

Лекция IV

Взрив на заряди от кондензиран експлозив

1. Параметри на въздушните ударни вълни

Основните параметри на ударната вълна, които определят нейното въздействие върху различните обекти, е максималното свръх налягане на фронта Δp_m , продължителността на фазите на свиване τ и отделящия се импулс на положителната фаза на свръх налягането $i = \int_0^{\tau} \Delta p dt$. В някои случаи, особено на близки разстояния от заряда, съществена роля може да изиграе отделеният импулс върху количествата на движения зад фронта на УВ $i = \int_0^{\tau_u} \rho u^2 dt$, където τ_u е продължителността на положителната фаза на скоростния поток; а ρ, u са плътността и скоростта на газа зад фронта на УВ. Въз основа на опитните данни, с оглед на теорията за подобие на М.А. Садовски за сферичната УВ при взрив на съсредоточен заряд ТНТ в безграничното пространство са получени емпиричните зависимости:

$$\Delta p_m = 0,084 \frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 0,27 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^2 + 0,7 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^3, \text{ MPa} \quad (4.1)$$
$$\tau = \sqrt[3]{m} \sqrt{r}, \text{ ms},$$

където r е разстоянието от центъра на заряда в метри, а m е масата на заряда в килограми. Дадените формули са приложими в диапазона $1 \text{ m/kg}^{1/3} < \frac{r}{\sqrt[3]{m}} < 10 \text{ m/kg}^{1/3}$ ($0,01 \text{ MPa} < \Delta p_m < 1 \text{ MPa}$) за заряди с голяма маса ($m > 100 \text{ kg}$), но те могат да се ползват и в случаите на заряди с по-малка маса, ако под m се подразбира масата на заряда, която участва непосредствено във взрива (с оглед на химическите загуби). От М.А. Садовски е предположена също така зависимост и за импулса на свръх налягането на УВ, но въпреки несъвършенствата на регистриращата апаратура (експериментите са се провеждали в периода от 1935-1950 година) получените резултати са със завишени стойности. По-късните данни (фиг. 3.5) са получени за сферични заряди ТГ 50 и могат да бъдат описани чрез следните съотношения

$$\Delta p_m = 0,085 \frac{\sqrt[3]{m}}{r} + 0,3 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^2 + 0,8 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^3, \quad \text{MPa} \quad (4.2)$$

$$\tau = 1,2 \sqrt[3]{m} \sqrt{r}, \quad \text{ms} \quad (4.3)$$

$$i = 200 \sqrt[3]{m^2/r}, \quad \text{Pa.s} \quad (4.4)$$

които се отнасят за същия диапазон, и при това условие за всякаква маса на заряда.

Импулсът на количествата движения зад фронта на УВ експериментално не се измерва, но той може да бъде определен при числовото решение на задачата. В случая взрива на сферичния заряд ТГ 50 в указания диапазон може да бъде взет предвид при апроксимационна зависимост

$$i = 300 \sqrt[3]{m} \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^{2.5}, \quad \text{Pa.s} \quad (4.5)$$

Не е трудно да се види, че на близката граница на диапазона на приложение са дадени зависимостите ($\sqrt[3]{m}/r = 1 \text{ kg}^{1/3}/\text{m}$) импулсът на скоростния поток в УВ е един и половина пъти по-голям, отколкото импулсът на свръх налягане, и все пак с преминаване на разстоянието той спада доста интензивно и на крайната граница на диапазона ($\sqrt[3]{m}/r = 0,1 \text{ kg}^{1/3}/\text{m}$) става примерно 20 пъти по-малък от предишния.

Законът за енергетичното подобие и взимането предвид на химическите загуби дават възможност да пресметнем коефициентите в тези формули в случай на взрив на всякакъв ВВ по отношение на отделената топлина от взрива. С помощта на метода на подобие и размерите, тези формули могат да бъдат обобщени в случай на взрив в атмосферата с които и да било начални параметри. При взрив на заряда на твърда повърхност, когато УВ се формира в полупространството, във формулите следва да се поставят удвоените маси на заряда. Ако преградата се деформира и свива, то част от енергията на взрива отива за нейното разрушаване и формирането вътре в нея на УВ, ето защо във формулата за параметрите на въздушните вълни трябва да се поставя еквивалентна маса на заряда, равна на $2\eta m$, където коефициентът η отчита дела на енергията на взрива, който отива във въздуха. За абсолютно твърда преграда

използваме $\eta = 1$. Стойностите на коефициента η за някои материали на прегради са приведени в таблица 4.1.

Таблица 4.1

Част от енергията на взрива, която отива във въздуха при взрива на заряда на повърхността на различни среди

Тип на преградата	Стоманена плоча	Железобетонна плоча	Бетон, скален грунд	Плътни пясъчливи глинести почви, глина	Грундове със средна плътност	Вода
η	1	0,95 ... 1	0,85 ... 0,9	0,7 ... 0,8	0,6 ... 0,65	0,55 ... 0,6

Законът за затихване на налягането в УВ от времето на момента на пристигане на фронта в разглежданата точка (схема на свръх налягане) на показаните разстояния се описват от зависимостта:

$$\Delta p = \Delta p_m \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \exp\left\{-\frac{at}{\tau}\right\}$$

а за импулса на скоростния напор при първото приближение може да се вземе:

$$\rho u^2 = \rho_m u_m^2 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^2 \exp\left\{-\frac{bt}{\tau}\right\},$$

където ρ_m, u_m са съответно плътност и масова скорост на газа на фронта, а коефициентите a и b се определят чрез известните импулси на свръх налягането и количествата в УВ (4.4.) (4.5.)

$$i = \int_0^{\tau} \Delta p dt = \frac{\Delta p_m \tau}{a} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-a\}}{a}\right)$$

$$i = \int_0^{\tau} \Delta \rho u^2 dt = \rho_m u_m^2 \frac{\tau}{b} \left(1 - \frac{2}{b} \left(1 - \frac{1 - \exp\{-b\}}{b} \right) \right)$$

В близката зона на взрива законът за енергетичното подобие престава да важи и важи само законът за геометричното подобие за зарядите от зададения състав и плътност. В сферичните заряди са получени следните емпирични съотношения за свръх налягането на фронта на УВ:

ТГ 50, лят с плътност **1680 kg/m³**

$$\Delta p_m = \frac{110}{(r/r_0)^{1.4}}, \text{MPa, при } 1 \leq \frac{r}{r_0} \leq 12;$$

ТГ 50, насипен с плътност **900 kg/m³**

$$\Delta p_m = \frac{73}{(r/r_0)^{1.35}}, \text{MPa, при } 1 \leq \frac{r}{r_0} \leq 10;$$

ТЕН с плътност **1600 kg/m³**

$$\Delta p_m = \frac{100}{(r/r_0)^{1.35}}, \text{MPa, при } 1 \leq \frac{r}{r_0} \leq 12;$$

където **r₀** е радиусът на заряда.

Слабото затихване на въздушните УВ в близост до заряда е свързано с това, че началното налягане във въздуха след разпадането на разрива е примерно два пъти по-малко отколкото налягането в централната област на покой зад фронта на детонационната вълна и се разширява във вълна на разреждане, продуктите от взрива оказват подпирашо действие на контактната повърхност с въздуха. Анализът чрез ТЕН на свръх налягането в близката зона на взрива показва, че в

околността на фронта при $t/\sqrt{m} < 5 \cdot 10^{-5} s/kg^{1/3}$, те могат да бъдат описани чрез експоненциалната зависимост:

$$\Delta p = \Delta p_m \exp\left\{-\frac{t}{\theta}\right\}, \quad \text{където } \theta = 10^{-6} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{1.6}$$

При взрива на безкрайния цилиндричен заряд (заряд с голяма дължина в областта на отсъствия на крайни ефекти) в безкрайната атмосфера с параметри p_0, ρ_0, c_0 (скорост на звука) са получени следните зависимости за свръх налягането на фронта на УВ, импулса на свръх налягането и продължителността на фазата на свиване:

$$\frac{\Delta p_m}{p_0} = \frac{0,24}{\xi^2} + \frac{0,48}{\xi^{3/4}} \quad \text{при } 0,1 < \xi < 2,5 \left(0,3 < \frac{\Delta p_m}{p_0} < 23,5\right) \quad (4.6a)$$

$$\frac{i}{p_0 \lambda / c_0} = \frac{0,08}{\sqrt{\xi}}, \quad \text{при } 0,1 < \xi < 2,5 \quad (4.6b)$$

$$\frac{\tau}{\lambda / c_0} = 0,32 \sqrt{\xi}, \quad \text{при } 0,1 < \xi < 1 \quad (4.6c)$$

$$\frac{\tau}{\lambda / c_0} = 0,65 \sqrt{\sqrt{\xi} - 0,7} + 0,02, \quad \text{при } 1 < \xi \quad (2.6d)$$

където $\xi = r/\sqrt{E_I/p_0}$ – безразмерно разстояние от оста на заряда ; E_I – отделящата се при взрива енергия за единица дължина на заряда. Особеността на цилиндричния взрив се състои в това, че вторичната вълна се разпространява по време на фазата на свиване на основната УВ, като постепенно я догонва. В този случай свръх налягането на фронта и импулсът от вторичната вълна е примерно със степен по-малък от основния. Излизането на вторичната УВ на фронта на основата се извършва на много големи разстояния ($\xi \approx 100$), когато налягането на фронта е от порядъка на **1кPa** и нараства примерно с 5% в

момента на сливане на фронтите. По своята форма схемата на свръх налягането на цилиндричната взривна вълна е близка до триъгълната. Плоските ударни вълни се появяват при взривовите на зарядите ВВ в каналите (изработки) и при изтичане на УВ от свободното пространство в канала. В този случай вълната може да бъде смятана за плоска на разстоянията, които превишават 4...8 максималните напречни размери на канала от мястото на взрива или входното отворстие на канала. Свръх налягането на фронта на плоската УВ може да бъде изчислено по формулата:

$$\Delta p_m = \left(78,8 \frac{E_z}{r} + 3,91 \sqrt{\frac{E_z}{r}} \right) \exp \left\{ -\frac{\beta r}{d} \right\}, \text{MPa.} \quad (4.7)$$

където r е разстоянието от мястото на взрива или входното отворстие на канала; $E_z = E/S_e$ енергията на взрива, стигаща на единица от площта на канала, J/m^2 (при взрив вътре в канала S_e е равна на удвоената площ на напречното сечение на канала; при взрив в глух канал на ТЕН, S_e съвпада с площта на напречното сечение на канала; при взрив на заряда пред входа вход в канал по продължение на неговата ос за енергия на плоския взрив E можем да приемем енергията на частта на заряда, който е заключен в телесния ъгъл, под който от центъра на взрива е видно входното отворстие на канала); β – коефициент на грапавостта на стените на канала; $d = 1,12\sqrt{5}m$ – даденият диаметър на канала. Формулата е справедлива за диапазона на налягане: $0,1 \text{ MPa} < \Delta p_m < 5 \text{ MPa}$. Първият съмножител на дадената зависимост (в скобите) съответства на закона за затихващото свръх налягане на фронта на неограничената плоска вълна ($d \rightarrow \infty$), а вторият отчита загубата на триене на въздушния поток с повърхността на стените на канала. Коефициентът на грапавост зависи от относителната грапавост на стените на канала (отношение на височината на неравностите спрямо радиуса на канала) и може да бъде пресметнат по известната в аеродинамиката формула:

$$\beta = \frac{2\alpha}{\rho_0},$$

където α е коефициентът на аеродинамичното съпротивление на канала, $N \cdot s/m^4$. За стоманените ударни тръби стойностите му са в диапазона 0,006...0,02 при

взрив в минните изработки 0,01...0,07.

Отделеният импулс на свръх налягането в УВ е енергетична характеристика и затихва при разпространението на вълните по канала доста по-бавно, отколкото свръх налягането. Той може да бъде пресметнат съгласно следната зависимост:

$$i = 6 \cdot 10^{-4} E_s \exp\left\{-\frac{\beta r}{2d}\right\}, \quad \text{Pa. s,}$$

а времето за действие на положителната фаза на излишното налягане е определено по формулата:

$$\tau = 72 \frac{r}{c_p} \sqrt{\frac{E_s}{r}}, \quad \text{ms.}$$

2. Влияние на плътността на ВВ върху параметрите на въздушната ударна вълна.

Експериментално влиянието на плътността на заряда на ВВ върху параметрите на въздушната УВ при сферичния взрив е било изследвано с помощта на оптична регистрация на движението на фронта и определение на скоростта на неговото разпространение. В частност за свръх налягането на фронта на УВ при взрива на зарядите от ТЕН с плътност **1600** и **400 kg/m³** са предложени зависимостите (**МПа**)

$$\rho_{ВВ} = 1600 \text{ kg/m}^3$$

$$\Delta p_m = 3,8 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{1,14}, \quad \text{при } 0,053 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 0,35, \quad (4.8a)$$

$$\Delta p_m = 1,78 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{1,01}, \quad \text{при } 0,35 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 0,8, \quad (4.8b)$$

$$\Delta p_m = 1,42 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r}\right)^{2,55}, \quad \text{при } 0,8 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 1,6, \quad (4.8c)$$

$$\rho_{\text{ВВ}} = 400 \text{ kg/m}^3$$

$$\Delta p_m = 3,4 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^{0,74} \quad \text{при } 0,084 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 0,35, \quad (4.9a)$$

$$\Delta p_m = 2,1 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^{1,2} \quad \text{при } 0,35 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 0,8, \quad (4.9b)$$

$$\Delta p_m = 1,42 \left(\frac{\sqrt[3]{m}}{r} \right)^{2,55} \quad \text{при } 0,8 \leq \frac{r}{\sqrt[3]{m}} \leq 1,6, \quad (4.9c)$$

където r, m ; а m , kg.

От дадените зависимости следва, че намалението на плътността на ВВ води до намаляване на свръх налягането на фронта на УВ в близост до заряда, и все пак на разстояние $r/\sqrt[3]{m} > 0,8$ влиянието на плътността на ВВ върху параметрите на ВВ изчезва. Интересни са и другите параметри на УВ (продължителност на фазата на свиване, импулс на свръх налягането и т.н.), и все пак експерименталната им регистрация в близката зона на взрива е трудно постижима. Необходимата информация за това може да се получи с помощта на числовото решение на задачата.

Решава се едномерната система от уравнения на газовата динамика за сферична симетрия при приложение на Лагранж :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{\partial p}{\partial R}; & \rho &= \rho_0 \left(\frac{R}{r} \right)^2 \frac{\partial R}{\partial r}; \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= -p \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t}; & u &= \frac{\partial r}{\partial t}; \end{aligned} \quad (4.10)$$

където p, ρ, u, E са съответно налягане, плътност, скорост и отделена вътрешна енергия на газа; t е времето; а R са координатите по Ойлер или Лагранж, свързани помежду си със съотношението:

$$R = \left(R_0^3 + \frac{3}{\rho_0} \int_{r_0}^r \rho r^2 dr \right)^{1/3};$$

индексът $\mathbf{0}$ се отнася до началната плътност и координатите на повърхността на заряда.

Системата (4.10) се съединява с уравнение на състоянието на средата в калоричната форма $p = p(\rho_1 E)$. За въздуха се използва уравнение на състоянието под формата на идеален газ

$$p = (\gamma_e - 1)\rho E \quad (4.11)$$

С ефективен показател на адиабатата γ_e , за която според термодинамичната таблица е подбрана аналитична апроксимация в широк диапазон от параметри:

$$\gamma_e = \begin{cases} \gamma_0 - 0,042 \left(\frac{E}{E_k}\right)^2 & \text{при } E \leq E_k, \\ a_k + (1,36 - a_k) \exp\left\{0,223 \left(1 - \frac{E}{E_k}\right)\right\} & \text{при } E > E_k, \end{cases}$$

където:

$$\gamma_0 = 1,402; E_k = 1,116 \cdot 10^6 \text{ J/kg}; a_k = 1 + 0,163 / (1 - 0,0572 \ln(\rho / \rho_k));$$

$$\rho_k = 1,2921 \text{ kg/m}^3,$$

при необходимост температурата на въздуха може да бъде определена от термичното уравнение на състоянието:

$$T = \frac{p \mu_e}{\rho R_g},$$

където R_g е универсална газова константа; μ_e е ефективна моларна маса, която се определя от апроксимационната зависимост:

$$\mu_s = \begin{cases} 28,96 & \text{при } E \leq E_k, \\ 11,5 + 17,46 \exp \left\{ 0,0445 \left(1 - \frac{E}{E_k} \right) \right\} & \text{при } E > E_k. \end{cases}$$

За продуктите от детонацията (ПД) се използва двучленно уравнение на състоянието под формата на:

$$p = A\rho^n + (\gamma - 1)\rho E, \quad (4.12)$$

Ми-Грюнайзен за което изоентропата има вида:

$$p = \frac{n-1}{n-\gamma} A\rho^n + B\rho^\gamma, \quad (4.13)$$

където γ е показателят за адиабатата на ПД при разширение във вакуум, константите A и n се определят според параметрите на Чапмън–Жуге при детонация на ВВ със стандартна плътност, а константата B според налягането и плътността на фронта на детонационната вълна (ДВ) при зададена плътност ВВ. Уравнението на състоянието (4.12.) дава възможност да определим параметрите на ДВ и ВВ с произволна плътност с оглед на промяната на топлината на взрива. В частност за ТЕН-а резултатите от пресмятанията съвпадат с известните експериментални данни и се описват от апроксимационните зависимости:

$$\frac{\rho_2}{\rho_H} = 0,053 + 1,28 \left(\frac{\rho_{ВВ}}{\rho_H} \right); \quad \frac{D}{D_H} = 0,225 + 0,775 \left(\frac{\rho_{ВВ}}{\rho_H} \right)^{1,2}$$

А в областта на течението зад фронта на сферичната ДВ – от съотношенията:

$$\begin{aligned} \rho_2 = u_2 = 1 - (1 - r_2^{1,15})^{0,5} & \quad \text{при } r_3 \leq r \leq r_2 \\ u = 0, \quad p = p_3 & \quad \text{при } 0 \leq r \leq r_3 \end{aligned} \quad (4.14)$$

където:

$$\rho_H = 1770 \text{ kg/m}^3; D_H = 8500 \text{ m/s}; \rho_2 = (\rho - \rho_3)/(\rho_2 - \rho_3);$$

$$u_z = u/u_2; r_z = (r - r_3)/(r_2 - r_3);$$

D – скорост на детонацията на ВВ с плътност, $\rho_{ВВ}$ индексите **2, 3** се отнасят към параметрите на фронта на ДВ и границата на централната област на покоя. Радиусът на централната област на покоя и плътността на ПД в нея са равни

$$\frac{r_3}{r_2} = 0,455 - 0,036 \left(1 - \frac{\rho_{ВВ}}{\rho_H}\right), \frac{\rho_3}{\rho_2} = 0,616 - 0,348 \exp \left\{ -3,54 \left(\frac{\rho_{ВВ}}{\rho_H}\right) \right\}$$

Останалите параметри на ДВ се определят от известните съотношения на фронта и изоентропата на разтоварването на ПД (4.13.). Зависимостите (2.14.) се удовлетворяват от асимптотичните решения на системата (2.10.) в околностите на фронта на ДВ и границите на централната област на покоя, и могат да се използват в качеството на начални условия за числовото решаване на задачата за взрива на сферичния заряд на тръбния електронагревател с различна плътност. Интегрирането на системата (4.10.)–(4.12.) се извърши чрез използването на изцяло консервативна получена в резултат на изваждане схема с ред на апроксимацията $0(k^2 + \tau)$ (2.21). Еднородността на схемата се достига чрез право пресмятане на зоната на контактния разрыв. При това, за съхранение на локалната апроксимация при преминаване през контактния разрыв в областта на ПД, се използва логаритмична мрежа с размери на кутийките, които се намаляват с приближение на контактния разрыв. Пресмятането на фронта на УВ се извършва с използването на характеристиките на системата (4.10. заедно със съотношенията на динамичната съвместимост (2.22), което осигурява отделянето на силния разрыв и повишава точността на пресмятане на параметрите на фронта. За “равномерното нанасяне” на вътрешните скокове се използва изкуствена вискозност, която се въвежда въз основа на анализа на диференциалните свойства на решенията (2.23):

$$q = \delta \rho \Delta r \frac{\partial u}{\partial r} \left(S_1 c + S_2 \Delta r \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \right)$$

където:

$$\delta = \begin{cases} 0 \text{ при } \frac{\partial u}{\partial r} \geq 0 \\ \delta_1 \text{ при } \frac{\partial u}{\partial r} < 0 \end{cases} \left\{ \left| \frac{\partial^2 u}{\partial^2 r} \right| dr - \delta_3 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \leq 0 \right.$$

$$\left. \begin{matrix} \delta_2, & \text{ако } \left| \frac{\partial^2 u}{\partial^2 r} \right| dr - \delta_3 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| > 0 \end{matrix} \right.$$

c – скорост на звука; S_1, S_2 – коефициенти при линейните и квадратични съставни части на псевдо вискозно налягане; $q, \delta_1, \delta_2, \delta_3$ – коефициенти на диференциалния анализатор. Най-добрите резултати са получени при стойности на константите $S_1 = 0,25$; $S_2 = 1$; $\delta_1 = \delta_2 = 2$; $\delta_3 = 3$. Точността на решенията се контролира чрез проверка на интегралния закон за съхранение на енергията, който важи с отклонение от не повече от 0,5% във всеки един момент от време включително до приключване на пресмятанията. Пресмятанията са направени за въздуха с начална температура $T_0 = 15^\circ C$ и заряд на ТЕН с плътност $\rho_{ВВ} = 1600; 1200; 800; 400 \text{ kg/m}^3$, изчислени са детонационните характеристики, които са дадени в таблица 1.2 (Q – отделена топлина на взрива, k – показател на адиабатата на ПД на фронта на ДВ).

Таблица 4.2

Детонационни характеристики на зарядите на ТЕН при различна плътност

$\rho_{ВВ}, \text{kg/m}^3$	1600	1200	800	400
$D, \text{m/s}$	7750	6040	4450	3020
$Q \cdot 10^{-6}, \text{J/kg}$	5,85	5,65	5,45	5,25
k	2,953	2,80	2,51	1,94
r_0/r_ϵ	0,0137	0,0153	0,0177	0,0226

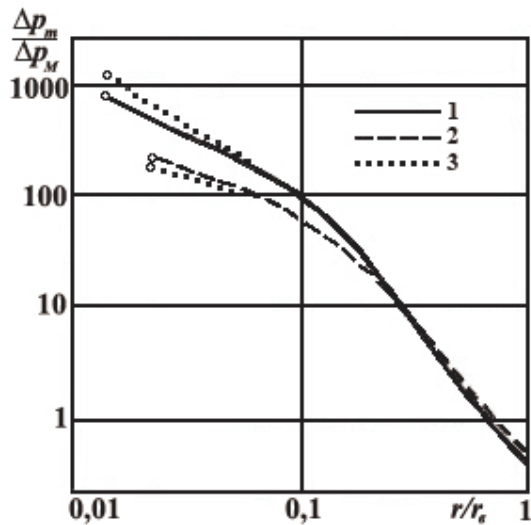
На фиг.4.1 – 4.4 са представени резултатите от пресмятанията под формата на зависимости от разстоянията на свръх налягането на фронта Δp_m , импулс на свръх налягане $i = \int_0^\tau \Delta p dt$, импулс на скоростния поток $j = \int_0^{t^*} \rho u^2 dt$ продължителност на фазата на свиване τ във въздушната УВ за зарядите с плътност $\rho_{ВВ} = 1600 \text{ kg/m}^3$ (непрекъснати линии) и $\rho_{ВВ} = 400 \text{ kg/m}^3$ (шриховани

линии). Експерименталните стойности за Δp_m са нанесени на фиг. 4.1 с линии с пунктир. Всички резултати са представени в безразмерен вид спрямо мащабите:

$$p_M = 101325 \text{ Pa}; \rho_M = 1,2249 \text{ kg/m}^3; u_M = (p_M/\rho_M)^{1/2} = 287,6 \text{ m/s}$$

$$r_e = (mQ/p_M)^{1/3}; t_M = r_e/u_M; i_M = p_M t_M,$$

където m е масата на заряда. Стойностите на безразмерния радиус на заряда са дадени в последния ред на таблица 4.2. За свръх налягането на фронта на вълната (фиг. 4.1.) резултатите от пресмятанята доста точно съвпадат с експерименталните данни, и все пак при разстоянията $r/r_e > 0,2 \dots 0,3$ отчетливо се наблюдава тенденция спрямо повишаване на Δp_m с намаление на плътността на заряда. Импулсът на скоростния поток (фиг. 4.3.) започва да нараства при понижаване на плътността на заряда на разстояния $r/r_e > 0,09 \dots 0,11$, а импулсът на свръх налягането и продължителността на фазата на свиване (фиг. 4.2, 4.4) нарастват както в близката ($r/r_e > 0,1 \dots 0,23$), така и в далечната ($r/r_e > 0,3 \dots 0,4$) зона на взрива. Немонотонният характер на изменението на i и τ в диапазона $0,05 < r/r_e < 0,2$ отразява сложния характер на вълните на течението на средата, свързан с формирането и разпространението на вторичната УВ. Увеличението на стойността на i във вторичната УВ е отделено на фиг.4.2 в заштрихованата област. В далечната зона на взрива при преминаване от плътност $\rho_{ВВ} = 1600 \text{ kg/m}^3$ към $\rho_{ВВ} = 1400 \text{ kg/m}^3$ стойностите на Δp_m , j , i се увеличават съответно на 10, 12 и 15%. В таблица 4.2. за разглежданите варианти на дадените стойности на максималния радиус на мехура на продуктите на взрива



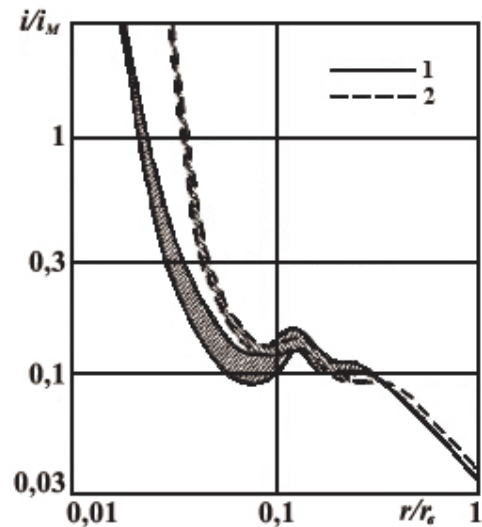
Фиг. 4.1. Свръх налягане на фронта налягането

на УВ при сферичен взрив на зарядите на зарядите

ТЕН:
на

1 – $\rho_{ВВ} = 1600 \text{ kg/m}^3$; 2 – $\rho_{ВВ} = 400 \text{ kg/m}^3$

3 – експериментални данни



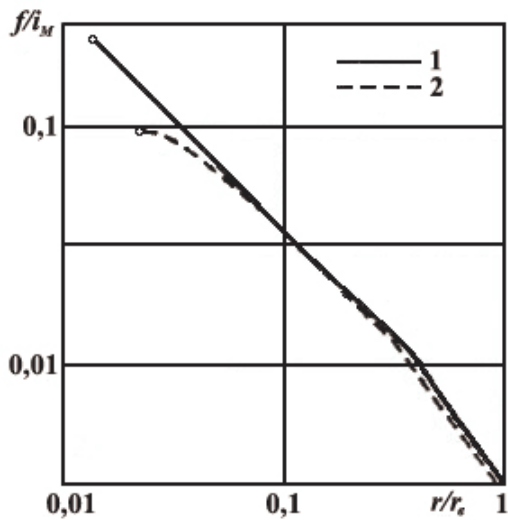
Фиг. 4.2. Импулс на свръх

в УВ при сферичен взрив на

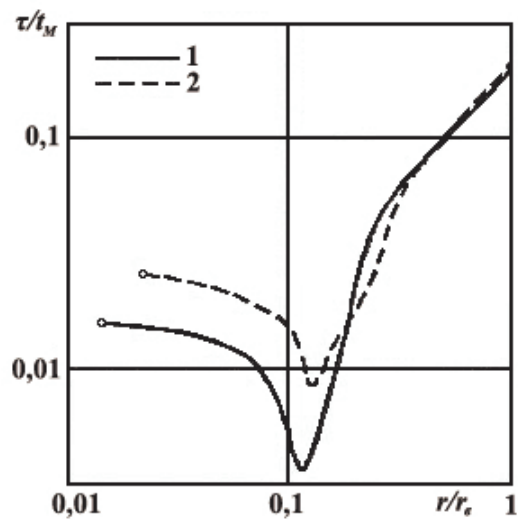
на ТЕН; обозначенията са както

фиг. 4.1.

r_m , КПД на взрива η , код които се подразбира делът на отделящата се енергия, която се излъчва във въздуха при първата пулсация на ПД, и температурата на въздуха на границата с ПД при разпада на взрива T_1 и в момента на достигане на максималния радиус на мехура T_2 . Като оставим настрана това, че относителният размер на газовия мехур с намаляване на плътността спада, неговият абсолютен размер расте и при $\rho_{ВВ} = 400 \text{ kg/m}^3$ достига стойности от 20,5 радиуса на заряда с плътност $\rho_{ВВ} = 1600 \text{ kg/m}^3$. С намаляване на плътността на ВВ КПД на взрива също така спада, ето защо нарастването на параметрите на УВ на големи разстояния може да се обясни само чрез понижението на загубата на фронта на УВ. Температурата на въздуха на контактната повърхност с ПД в процеса на разширение на газовия мехур спада 2,2 ... 2,4 пъти.



Фиг. 4.3. Импулс на скоростния поток в УВ при сферичен взрив на зарядите на ТЕН: обозначенията съответстват на фиг. 4.1



Фиг.4.4. Продължителност на фазата на свиване в УВ при сферичен взрив на зарядите на ТЕН: обозначенията съответстват на фиг.4.1.

Спадането на параметрите на въздушната УВ в областта $r/r_e > 0,55 (\Delta p_m < 2p_0)$ при всяка плътност на ВВ е приблизително еднакво, което дава възможност за въвеждане на електрически еквивалент спрямо заряда на стандартната плътност K_e , чиято стойност е дадена в таблица 4.3. Връзката на K_e с плътността ВВ в диапазона $400 \text{ kg/m}^3 \leq \rho_{ВВ} \leq 1600 \text{ kg/m}^3$ се описва добре от линейната зависимост:

$$K_e = 1 + 0,1376 \left(1,6 - \frac{\rho_{ВВ}}{1000} \right) \quad (4.15)$$

Таблица 4.3

Параметри на взрива на зарядите на ТЕН с различна плътност

$\rho_{ВВ}, \text{ kg/m}^3$	r_m/r_0	$\eta, \%$	$T_1, \text{ K}$	$T_2, \text{ K}$	K_e
1600	18,35	87,35	11500	4800	1
1200	17,10	82,95	9600	4000	1,065
800	15,28	81,50	8350	3400	1,110
400	12,84	79,30	6500	2900	1,165

В диапазона $2 < \Delta p_m / p_0 \leq 10$ величината K_e зависи не само от плътността на ВВ, но също така и от интензивността на УВ и се подчинява на следните зависимости:

$$K_e = 1 + 0,0172 \left(10 - \frac{\Delta p_m}{p_0} \right) \left(1,6 - \frac{\rho_{\text{ВВ}}}{1000} \right). \quad (4.16)$$

Въвеждането на електрическия еквивалент K_e дава възможност да се използват единни зависимости за параметрите на въздушната УВ в диапазона $\Delta p_m / p < 10 p_0$ при различна плътност на ВВ. Пресмятанията за другите кондензирани ВВ са извършени чрез приложението на зависимостите (4.15), (4.16) с отклонение $\sim 1\%$.