

## WYBUCH SKUPIONY W GRUNCIE NAWODNIONYM CZEŚĆ II. ANALIZA ILOŚCIOWA PARAMETRÓW RUCHU I STANU UKŁADU Z PŁASKĄ FALĄ UDERZENIOWĄ

EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

Opierając się na analitycznym rozwiązaniu problemu wybuchu skupionego w gruncie nawodnionym [1], przeprowadzono obszerną analizę ruchu gruntu obciążonego natychmiastowym wybuchem płaskiego ładunku materiału wybuchowego. Na wszystkie parametry określające stan i ruch gruntu wyprowadzono zamknięte wzory w wielkościach bezwymiarowych, nadające się do praktycznych zastosowań. Zamieszczone wykresy mają charakter użytkowy. Wyciągnięto szereg interesujących wniosków charakteryzujących badany proces, które podano w zakończeniu pracy.

### 1. WSTĘP

W pierwszej części pracy [1] rozwiązano w zamkniętej postaci problem rozprzestrzeniania się jednowymiarowych uderzeniowych fal ciśnienia w gruncie nawodnionym, generowanych natychmiastowym wybuchem ładunku materiału wybuchowego o symetrii kulistej ( $\nu = 3$ ), cylindrycznej ( $\nu = 2$ ) i płaskiej ( $\nu = 1$ ). Fizykomechaniczne właściwości gruntu aproksymowano następująco: w strefie obciążenia — zmodyfikowanym, trójskładnikowym modelem G. M. LACHOWA [2] i Ch. A. RACHMATULINA [3], a w strefie odciążenia (za czołem fali uderzeniowej) — modelem gazu plastycznego [4 i 5]. Składnikami badanego gruntu są: powietrze, woda i kwarc. Gazowe produkty wybuchu (GPW) zmodelowano gazem politropowym, rozszerzającym się w sposób adiabatyczny.

Dzięki uproszczeniom natury fizycznej, które dobrze przybliżają charakterystyczne cechy gruntu nawodnionego w przedziale ciśnień od 1 do 1000 MPa, uzyskano zamknięte rozwiązanie dość złożonego zagadnienia początkowo-brzegowego z rozprzestrzeniającą się silną nieciągłością (fala uderzeniowa) i ruchomą nieciągłością kontaktową (rozszerzająca się kawerna wypełniona gazowymi produktami wybuchu).

Wyprowadzone w pracy [1] wzory nadają się do praktycznych inżynierskich zastosowań. Wyniki pracy mogą być wykorzystane m.in. do oszacowania stopnia i wielkości strefy zagęszczania gruntu nawodnionego metodami wybuchowymi, do określania stref oddziaływań wybuchów punktowych itp. problemów.

W ramach przyjętego modelu (gaz plastyczny) stopień zagęszczania gruntu zdeterminowany jest zawartością w nim powietrza. Określa go wzór

$$(1.1) \quad \frac{\varrho}{\varrho_0} = \frac{1}{1-b},$$

gdzie  $b = \alpha_1$  dla modelu Lachowa oraz  $b = 5\alpha_1/6$  dla modelu Rachmatulina [1];  $\alpha_1$  oznacza objętościową zawartość powietrza w gruncie oraz  $\varrho_0$  jest początkową, średnią gęstością gruntu. Określamy ją ze wzoru

$$(1.2) \quad \varrho_0 = \alpha_1 \varrho_1 + \alpha_2 \varrho_2 + \alpha_3 \varrho_3,$$

gdzie współczynniki  $\alpha_i$  są objętościowymi zawartościami, a  $\varrho_i$  gęstościami właściwymi poszczególnych składników gruntu przy ciśnieniu atmosferycznym  $p_0$ .

Składnikami gruntu nawodnionego są: gaz (powietrze), ciecz (woda) i ciało stałe (kwarc). Indeksami 1, 2, 3 oznaczamy parametry powietrza, wody i kwarcu. Na ogół w obliczeniach liczbowych przyjmuje się

$$(1.3) \quad \varrho_1 = 1,29 \text{ kg/m}^3, \quad \varrho_2 = 1000 \text{ kg/m}^3, \quad \varrho_3 = 2650 \text{ kg/m}^3.$$

Z przedstawionych wzorów (1.1)–(1.3) wynika, że znajomość objętościowej zawartości powietrza w gruncie nawodnionym ( $\alpha_1$ ) pozwala, bez rozwiązywania zagadnienia wybuchu skupionego, oszacować maksymalny stopień zagęszczenia gruntu (wzór 1.1). Z kolei rozwiązanie zagadnienia wybuchu skupionego w gruncie nawodnionym (część I pracy [1]) stwarza możliwość określenia maksymalnej wielkości strefy zagęszczenia od wybuchów pojedynczych ładunków materiału wybuchowego. Wyznaczamy ją z następującego wzoru:

$$(1.4) \quad \Delta R_{\max} = R_{1\max} - R_{0\max} = \left[ r_0^v + \frac{1}{b} (R_{0\max}^v - r_0^v) \right]^{\frac{1}{v}} - R_{0\max},$$

gdzie  $r_0$  oznacza promień ładunku dla symetrii kulistej i cylindrycznej lub połowę grubości ładunku dla symetrii płaskiej;  $R_{0\max}$  jest promieniem kawerny uzyskanej po zakończeniu procesu rozszerzania się GPW, a  $R_{1\max}$  jest maksymalnym promieniem zasięgu czoła fali uderzeniowej.

W niniejszej pracy, wykorzystując wzory wyprowadzone w publikacji [1], dokonamy ilościowej analizy parametrów stanu i ruchu gruntu obciążonego natychmiastowym wybuchem płaskiego ładunku materiału wybuchowego.

## 2. WZORY NA PARAMETRY RUCHU I STANU GRUNTU DLA PŁASKIEJ FALI UDERZENIOWEJ

Dla uproszczenia obliczeń i unifikacji wyników liczbowych wprowadzimy następujące wielkości bezwymiarowe:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{r}{r_0}, \quad T = \frac{a_m t}{r_0}, \quad U(R, T) = \frac{u[r(R), t(T)]}{r_0}, \\
 V(R, T) &= \frac{v[r(R), t(T)]}{a_m}, \quad P(R, T) = \frac{p[r(R), t(T)]}{p_m}, \\
 R_0^*(T) &= \frac{R_0[t(T)]}{r_0}, \quad \dot{R}_0^*(T) = \frac{\dot{R}_0[t(T)]}{a_m} = V_0(T) = \frac{v_0[t(T)]}{a_m}, \\
 \ddot{R}_0^*(T) &= \frac{r_0}{a_m^2} \ddot{R}_0[t(T)], \quad p_e(T) = \frac{p_e[t(T)]}{p_m}, \\
 R_1^*(T) &= \frac{R_1[t(T)]}{r_0}, \quad \dot{R}_1^*(T) = \frac{\dot{R}_1[t(T)]}{a_m}, \\
 P_1(T) &= \frac{p_1[t(T)]}{p_m}, \quad V_1(T) = \frac{v_1[t(T)]}{a_m} = b \dot{R}_1^*(T), \\
 P_m &= \frac{p_m}{p_0}, \quad P_0 = \frac{p_0}{p_m} = P_m^{-1},
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

gdzie

$$a_m = \sqrt{\frac{p_m}{\rho_0}}, \quad p_m = 0,5 p_H, \quad p_H = \frac{\rho_{oe} D^2}{k_H + 1},$$

Symbol  $p_H$  oznacza ciśnienie gazowych produktów wybuchu w punkcie Chapmana-Jougueta (Ch-J),  $D$  jest prędkością detonacji,  $k_H$  — wykładnikiem izentropii GPW w punkcie Ch-J.

Pozostałe symbole, występujące we wzorach (2.1) odpowiednio oznaczają:  $r$  — współrzędną Lagrange'a,  $t$  — czas,  $r_0$  — promień ładunku materiału wybuchowego,  $R_0$  — promień kawerny,  $R_1$  — promień czoła fali uderzeniowej,  $u$  — przemieszczenie ośrodka,  $v$  — prędkość przemieszczania się cząstek ośrodka,  $v_0 = \dot{R}_0$  — prędkość przemieszczania się brzegu kawerny,  $v_1$  — prędkość przemieszczania się cząstek ośrodka na czole fali uderzeniowej,  $\dot{R}_1$  — prędkość rozprzestrzeniania się czoła fali uderzeniowej,  $\ddot{R}_0$  — przyspieszenie brzegu kawerny,  $p$  — ciśnienie w ośrodku,  $p_1$  — ciśnienie na czole fali uderzeniowej oraz  $p_e$  — ciśnienie GPW.

Zgodnie ze wzorami wprowadzonymi w pierwszej części pracy [1] (wzory od (4.1) do (4.6)) i wielkościami bezwymiarowymi (2.1), dla fali płaskiej otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
 U(R, T) &= R_0^*(T) - b(R-1) - 1, \\
 R_1^*(T) &= \frac{1}{b} [R_0^*(T) - 1] + 1, \\
 \Delta R^*(T) &= R_1^*(T) - R_0^*(T) = \left(\frac{1}{b} - 1\right) [R_0^*(T) - 1], \\
 (2.2) \quad V(R, T) &= V_1(T) = \dot{R}_0^*(T), \quad \dot{R}_1^*(T) = \frac{1}{b} \dot{R}_0^*(T), \\
 P(R, T) &= [R_0^*(T)]^{-k_0} - (\dot{R} - 1) R_0^*(T), \\
 P_1(T) &= P_m^{-1} + \frac{1}{b} [\dot{R}_0^*(T)]^2, \quad P_e(T) = [R_0^*(T)]^{-k_0}, \\
 \dot{R}_0^*(T) &= \frac{1}{R_0^* - 1} \{b [P_e(T) - P_m^{-1}] - [\dot{R}_0^*(T)]^2\} \quad \text{dla } R_0^* > 1,
 \end{aligned}$$

$$(2.3) \quad T = \int_1^{R_0^*} \frac{dR}{\dot{R}_0^*(R)},$$

gdzie  $k_0$  jest skorelowanym wykładnikiem politropy GPW (por. tablicę 2 w części I pracy [1]).

Funkcję  $\dot{R}_0^*(T)$  precyzują następujące wzory:

$$(2.4) \quad \dot{R}_0^*(T) = \left\{ \frac{2b}{(k_0 - 1)(k_0 - 2)} \frac{1}{[R_0^*(T) - 1]^2} \{1 - (k_0 - 2) [R_0^*(T) - 1] [R_0^*(T) - 1]^{1 - k_0} - [R_0^*(T)]^{2 - k_0}\} - bP_m^{-1} \right\}^{1/2}$$

dla  $k_0 \neq 1$  i  $k_0 \neq 2$ ;

$$(2.5) \quad \dot{R}_0^*(T) = \left\{ \frac{2b}{[R_0^*(T) - 1]^2} \left[ \ln R_0^*(T) + \frac{1}{R_0^*(T)} - 1 \right] - bP_m^{-1} \right\}^{1/2}$$

dla  $k_0 = 2$ ;

$$(2.6) \quad \dot{R}_0^*(T) = \left\{ \frac{2b}{[R_0^*(T) - 1]^2} [R_0^*(T) - 1 - \ln R_0^*(T)] - bP_m^{-1} \right\}^{1/2}$$

dla  $k_0 = 1$ .

Maksymalny, bezwymiarowy promień kawerny obliczamy z następującego wzoru:

$$(2.7) \quad \dot{R}_0^*(R_{0\max}^*) = 0.$$

Zgodnie z tym warunkiem i wyrażeniami (2.4)–(2.6) wielkość  $R_{0\max}^*$  określają pierwiastki następujących równań przestępnych:

$$(2.8) \quad (k_0 - 1)(k_0 - 2) P_m^{-1} (R_0^* - 1)^2 = 2 [1 - (k_0 - 2)(R_0^* - 1) R_0^{*1-k_0} - R_0^{*2-k_0}]$$

dla  $k_0 \neq 1$  i  $k_0 \neq 2$ ;

$$(2.9) \quad P_m^{-1} (R_0^* - 1)^2 = 2 (\ln R_0^* + R_0^{*-1} - 1)$$

dla  $k_0 = 2$  oraz

$$(2.10) \quad P_m^{-1} (R_0^* - 1)^2 = 2 (R_0^* - 1 - \ln R_0^*)$$

dla  $k_0 = 1$ .

Łatwo wykazać, że równania (2.8)–(2.10) mają po dwa pierwiastki rzeczywiste:  $R_{01}^* = 1$  oraz  $R_{02}^* = R_{0\max}^* > 1$ .

Z przedstawionych zależności wynika, że wszystkie wielkości charakteryzujące stan gruntu nawodnionego, obciążonego płaską falą uderzeniową, są jawnymi funkcjami bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$ , który z kolei jest funkcją czasu  $T$ . Zatem aby uzyskać jawną zależność parametrów stanu gruntu od czasu, należy w pierwszej kolejności zidentyfikować postać funkcji  $R_0^*(T)$ .

W ogólnym przypadku (dla dowolnej wartości wykładnika  $k_0$ ) funkcja ta określona jest w odwrotnej postaci wzorem (2.3). Występującą we wzorze (2.3) całkę obliczamy na ogół w sposób numeryczny. Dla ustalonej wartości górnej granicy całki —  $R_0^*$  obliczamy wartość całki (2.3), wykorzystując do tego celu odpowiednie wzory (2.4)–(2.6). W ten sposób dla ustalonego  $R_0^*$  otrzymujemy odpowiednią wartość  $T$ .

W szczególnym przypadku dla  $k_0 = 3$  funkcję  $R_0^*(T)$  można uzyskać w jawnej postaci. Należy przy tym zwrócić uwagę na fakt, że jest to przypadek, który często występuje w praktyce inżynierskiej. Znanym jest bowiem fakt, że gazowe produkty wybuchu większości stałych materiałów wybuchowych są charakteryzowane wykładnikiem  $k_0$  zbliżonym lub równym 3 (por. np. tablicę 2 w pracy [1] lub wzór (2.2) w pracy [6]).

Dla wykładnika  $k_0 = 3$  z równania (2.4) otrzymujemy

$$(2.11) \quad \frac{dR_0^*}{dT} = [b (R_0^{*-2} - P_m^{-1})]^{1/2}$$

Po scałkowaniu równania (2.11) i przekształceniach funkcja  $R_0^*(T)$  przybiera postać

$$(2.12) \quad R_0^*(T) = [P_m - (\sqrt{P_m - 1} - \sqrt{b/P_m} T)^2]^{1/2}$$

lub

$$(2.13) \quad R_0^*(T) = \left( 1 + 2 \sqrt{\frac{P_m - 1}{P_m}} b T - \frac{b}{P_m} T^2 \right)^{1/2}$$

przy czym

$$(2.14) \quad R_0^*(T) \leq P_m.$$

Z równania (2.11) i warunku (2.7) wynika, że maksymalny bezwymiarowy promień kawerny  $R_{0\max}^*$  w rozpatrywanym przypadku wynosi

$$(2.15) \quad R_{0\max}^* = \sqrt{P_m}$$

i osiągany jest po upływie bezwymiarowego czasu

$$(2.16) \quad T_{\max} = \left[ \frac{P_m(P_m - 1)}{b} \right]^{1/2}$$

Przejdziemy obecnie do ilościowej analizy poszczególnych wielkości charakteryzujących stan badanego układu.

### 3. ANALIZA ILOŚCIOWA PARAMETRÓW RUCHU I STANU UKŁADU

Jak już wspomniano, wszystkie wielkości charakteryzujące ruch i stan gruntu są funkcjami bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$ , wypełnionej produktami wybuchu. Dlatego w pierwszej kolejności zbadamy charakter zmian funkcji  $R_0^*(T)$ . Zacniemy od maksymalnej jej wartości  $R_{0\max}^*$ .

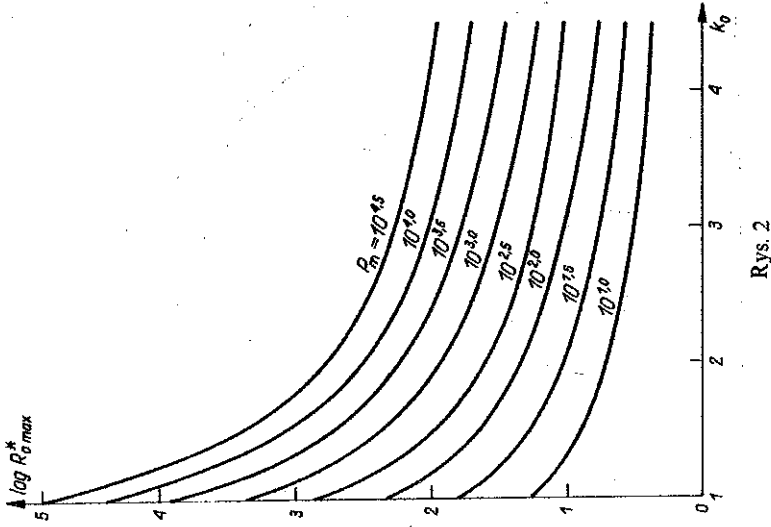
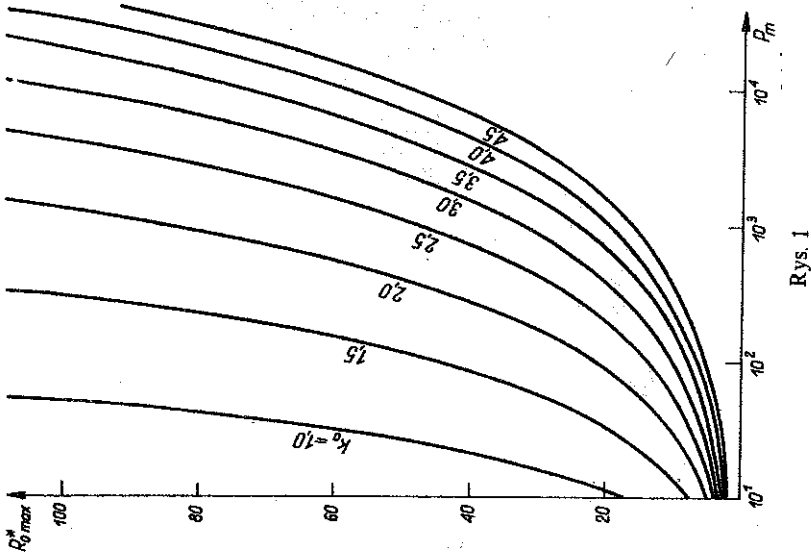
Z równań (2.8)–(2.10) wynika, że wielkość  $R_{0\max}^*$  zależy tylko od dwóch parametrów; od wykładnika politropy  $k_0$  i od maksymalnego ciśnienia gazowych produktów wybuchu ( $p_m = P_m p_0$ ). Charakter zmian wielkości  $R_{0\max}^*$  jako funkcji parametrów  $P_m$  i  $k_0$  pokazujemy na rysunkach 1 i 2. Z wykresów zamieszczonych na tych rysunkach wynika, że wielkość  $R_{0\max}^*$  dość intensywnie wzrasta wraz ze wzrostem ciśnienia początkowego gazów powybuchowych w kawernie ( $P_m$ ) (rys. 1), natomiast ze wzrostem wykładnika politropy  $k_0$  maleje (rys. 2). Fakt ten można wytłumaczyć opierając się na wzorze na wewnętrzną energię właściwą gazowych produktów wybuchu

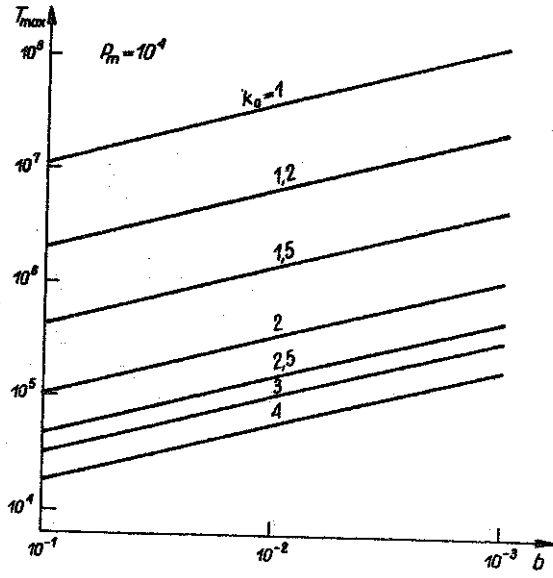
$$(3.1) \quad \varepsilon_m = \frac{P_m}{(k_0 - 1) \rho_{oe}}$$

Jak widać, maksymalna energia wewnętrzna  $\varepsilon_m$  rośnie wprost proporcjonalnie do ciśnienia  $p_m$ , natomiast ze wzrostem wykładnika  $k_0$  maleje. Stąd wynikają odpowiednie zmiany wielkości  $R_{0\max}^*$ .

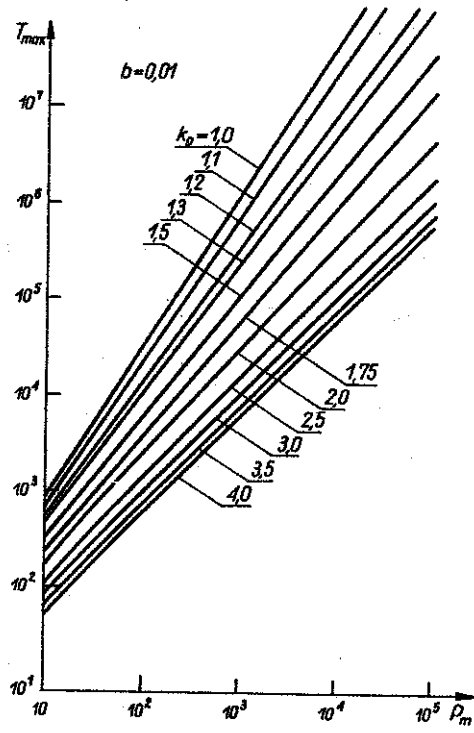
Zwrócimy jeszcze uwagę na fakt, że maksymalny wymiar kawerny  $h_{\max} = 2R_{0\max}^* r_0$ , powstałej po wybuchu płaskiego ładunku materiału wybuchowego o grubości  $2r_0$ , nie zależy od objętości zawartości powietrza w gruncie (od parametru  $b$ ). Od parametru  $b$  zależy natomiast czas, po którym osiągana jest wartość  $R_{0\max}^*$ .

Zależność tę pokazujemy na rys. 3, na którym zamieszczamy (w układzie logarytmicznym) wykresy zmiany wielkości  $T_{\max}$  jako funkcji parametru  $b$



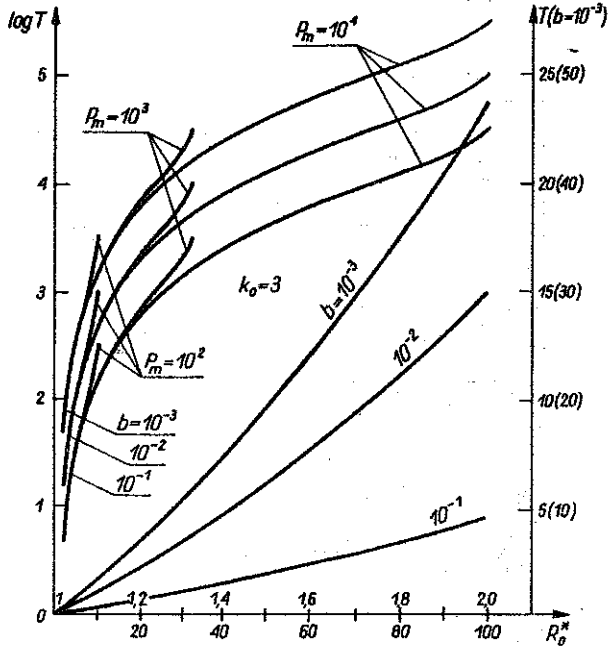


Rys. 3



Rys. 4





Rys. 5

dla kilku wartości wykładnika politropy  $k_0$  przy ustalonej wartości  $P_m = 10^4$ . Okazuje się, że wielkość  $\log T_{\max}$  jest liniową funkcją zmiennej  $\log b$ . Poza tym można ogólnie stwierdzić, że wraz z maleniem zawartości powietrza w gruncie rośnie czas  $t_{\max} = r_0 T_{\max}/a_m$ , po upływie którego grubość kawerny osiąga maksymalny wymiar  $h_{\max} = 2R_{0\max}^* r_0$ .

Podobnie zachowuje się wielkość  $T_{\max}$  jako funkcja parametru  $k_0$ : im mniejsza jest jego wartość, tym większe jest  $T_{\max}$ . Oczywiście osiąga się wówczas większe wartości  $R_{0\max}^*$ . Wynika to z faktu, że przy małych wartościach wykładnika  $k_0$  w tej samej początkowej objętości kawerny skumulowana jest większa porcja energii wewnętrznej. Stąd dłuższy jest czas jej „rozładowania” i w wyniku otrzymuje się większy końcowy wymiar kawerny.

Z kolei na rys. 4 przedstawiamy zmianę wielkości  $T_{\max}$  jako funkcji parametru  $P_m$  dla kilku wartości wykładnika  $k_0$ , przy ustalonej wartości  $b = 0,01$ . Okazuje się, że również i w tym przypadku zmiana wielkości  $\log T_{\max}$  jako funkcji zmiennej  $\log P_m$  w badanym zakresie zmiany parametru  $P_m \geq 10$  jest w przybliżeniu liniowa.

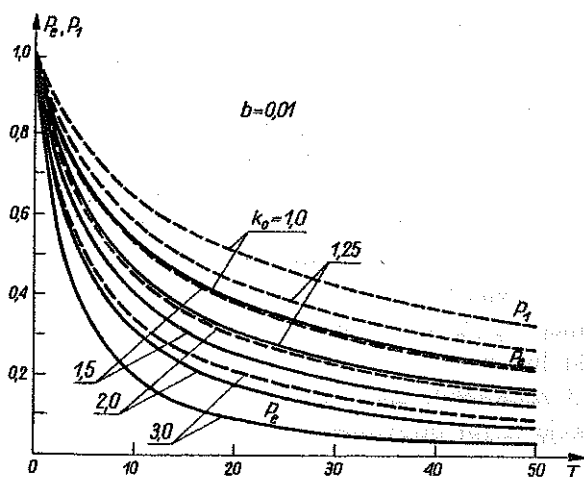
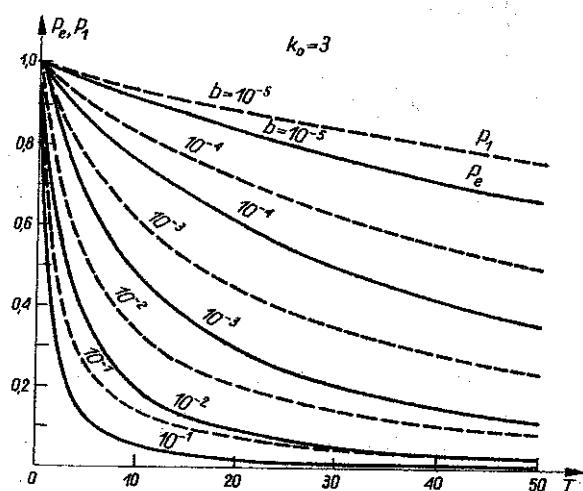
Dla  $k_0 = 3$  zauważone zależności można udowodnić analitycznie. Logarytmując funkcję (2.16) otrzymujemy

$$(3.2) \quad \log T_{\max} = \frac{1}{2} [\log P_m + \log (P_m - 1) - \log b].$$

Wzór ten potwierdza liniową zależność funkcji  $\log T_{\max}$  od zmiennej  $\log b$  oraz od zmiennej  $\log P_m$  dla  $P_m \gg 1$ .

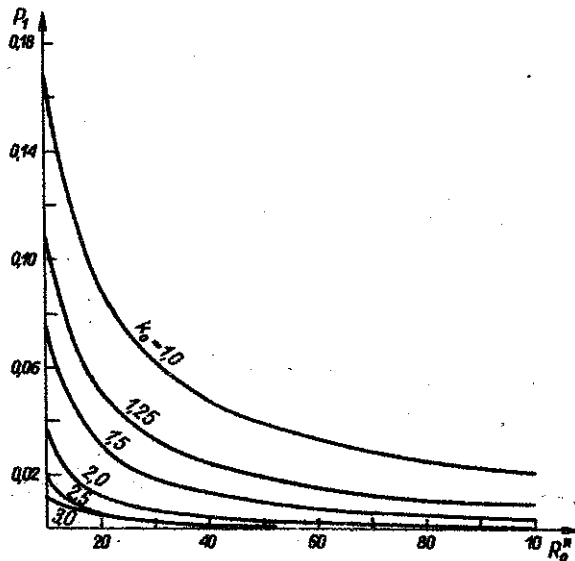
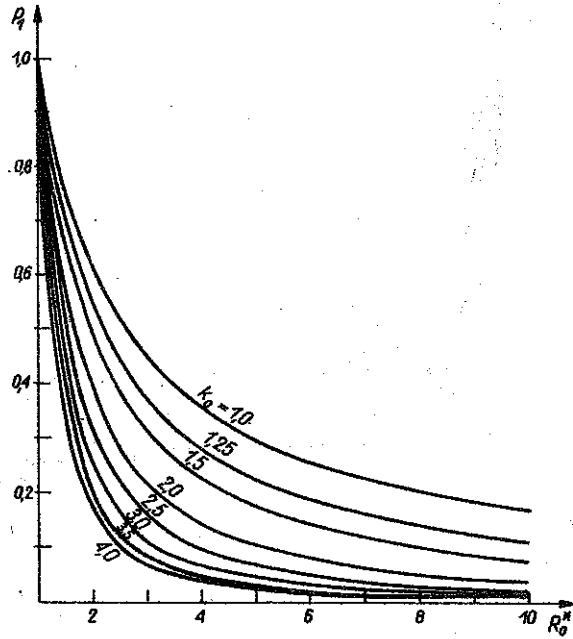
Na rys. 5 pokazujemy wykres funkcji  $R_0^*(T)$  w całym przedziale czasowym ( $0 \leq T \leq T_{\max}$ ) dla  $k_0 = 3$  i kilku parametrów  $P_m$  oraz  $b$ . Z zamieszczonych wykresów wynika, że w początkowej fazie ruchu ośrodka proces rozszerzania się kawerny jest bardzo intensywny i nie zależy od parametru  $P_m$ . W rozpatrywanym przypadku fakt ten występuje w przedziale  $R_0^* < 6$  dla  $P_m > 10^2$  oraz  $R_0^* < 10$  dla  $P_m > 10^3$ .

Na rys. 6a pokazujemy zmianę wielkości  $P_e$  i  $P_l$  ( $P_e$  — linia ciągła,  $P_l$  — linia przerywana) jako funkcji  $T$  dla  $k_0 = 3$  i kilku wartości parametru  $b$ .



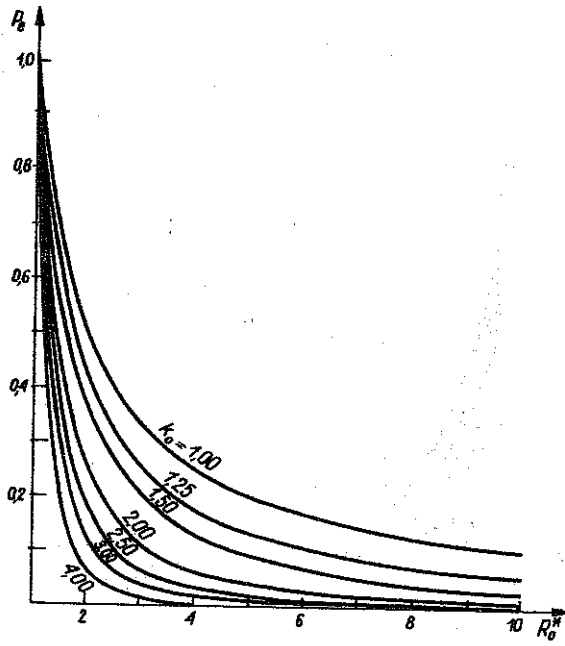
Rys. 6

Z zamieszczonych wykresów wynika, że wymienione wielkości intensywnie maleją z upływem czasu, szczególnie dla dużych wartości parametru  $b$ . Powodowane to jest ściśliwością gruntu, która znacząco rośnie wraz ze wzrostem zawartości w nim powietrza ( $b = \alpha_1$ ,  $b = 5\alpha_1/6$ ). Na przykład dla  $b = 0,1$

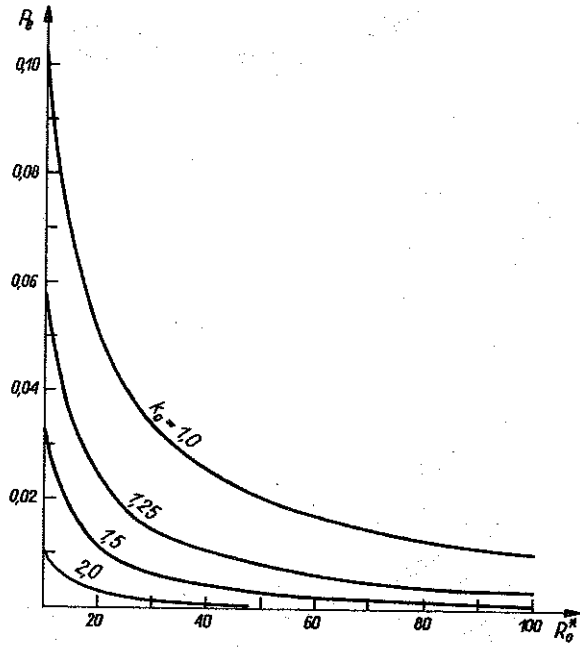


Rys. 7

a)

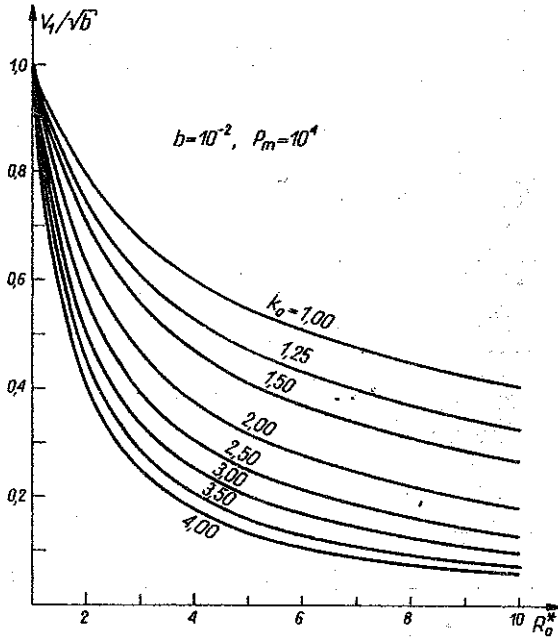


b)

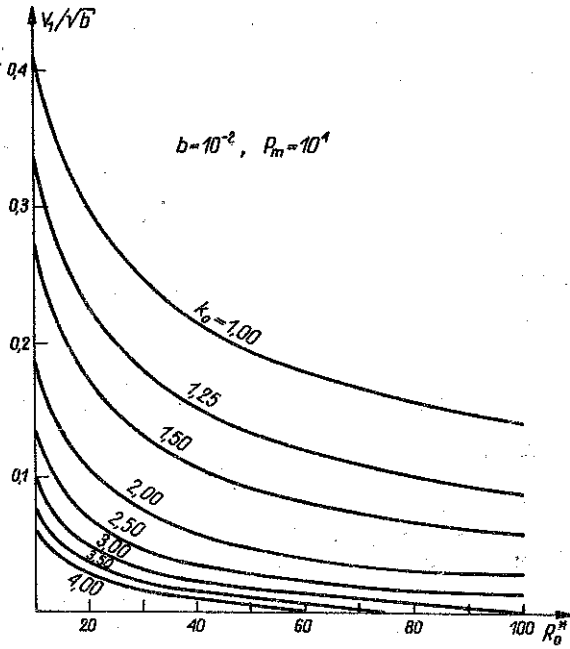


Rys. 8

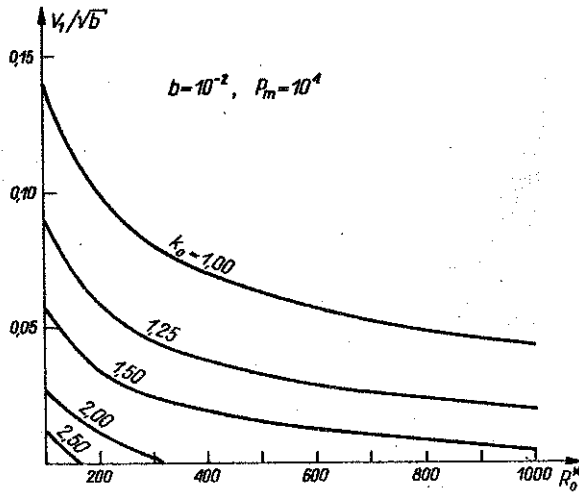
a)



b)



Rys. 9



Rys. 9

i  $P_m = 10^4$ , przy wybuchu warstwy ładunku płaskiego o grubości  $h_0 = 2r_0 = 0,05$  m, po upływie czasu  $t = \frac{r_0}{a_m} T = \frac{0,025}{707,1} 50 = 1,7678 \cdot 10^{-3}$  s, ciśnienie w kawernie maleje z  $10^3$  MPa do  $p_e = 5,3$  MPa, a na czole fali uderzeniowej — do wartości  $p_1 = 30,8$  MPa. Grubość kawerny osiąga w tym czasie  $h = 0,2857$  m. Natomiast dla  $b = 0,001$  (grunt silnie nawodniony) wymienione parametry przyjmują odpowiednio wartości:

$$p_e = 117,76 \text{ MPa}, \quad p_1 = 240,4 \text{ MPa}, \quad h = 0,101 \text{ m}.$$

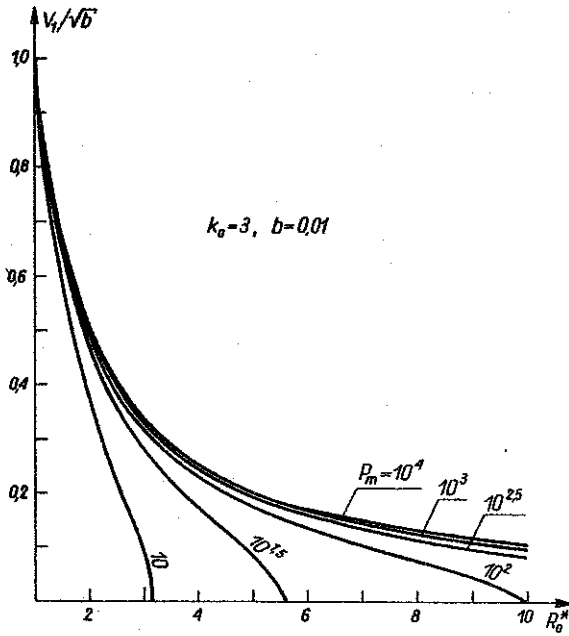
Z przytoczonego przykładu widać, że w przeciągu niecałych dwóch milisekund ciśnienie w kawernie maleje o ponad dwa rzędy przy  $b = 0,1$  oraz o blisko rząd dla  $b = 0,001$ . Podobnie zachowuje się ciśnienie na czole fali uderzeniowej.

Z kolei na rys. 6b przedstawiamy analogiczne wykresy  $P$  i  $P_1$  przy ustalonym parametrze  $b = 0,01$  dla kilku wartości wykładnika  $k_0$ . Jak należało oczekiwać, przy większych wykładnikach  $k_0$  malenie wielkości  $P_e$  i  $P_1$  jest bardziej intensywne (mniejszy stopień kumulacji energii).

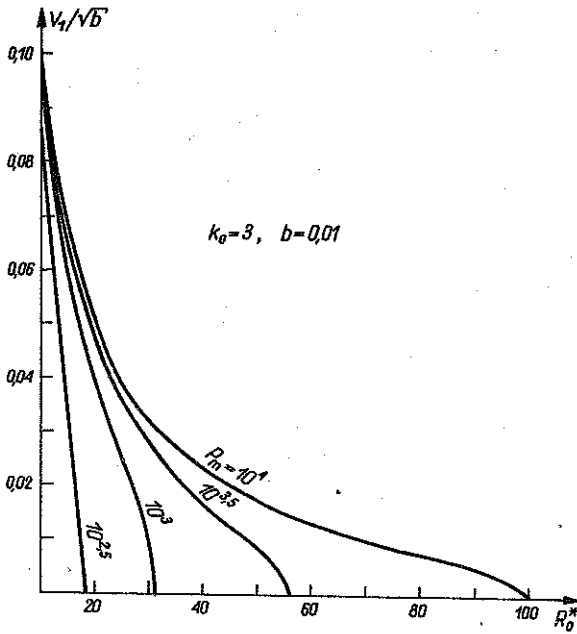
Wreszcie na rysunkach 7 i 8 przedstawiamy odpowiednio zmianę wielkości  $P_1$  i  $P_e$  jako funkcji  $R_0^*$  dla kilku wartości wykładnika  $k_0$ . Istotnym jest fakt, że zmiana wymienionych wielkości jako funkcji  $R_0^*$  nie zależy od parametru  $b$ . Wielkości te intensywnie maleją wraz ze wzrostem bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$  i wykładnika politropy GPW  $k_0$ .

Na kolejnych rysunkach 9a—9c zamieszczamy wykresy wielkości  $V_1/\sqrt{b}$  jako funkcje bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$  dla kilku wartości wykładnika izentropy GPW  $k_0$  przy ustalonych wartościach  $P_m = 10^4$  i  $b =$

a)



b)



Rys. 10

$=0,01$ . Jak wynika z wykresów, wielkość  $V_1/\sqrt{b}$  intensywnie maleje wraz ze wzrostem grubości kawerny ( $R_0^*$ ), szczególnie dla dużych wykładników politropy  $k_0$ . Powodem tych zmian jest mniejszy stopień kumulacji energii wewnętrznej w GPW przy dużych wykładnikach  $k_0$ .

Dalej a rysunkach 10a i 10b przedstawiamy zmianę tej samej wielkości  $V_1/\sqrt{b}$  jako funkcji  $R_0^*$  dla wybranych  $P_m$  przy  $k_0 = 3$  i  $b = 0,01$ . Z zamieszczonych wykresów wynika, że w przedziale  $R_0^* \leq 10$  wpływ parametru  $P_m \geq 10^{2,5}$  jest nieznaczny i można go zaniedbać. Natomiast dla  $R_0^* > 10$  oraz dla  $R_0^* > 1$  i  $P_m \leq 10^2$  wpływ wielkości  $P_m$  jest istotny i należy go uwzględniać w obliczeniach.

Na zakończenie zwracamy uwagę na fakt, że dla symetrii płaskiej ( $\nu = 1$ ) zachodzi równość parametrów  $V = V_0 = V_1$ . Jest to wynikiem właściwości gazu plastycznego (grunt za czołem fali uderzeniowej jest nieściśliwy — zachowuje się jak sztywna bryła).

#### 4. ZAKOŃCZENIE

W pracy przedstawiono wyniki dość obszernej analizy ilościowej zmian parametrów ruchu i stanu gruntu nawodnionego, obciążonego natychmiastowym wybuchem płaskiego ładunku materiału wybuchowego.

Z przeprowadzonej analizy można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Wszystkie wielkości charakteryzujące stan gruntu nawodnionego, obciążonego płaską falą uderzeniową (wygenerowaną natychmiastowym wybuchem) są jawnymi funkcjami bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$ , który z kolei jest funkcją czasu  $T$ . Dla wykładnika politropy GPW  $k_0 = 3$  funkcja ta podana jest jawnym wzorem (wzór (2.12) lub (2.13)). Dla pozostałych wartości  $k_0$  funkcja  $R_0(T)$  podana jest w odwrotnej postaci w formie całkowej (wzór (2.3)).

2. Maksymalny promień kawerny  $r_{0\max}$  intensywnie wzrasta wraz ze wzrostem ciśnienia początkowego gazów powybuchowych ( $p_m$ ) (rys. 1), natomiast ze wzrostem wykładnika politropy  $k_0$  — maleje (rys. 2). Promień  $r_{0\max}$  nie zależy od objętościowej zawartości powietrza w gruncie ( $b$ ). Od parametru tego zależy czas, po którym osiągnana jest wartość  $r_{0\max}$ . Okazuje się, że wielkość  $\log T_{\max}$  jest liniową funkcją zmiennej  $\log b$ , przy czym wraz z maleniem zawartości powietrza w gruncie, rośnie czas  $t_{\max} = r_0 T_{\max}/a_m$ , po upływie którego grubość kawerny osiąga maksymalny wymiar  $h_{\max} = 2R_{0\max}^* \times r_0$  (rys. 3 i wzór (3.2)). Podobnie zmiana wielkości  $\log T_{\max}$  jako funkcji zmiennej  $\log P_m$  dla  $P_m \geq 10$  jest w przybliżeniu liniowa (rys. 4, wzór (3.2)). Wzrost parametru  $P_m$  powoduje wzrost wielkości  $T_{\max}$ , natomiast wzrost wykładnika politropy  $k_0$  zmniejsza wartość  $T_{\max}$ .

3. Ciśnienie na czołe fali uderzeniowej  $p_1$  jest większe od ciśnienia w kawernie  $p_e$ . Charakter zmian bezwymiarowych wielkości  $P_1$  i  $P_e$  jest podobny



(рис. 6). Змiana wielkości  $P_1$  i  $P_e$  jako funkcji  $R_0^*$  nie zależy od parametru  $b$ . Parametr ten istotnie wpływa na zmianę wymienionych wielkości w czasie (rys. 6a). Parametry  $P_1$  i  $P_e$  intensywnie maleją wraz ze wzrostem bezwymiarowego promienia kawerny  $R_0^*$  i wykładnika politropy  $k_0$  (rys. 7 i 8).

4. Wielkość  $V_1/\sqrt{b}$ , podobnie jak wielkości  $P_1$  i  $P_e$ , intensywnie maleje wraz ze wzrostem parametru  $R_0^*$ , szczególnie dla dużych wykładników politropy  $k_0$  (rys. 9 i 10). W przedziale  $R_0^* \leq 10$  wpływ parametru  $P_m \geq 10^{2,5}$  na przebieg zmian wielkości  $V/\sqrt{b}$  jako funkcji  $R_0^*$  jest nieznaczny i można go zaniedbać (rys. 10). Natomiast dla  $R_0^* > 10$  oraz dla  $R_0^* > 1$  i  $P_m \leq 10^2$  wpływ wielkości  $P_m$  jest istotny i należy go uwzględnić w obliczeniach.

5. Dla symetrii płaskiej zachodzi równość parametrów  $V = V_0 = V_1$ . Jest to właściwość modelu gazu plastycznego.

6. Podane w pracy rozwiązanie problemu płaskiego wybuchu w gruncie nawodnionym daje pełny obraz dynamiki gruntu i nadaje się do praktycznych zastosowań inżynierskich.

Na zakończenie pragnę serdecznie podziękować koledze Z. GŁODOWSKIEMU za pomoc w obliczeniach numerycznych.

#### LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. E. WŁODARCZYK, *Concentrated explosion in water saturated soil. Part I analytical solution of the problem* J. Techn. Phys. 28, 2, 1987.
2. Г. М. Ляхов, *Ударные волны в многокомпонентных средах*, Изв. АН СССР, ОТН Механика и машиностроение, 1, 1959.
3. X. A. РАХМАТУЛИН, *О распространении волн в многокомпонентных средах*, ПММ, 33, 11, 1969.
4. X. A. РАХМАТУЛИН, Л. И. СТЕПАНОВА, *О распространении ударной волны взрыва в грунтах*, Сборник статей по взрыву, АН СССР, Москва 1957.
5. А. Я. Сагомоняц *Одномерные движения грунта со сферическими, цилиндрическими и плоскими волнами*, Научные доклады высшей школы (физ.-мат. серия), 3, 1958.
6. E. WŁODARCZYK, *Plane expansion of real detonation products. Closed form solutions*, J. Tech. Phys., 25, 3—4, 1984.

#### РЕЗЮМЕ

#### СОСРЕДОТОЧЕННОЙ ВЗРЫВ В ВОДНОСИЩЕННОМ ГРУНЦЕ ЧАСТЬ II. КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ И СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ С ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Опираясь на аналитическое решение задачи сосредоточенного взрыва в водонасыщенном грунте [1], проведен обширный анализ движения грунта нагруженного внезапным взрывом плоского заряда взрывчатого вещества. Для всех параметров, опре-

деляющих состояние грунта, выведены замкнутые формулы в безразмерных величинах, пригодные для практических применений. Помещенные диаграммы имеют полезный характер. Сделан ряд интересных выводов, характеризующих исследованный процесс, которые приведены в заключении работы.

#### SUMMARY

### CONCENTRATED EXPLOSION IN WATER SATURATED SOIL. PART II. QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE PARAMETERS OF MOTION AND OF THE STATE OF THE SYSTEM WITH PLANE SHOCK WAVE

According to the analytical solution of the problem of concentrated explosion in water saturated soil [1], the broad analysis of the movement of soil loaded by the instantaneous explosion of the flat blowing charge has been carried out. The closed formulas in dimensionless quantities have been derived for all the parameters of the soil state. These formulas as well as the enclosed charts are suitable for practical applications. Many interesting conclusions about the considered process have been drawn. They are given at the end of the paper.

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA

*Praca została złożona w Redakcji dnia 16 października 1986 r.*

---