. G. GUDERLEY, *Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe der Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse*, Luftfahrtforschung, **19**, 9, 1942.
7. К. П. Станюкович, *Неустановившиеся движения сплошной среды*, Наука, Москва 1971.
8. В. Ф. Дьяченко, В. С. Имшенник, *Сходящаяся цилиндрическая ударная волна в плазме с учетом структуры фронта*, ЖВМиМФ, **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. Сильвестров, В. М. Титов, *Сходящаяся ударная волна в жидком водороде*, Физика Горения и Взрыва, вып. 4, 1975.
12. S. KALISKI, A. PAPLIŃSKI, E. WŁODARCZYK, *Concentric spherical shock wave generated by a thermal wave*, J. Techn. Phys., **16**, 1, 1975.
13. К. А. БРУЕСКНЕР, S. JORNA, *Laser driven fusion*, KMSF Inc., Ann Arbor, Michigan 1973.
14. С. КАЛЕСКИЙ, *Работы по термо ядерному микросинтезу в Польше*, Международный Центр Научной и Технической Информации, Москва 1978.
15. S. KALISKI, *Lasery, synteza jądrowa*, Wiedza Powszechna—Omega, Warszawa 1982.
16. H. DERENTOWICZ, S. KALISKI, *Implementation of bioconical system of explosion-induced plasma microfusion*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série Sci. Tech., **27**, 2, 1979.
17. H. DERENTOWICZ, S. KALISKI, J. WOLSKI, Z. ZIÓŁKOWSKI, *On generating the neutrons of nuclear fusion by a pure explosion*, Bull. Acad. Polon. Sci., Série. Tech., **25**, 10, 1977.
18. M. BUSCO, *Optical properties of detonation waves (optics of explosives)*, Proc. Symp. Inter. on Detonation., California 1970.

Praca została złożona w Redakcji dnia 7 stycznia 1983 r.