

## Лекция XIII

## Взрив в режим на догаряне зад фронта на инициращата УВ

При възбуждане на детонация в газовата смес чрез взрив на заряд на кондензиран ВВ в началния участък до излизане на вълната на детонационния режим процесът протича в нестационарен режим на догаряне на сместа зад фронта на инициращата УВ. Ако началният нестационарен участък на разпространение на вълната надминава радиуса на заряда, то времето на изгаряне на сместа ще оказва влияние на параметрите на въздушната УВ. Сферично симетричните течения на газовата среда, които се съпровождат от процеси на отделяне на енергия, се описват от едномерната система на хиперболичните:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u\rho}{r} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial E}{\partial t} + u \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2pu}{\rho r} + Q_{sm} \frac{d\beta}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (13.1)$$

където:  $Q_{sm}$  е отделената топлина при изгаряне на сместа;

$\beta$  е масовата концентрация в сместа на не-реагиращия компонент.

Системата (13.1) се свързва чрез уравнението на кинетиката за химичната реакция и уравнението за състояние, което както и преди за газовите смеси може да бъде взето във вида на уравнение за състояние на съвършен газ:

$$E = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}. \quad (13.2)$$

Уравнението за кинетиката на химичната реакция, която протича в съвършения газ, в общия му вид може да бъде записано:

$$\frac{d\beta}{dt} = -k\beta^m p^n \exp\left\{-\frac{E_a}{R_g T}\right\}, \quad (13.3)$$

където  $k$ ,  $m$ ,  $n$  и  $l$  са константи;

$E_a$ ,  $R_g$ ,  $T$  е енергията на активацията, газовата константа и температурата на средата.

В началото на реакцията  $\beta = 1$ , а при  $\beta = 0$  реакцията приключва. За извършване на оценка на влиянието на отделянето на енергия върху параметрите на газовия взрив можем да използваме от най-простото уравнение на кинетиката при  $m = n = l = E_a = 0$ . В този случай уравнението (13.3) преминава в съотношението:

$$\frac{d\beta}{dt} = -k = -\frac{1}{\tau_x}, \quad (13.4)$$

където  $\tau_x$  е характерното време на протичане на реакцията в сместа.

В процеса на протичане на химичната реакция съставът на сместа се променя, което води до промяна на нейния показател на адиабатата от стойността на  $\gamma_{sm}$  за изходната смес до стойността  $\gamma_p$ , която съответства на продуктите на пълното изгаряне. Показателят на адиабатата на реагиращата смес е функция на параметъра  $\beta$  и при първото приближение може да бъде апроксимиран чрез линейната зависимост:

$$\gamma = \gamma_p + \beta(\gamma_{sm} - \gamma_p). \quad (13.5)$$

Системата от уравнения (13.1)÷(13.5) е затворена и изцяло описва задачата за разпространение на сферичните вълни в химично реагиращата газова среда. За нейното интегриране можем да използваме описания по-рано алгоритъм за числовото решение на едномерните задачи на газовия детонационен взрив, който използва характеристичните съотношения за пресмятане на параметрите на основните взривове. Получени с помощта на общата теория характеристики на системата на хиперболичните уравнения (5.47), тези съотношения за системата (13.1)÷(13.5) имат следния вид:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} dp = \frac{1}{\gamma p} dp + F dt, & \text{при } dr = u dt; \\ \frac{1}{\rho c} dp \pm du = - \left( \frac{2uc}{r} + cF \right) dt, & \text{при } dr = (u \pm c) dt, \end{cases} \quad (13.6)$$

където:  $c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$  е скоростта на звука в средата;

$F = \left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\rho Q_{sm}}{p} - \frac{1}{\gamma(\gamma-1)} \frac{d\gamma}{d\beta} \right) \frac{d\beta}{dt}$  – функцията на параметрите на състоянията на средата.

Тъй като след изгаряне на сместа  $d\beta/dt = 0$ , то с оглед на (13.4) и (13.5) изразът за функцията  $F$  може да бъде записан във вида:

$$F = \begin{cases} -\frac{\gamma-1}{\gamma} \left( \frac{\rho Q_{sm}}{p} - \frac{\gamma_{sm} - \gamma_p}{(\gamma-1)^2} \right) \frac{1}{\tau_x}, & \text{при } 1 \geq \beta \geq 0 \\ 0, & \text{при } \beta = 0. \end{cases} \quad (13.7)$$

При  $F = 0$ , т.е. при пълно изгаряне на сместа, съотношенията (13.6) преминават в известните характеристични съотношения за свършено не реагиращ газ.

По своята постановка задачата не се различава от разгледаната по-рано задача за сферичната детонация на газовия заряд. Добавя се само още едно гранично условие на фронта на инициращата ударна вълна вътре в заряда  $\beta = 1$ . Във въздуха  $\beta = 0$ . В ролята на моделна среда за изследване е избраната стехиометрична ацетилено-въздушна смес при нормални външни условия. За мащаби на стойността на величините са избрани параметрите на обкръжаващата атмосфера при температура  $T = 15^\circ\text{C}$  и радиус на сферичния заряд. Пресмятанията са направени за безразмерното характерно време на протичане на реакцията в сместа, което се променя в границите:

$$0,00280 \leq \frac{\tau_x}{t_M} \leq 2,80,$$

т.е. с три степени. Анализът на резултатите от решението е удобно да се извърши по отношение на безразмерната ширина на зоната на химичната реакция  $x/r_M$  в стационарната детонационна вълна, която е свързана с характерното време на реакцията чрез съотношението:

$$\frac{x}{r_M} = \frac{\tau_x(D - u_D)}{r_M} = \frac{\tau_x c_D}{r_M} = \frac{\tau_x}{t_M} \frac{c_D}{u_M},$$

където  $u_D$ ,  $c_D$  и  $D$  са масовата, звуковата и вълновата скорост на детонационната вълна в режима на Чепман-Жуге.

За избраната стехиометрична ацетилено-въздушна смес безразмерното време за протичане на реакцията и ширината на зоната на химичната реакция са свързани чрез съотношението:

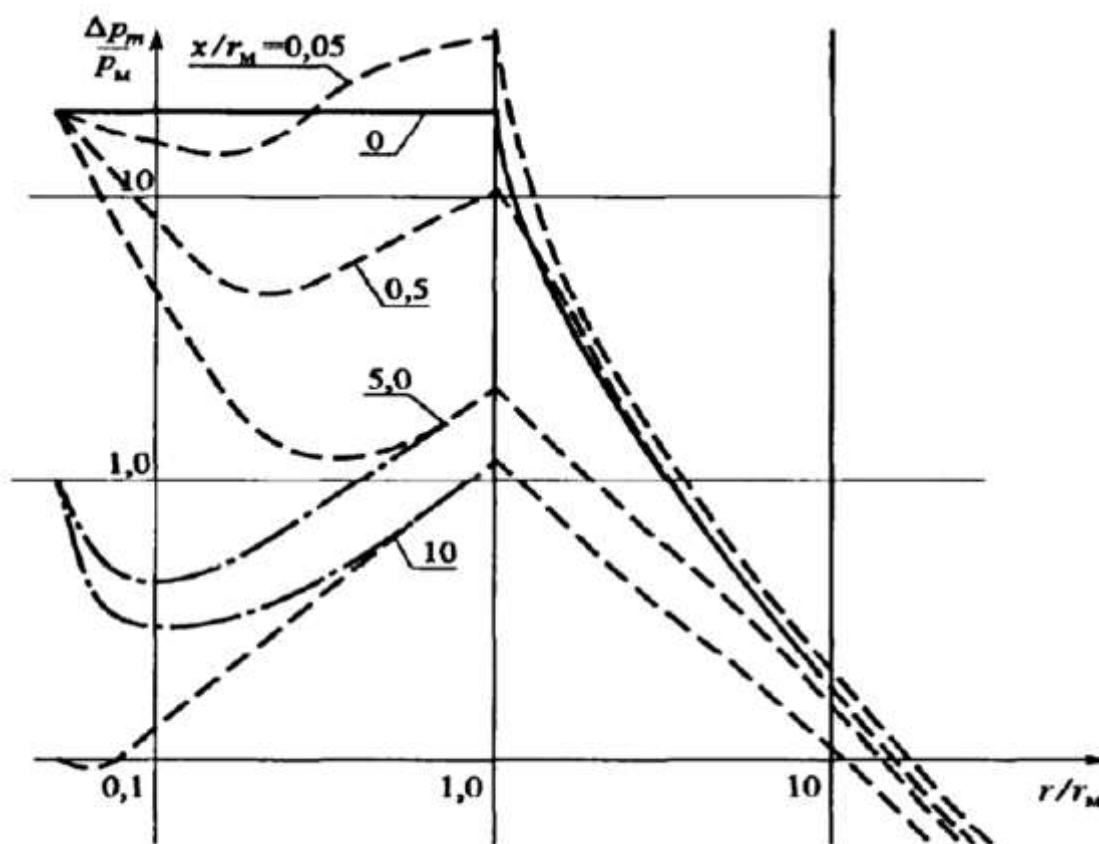
$$\frac{x}{r_M} = 3,56 \frac{\tau_x}{t_M}.$$

В съответствие с тези съотношения ширината на зоната на химичната реакция в детонационната вълна при пресмятанята се променя в границите

$$0,01 \leq \frac{x}{r_M} \leq 10.$$

Резултатите от решенията на задачата са представени на фигури 13.1÷13.4 и в таблица 13.1.

На фигура 13.1 са дадени зависимостите на максималното свръх налягане на фронта на вълната  $\Delta p_m$  от разстоянието до центъра на взрива  $r$  за различни стойности на ширината на зоната на химичната реакция  $x/r_M$  (чрез пунктирни линии), чиято стойност е показана с цифри на съответните криви. Плътната линия на фигура 13.1 съответства на случая на стационарната детонация в режима на Чепман-Жуге (при  $x/r_M \rightarrow 0$ ). За  $x/r_M = 0; 0,5; 5,0$  пресмятанята бяха направени с налягане в началната област от  $r_H = 0,05r_M$ ;  $p_H = 20p_M$ . Случаят на  $x/r_M = 10$  е пресметнат с  $p_H = 1,01p_M$  и моделира възбуждане на реакцията на сместа чрез принудителното възпламеняване на искров разряд.



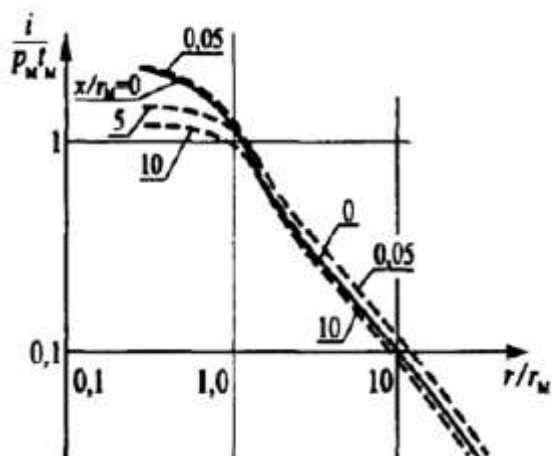
Фигура 13.1. Зависимости на максималното свръх налягане на фронта на ВВ от разстоянието при различна ширина на зоната на химичната реакция.

От фигура 13.1 се вижда, че инициращата ударна вълна в заряда се разпространява в нестационарен режим. Налягането на нейния фронт достига минимума, а след това започва да нараства. Стойността на минималното налягане спада, а радиусът му на достигане нараства с нарастване на времето на отделянето на енергия във вълната. При  $x/r_M \leq 0,05$  вълната в заряда успява да влезе в стационарен режим, при който налягането на фронта (в химичния пик) е приблизително два пъти по-голямо, отколкото налягането в

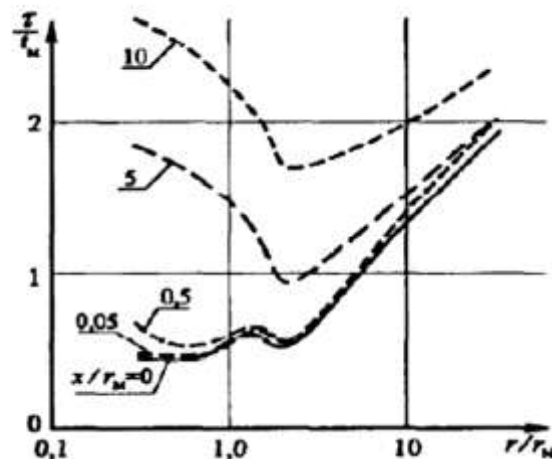
точката на приключване на химичната реакция (плоскост на Чепман-Жуге). Във всички останали случаи параметрите на вълната в момента на излизане на повърхността на заряда са значително по-малки от параметрите на стационарната детонация. В случая  $x/r_M = 10$  свръх налягането в инициращата вълна практически веднага започва да нараства като достига стойности от порядъка на  $p_M$  при излизане на повърхността на заряда.

От фигура 13.1 се вижда, че за промяна на налягането във въздушната ударна вълна са характерни две области. В близката до взрива зона налягането  $\Delta p_m$  се определя чрез началните параметри на вълната на границата на заряда, а на по-големи разстояния то клони към налягането при идеална детонация ( $x/r_M \rightarrow 0$ ) и все пак не го достига и се променя по цялата дължина на еквиливантната му линия.

В този случай колкото повече се различават началните параметри на вълната от случая на идеалната детонация, толкова по-дълга е близката преходна зона на вълната. Налягането на формиращата се въздушна вълна зависи от времето на отделянето на енергия не само в близката зона на взрива, но и на големи разстояния, като оставим настрана това, че цялата отделяща се енергия остава постоянна при която и да било ширина на зоната на химичната реакция. При  $x/r_M < 0,5$  свръх налягането във въздушната вълна е по-голямо, отколкото в случая на идеалната детонация, като достига своя максимум при  $x/r_M = 0,05$  като на големи разстояния то нараства приблизително с  $8 \div 10\%$ . Понататъшното увеличаване на ширината на зоната на химичната реакция води до монотонното намаляване на налягането в цялата област на въздушната ударна вълна и при  $x/r_M = 0,5$  на големи разстояния практически съвпада с налягането при идеалната детонация, а при  $x/r_M = 10$  става приблизително с  $35\%$  по-малко от него.



Фигура 13.2. Зависимост на импулса на свръх налягането от разстоянието при различна ширина на зоната на химичната реакция.



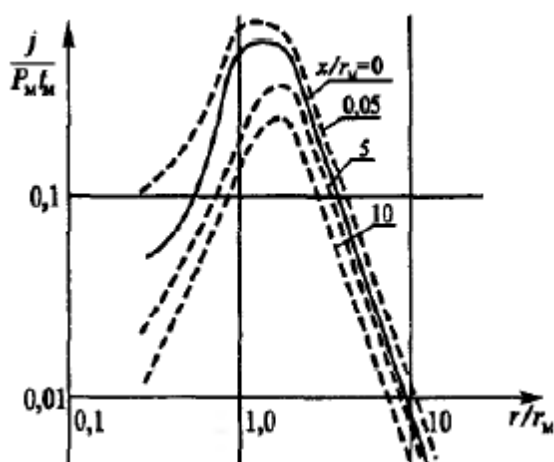
Фигура 13.3. Зависимост на продължителността на фазата на свиване от разстоянието при различна ширина на зоната на химичната реакция.

Зависимостта на импулса на положителната фаза на свръх налягането във вълната  $i$  от разстоянието  $r$  за различните стойности на параметъра  $x/r_M$  са представени на фигура 13.2 чрез пунктирни линии. Плътната линия съответства на случая на идеалната детонация. Също така както и свръх налягането във въздушната вълна при  $x/r_M < 0,5$  импулсът  $i$  е по-голям, отколкото в случая на идеалната детонация. При  $x/r_M = 0,05$  това превишаване е максимално и на големи разстояния достига стойности от  $13 \div 15\%$ .

По-нататъшното нарастване на  $x$  води до намаляване на импулса на налягане във вълната и все пак това намаляване е по-малко интензивно, отколкото за налягането. Така при  $x/r_M = 5$  импулсът във въздушната вълна е едва с 1-2% по-малък, отколкото в случая на идеалната детонация, а при  $x/r_M = 10$  – с 8÷10%. Такова незначително намаляване на импулса на свръх налягането на въздушната ударна вълна при нарастване на ширината на зоната на химичната реакция е свързано с това, че за сметка на протичане на реакцията на повърхността на разширяващия се газос мекхур на ПИ, значително по-дълго се поддържа положителното свръх налягане, което води до нарастване на дължината на излъчваната във въздуха ударна вълна и продължителността на положителната фаза на свръх налягането  $\tau$ .

Посочената особеност на взрива на химично реагиращата смес се потвърждава от графиките на фигура 13.3, на които чрез пунктирни линии са представени зависимостите на продължителността на фазата на свиване във вълната  $\tau$  от разстоянието до центъра на взрива за различните стойности на  $x$  (показани са с цифри на кривите). Плътната линия съответства на случая  $x/r_M = 0$ . Вижда се, че при увеличаване на  $x/r_M$  с повече от 0,5 продължителността на фазата на свиване във вълната започва рязко да нараства особено силно в областта на заряда. На разстояние  $r/r_M = 10$  при  $x/r_M = 10$  тя е приблизително с 70% повече, отколкото в случая на идеалната детонация.

Зависимостта на импулса на скоростния напор във вълната за различни стойности на  $x$  е представена на фигура 13.4.



Фигура 13.4. Зависимост на импулса на скоростния напор от разстоянието при различна ширина на зоната на химичната реакция.

Максималният импулс на скоростния напор се наблюдава при  $x/r_M = 0,05$  и в областта на въздушната вълна надвишава съответния импулс в случая на идеалната детонация с 25÷30%. Увеличаването на ширината на зоната на химичната реакция  $x/r_M$  с повече от 0,5 води до намаляване на импулса  $j$  по отношение на идеалната детонация, а при  $x/r_M = 10$  във въздушната вълна то представлява 60÷65% от последното.

От енергетична гледна точка всички разгледани случаи са еквивалентни, тъй като при което и да било време на отделяне на енергия в инициращата УВ цялата енергия на взрива остава постоянна. Във връзка с това влиянието на ширината на зоната на химичната реакция спрямо параметрите на въздушната ударна вълна на големи

разстояния от мястото на взрива може да се обясни само чрез изменението на дела на отделящата се енергия, която отива във въздушната вълна, т.е. чрез изменение на КПД на взрива  $\eta$ . В таблица 13.1 за някои стойности на параметъра  $x/r_M$  са дадени получените при числовото решение на задачата стойности на  $\eta$ .

Таблица 13.1.

**КПД на взрива и други параметри на УВ при различна ширина на зоната на химичната реакция**

$x/r_M$	0	0,01	0,05	0,15	0,50	1,50	5,00	10,00
$\eta$	0,438	0,481	0,583	0,552	0,474	0,408	0,348	0,317
$\Delta p_x/\Delta p_{xp}$	1,0000	1,0000	0,9810	0,5750	0,2820	0,1370	0,0550	0,0312
$\eta_p$	0,440	0,478	0,576	0,548	0,476	0,397	0,330	0,316
$\lambda$	1,0000	1,0008	1,0040	1,0100	1,0300	1,1000	1,2300	1,2500

От таблица 13.1 се вижда, че енергията, която се излъчва във въздушната ударна вълна, с нарастване  $x$  в началото се увеличава, като достига максимума при  $x/r_M = 0,05$ , а след това монотонно спада, като при  $x/r_M > 0,5$  е по-малко, отколкото в случая на идеалната детонация. Увеличаването на КПД на взрива при малко време на отделяне на енергия ( $0 < x/r_M < 0,5$ ) е свързано с появата на крайна по своята ширина зона на химичната реакция в детонационната вълна с повишени параметри, която води до нарастване на работата на продуктите на взрива над обкръжаващата среда.

Допълнителната работа  $A_x$  при малка ширина на зоната на химичната реакция може да бъде оценена с помощта на съотношението с приближение:

$$A_x \approx 4\pi r_0^2 u \tau_x p_x = 4\pi r_0^2 u \frac{r_0}{c_D} \cdot \frac{x}{r_0} p_x,$$

където  $p_x$  е налягането на фронта на инициращата вълна в момента на излизане на повърхността на заряда;

$u$  е скоростта на движение на границата на раздела ПД-въздух.

Като използваме за скоростта детонационната зависимост:

$$u \approx \frac{D_1}{\gamma_p + 1}$$

и като вземем предвид това, че:

$$D_1 \approx \sqrt{\frac{\Delta p_x (\gamma_{sm} + 1)}{2 \rho_{sm}}} = D \sqrt{\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}}},$$

където  $D_1$  е скоростта на фронта на инициращата УВ.

За допълнителната работа е лесно да получим:

$$A_x \approx 4\pi r_0^3 \frac{D}{c_D} \frac{1}{\gamma_p + 1} \sqrt{\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}}} \frac{x}{r_0} p_x = 4\pi r_0^3 \frac{1}{\gamma_p} \sqrt{\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}}} \frac{x}{r_0} p_x,$$

където  $\Delta p_{xp}$  е свръх налягането в химичния пик при стационарна детонация.

Тъй като:

$$p_x = \Delta p_x + p_a = \Delta p_D \left( \frac{\Delta p_x}{\Delta p_D} + \frac{p_a}{\Delta p_D} \right) = \Delta p_D \left( 2 \frac{\gamma_p + 1}{\gamma_{sm} + 1} \frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}} + \frac{p_a}{\Delta p_D} \right),$$

където  $\Delta p_D$  е свръх налягането в точката на Чепман-Жуге при стационарна детонация;  
 $p_a$  е налягането на обкръжаващата среда;

$$\Delta p_D = \frac{\rho_{sm} D^2}{\gamma_p + 1} = \frac{2(\gamma_p^2 - 1) Q_{sm} \rho_{sm}}{\gamma_p + 1},$$

то за допълнителната работа имаме:

$$A_x \approx \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_{sm} Q_{sm} \frac{6(\gamma_p - 1) x}{\gamma_p} \frac{x}{r_0} \sqrt{\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}}} \left( 2 \frac{\gamma_p + 1}{\gamma_{sm} + 1} \frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}} + \frac{p_a}{\Delta p_D} \right).$$

Като се доверяваме на предположението, че останалата работа над обкръжаващата среда, която се извършва от разширяващите се ПД, може да бъде оценена с помощта на зависимостта (9.22), с оглед на промяната на налягането в точката на завършване на химичната реакция, окончателно за целия КПД на взрива ще получим:

$$\eta = \frac{6(\gamma_p - 1) x}{\gamma_p} \frac{x}{r_0} \sqrt{\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}}} \left( 2 \frac{\gamma_p + 1}{\gamma_{sm} + 1} \frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}} + \frac{p_a}{\Delta p_D} \right) + \left( 1 - \left( \frac{p_a}{p_a + p_D \Delta p_x / \Delta p_{xp}} \right) \right)^{(\gamma_p - 1) / \gamma_p}. \quad (13.8)$$

В израз (13.8) влиза отношението на свръх налягането на фронта на вълната в момента на излизане на повърхността на заряда  $\Delta p_x$  към съответното налягане при идеалната детонация  $\Delta p_{xp}$  (свръх налягането на химичния пик). В случай на малки линейни размери и енергия на инициращата област в сравнение със съответните параметри на целия заряд, това отношение е единствено функция на времето за отделяне на енергия  $\tau_x$  (или ширината на зоната на химичната реакция  $x$ ). За пример на фигура 13.1 чрез шрих пунктирни линии са представени резултатите от пресмятанията за налягането на фронта на вълната при  $x/r_M = 5,0$  и  $10$  с налягане в началната област от  $p_H = 2p_M$ . Енергията на инициатора в тези случаи се различава приблизително с една степен от по-рано разгледаните. Вижда се, че налягането на фронта на вълната в момента на излизане на повърхността на заряда и във въздуха не се променя. Стойността на  $\Delta p_x / \Delta p_{xp}$  за различните  $x/r_M$  е представена в таблица 13.1. Анализът на числовите резултати показва, че това отношение се описва добре от функцията:

$$\frac{\Delta p_x}{\Delta p_{xp}} = \begin{cases} 1, & \text{при } \frac{x}{r_0} \leq 0,05; \\ \frac{1,65}{0,65 + 9,5 \sqrt[4]{x/r_0}}, & \text{при } \frac{x}{r_0} > 0,05. \end{cases} \quad (13.9)$$

Пресметнати по зависимостите (13.8) с оглед на (13.9) стойности на КПД на взрива на химичната реагираща смес  $\eta_p$  са дадени в таблица. Очевидно се наблюдава достатъчно голямо съвпадение с числовото решение по целия диапазон на изменение на параметъра  $x$ .

В съответствие с (9.22), свръх налягането на фронта на сферичната въздушна ударна вълна при детонационен взрив като се започва от някакво разстояние от заряда, се описва от зависимостта:

$$\frac{\Delta p}{p_a} = f \left( \frac{\sqrt[3]{E_w/p_a}}{r} \right) = f \left( \sqrt[3]{\eta} \frac{\sqrt[3]{E_0/p_a}}{r} \right).$$

По такъв начин при различни КПД на взрива на газовата смес, едно и също ниво на свръх налягането на въздушната вълна трябва да се наблюдава на разстоянията, които са пропорционални на стойността  $\sqrt[3]{\eta}$ . Според резултатите от пресмятанията на свръх налягането  $\Delta p_m = 0,1 p_M$  при  $x/r_M = 0; 0,05; 5; 10$  се достига на разстояния, които се намират в съотношение  $1 : 1,085 : 0,88 : 0,74$ , в същото време отношението на стойностите на  $\sqrt[3]{\eta}$  в тези случаи е равно на  $1 : 1,08 : 0,87 : 0,83$ . Забележимата разлика между отношенията на радиусите и КПД при  $x/r = 10$  може да се обясни с това, че като оставим настрана ниското ниво на налягане, въздушната ударна вълна в този случай още не е излязла на своята асимптотика, която се определя от енергията на взрива, отиваща във въздуха.

Както бе показано по-рано, за отделения импулс на свръх налягането в сферичната въздушна вълна важи качествената зависимост:

$$i \sim \frac{1}{r} \sqrt{\lambda \eta \rho_a r_0 E_0},$$

където  $\lambda$  е безразмерната дължина на фазата на свиване във вълната.

Доброто съвпадение на резултатите на числените пресмятания с дадената зависимост се наблюдава при увеличаване на дължината на фазата на свиване с нарастване  $x$ . Изменението на стойността на  $\lambda$  по отношение на случая на идеалната детонация за различните  $x/r_M$  е дадено в таблица 13.1. Очевидно, това забележимо нарастване на  $\lambda$  се наблюдава единствено при  $x/r_M > 0,5$ , т.е. при значителна ширина на зоната на химичната реакция.

За импулса на скоростния напор в сферичната въздушна вълна на големи разстояния апроксимацията (9.24) дава качествената зависимост:

$$j \sim \sqrt{\lambda} \eta^{0,98} \left( \frac{\sqrt[3]{E_w/p_a}}{r} \right)^{2,45}.$$

Оттук следва, че с оглед на измененията на  $\lambda$  и  $\eta$  от таблица 13.1 импулсите на скоростния напор при  $x/r_M = 0; 0,05; 5; 10$  се отнасят както  $1 : 1,33 : 0,85 : 0,81$  като в същото време числовото решение дава съотношението  $1 : 1,30 : 0,82 : 0,75$ . Както се вижда, съвпадението е достатъчно голямо.

По такъв начин, при крайно време за протичане на реакцията зад фронта на инициращата вълна в заряда, изменението на параметрите на формиращата се въздушна вълна е свързано с изменението на КПД на взрива, а при голяма относителна ширина на зоната на химичната реакция ( $x/r_0 > 0,5$ ) и с промяна на дължината (продължителността) на фазата на свиване във вълната. Влиянието на времето за отделяне на енергия във вълната спрямо параметрите на газовия взрив на достатъчно големи разстояния може да бъде оценено с помощта на получените по-рано зависимости (9.22)÷(9.24) и данните за изменението на КПД на взрива (13.8) и дължината на фазата на свиване (табл. 13.1).

Изгаряне на сместа с обема на заряда. Друг краен случай на изгарящ заряд е едновременното изгаряне на сместа по целия обем. Такъв режим например може да се наблюдава в аеродисперсната смес на капки гориво с въздух, която бързо бива обхваната от пламъци, които се разпространяват в парна фаза. Времето на изгаряне на такава гориво-въздушна смес се определя от времето на изгаряне на отделната капка, което за



въгледородните горива слабо зависи от външното налягане и се определя от съотношението:

$$\tau_x = \frac{d^2}{\chi}, \quad (13.10)$$

където:  $d$  е диаметърът на капката;

$\chi$  е константа, която зависи от свойствата на горивото.

Например, за керосина  $\chi = (0,1 \div 0,15) \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .

Едномерната сферична задача за изгаряне на заряда в едноскоростно приближение се описва чрез системата от уравнения (13.1) и може да бъде решена с помощта на описания алгоритъм. Началната област в този случай се избира да е равна на заряда, и в нея се внасят параметрите на изходната смес. Задачата се решава за сместа на керосина с въздух със стехиометричен състав при нормални външни условия ( $T = 15^\circ\text{C}$ ) с параметри:

$$Q_{sm} = 2,72 \cdot 10^6 \text{ J/kg};$$

$$\rho_{sm} = 1,31 \text{ kg/m}^3;$$

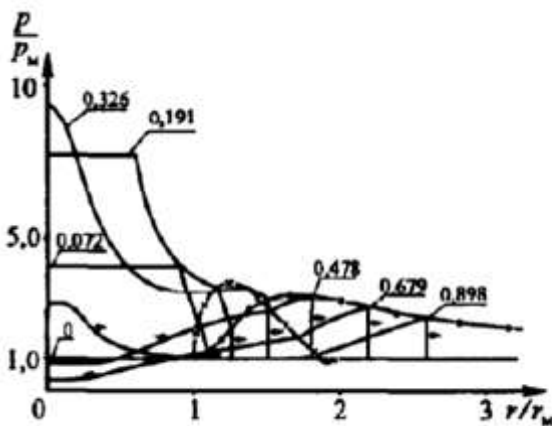
$$\gamma_{sm} = 1,4;$$

$$\gamma_p = 1,25.$$

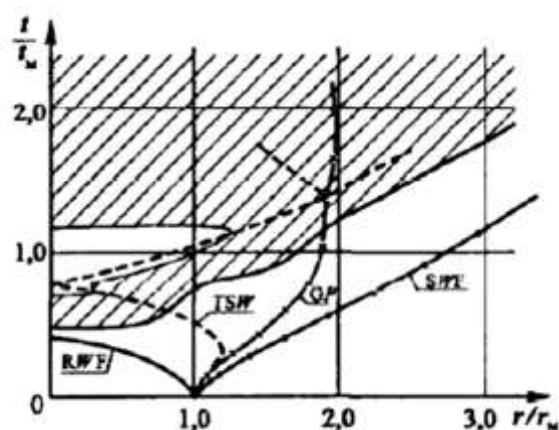
В ролята на мащаби на стойностите са избрани параметрите на обкръжаващата атмосфера и радиусът на сферичния заряд. Пресмятанията са направени за четири безразмерни времена на изгаряне на облака  $\tau_x/t_M = 0; 0,2883; 2,883; 28,83$ . Случаят  $\tau_x/t_M = 0$  съответства на мигновения взрив и достигане вътре в сместа на максималното налягане  $p_H = 9,28p_M$ . Случаят  $\tau_x/t_M \rightarrow \infty$  съответства на бавното изгаряне на сместа при постоянно налягане  $p = p_M$ .

Някои резултати от решенията на задачата са представени на фигура 13.5÷13.9.

На фигура 13.5 чрез плътни линии са представени разпределения на наляганията в областта на течение в някои моменти от време за случая  $\tau_x/t_M = 0,2883$ . Стойността на безразмерното време е нанесена чрез цифри на кривите. Чрез стрелки е показано направлението на движението на вълните.



Фигура 13.5. Разпределение на налягането в областта на течение при изгаряне на газовия заряд едновременно по целия обем.



Фигура 13.6.  $(r - t)$  диаграма на изгаряне на газовия заряд едновременно по целия обем.

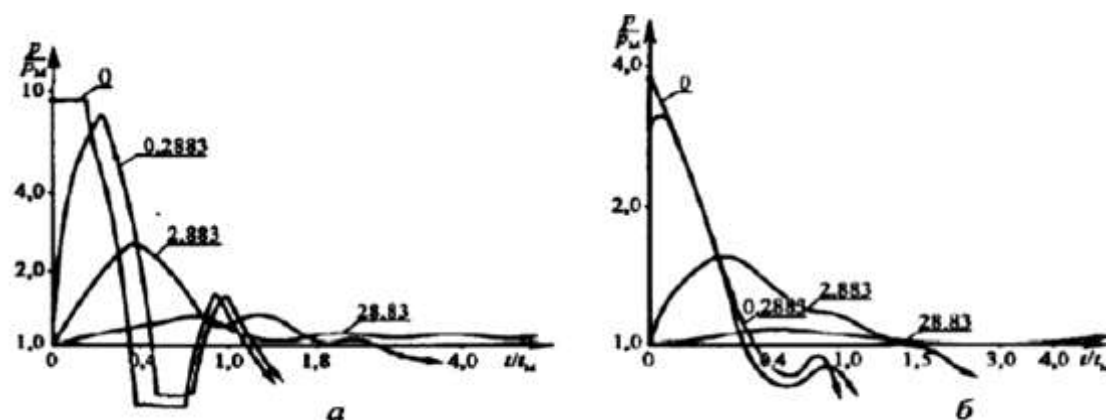
В момента от време  $t/t_M = 0$  в цялата среда налягането е равно на изходното  $p = p_M$ . След възпламеняване, в резултат на отделянето на енергия, налягането в сместа започва да се повишава, а във въздуха се излъчва ударна вълна, чиято интензивност нараства от нулата. В продуктите на изгаряне преминава вълна на разтоварване, която понижава налягането в околността на контактния взрив в сравнение с централната област на заряда. В момента от време  $t = \tau_x = 0,2883t_M$  сместа изцяло изгаря и в централната област с размер  $r \approx 0,2r_M$ , която не е обхваната от вълната на разтоварване, се достига максималното налягане  $p = p_H = 9,28p_M$ . След пристигане на вълната на разтоварване към центъра на симетрия налягането в неговата околност бързо спада и става по-малко от налягането на границата на газовия мехур, в резултат на което се формира вторична вълна, която се разпространява към центъра на симетрия. На фигура 13.5 моментът от време  $t/t_M = 0,898$  съответства на отражението на тази вълна от центъра на симетрия. Налягането на фронта на формиращата се въздушна ударна вълна (отбелязана чрез пунктирна линия с точки на фигурата) нараства като достига максимум при  $p \approx 3,1p_M$  при  $r = 1,7r_M$ , а след това бавно намалява. На повърхността на газовия мехур (отбелязана чрез пунктирна линия с кръстчета) налягането достига своя максимум при  $p \approx 3,6p_M$  при  $r = 1,7r_M$ , а след това спада до атмосферното при разширяване на мехура до размер  $r = 1,85r_M$ .

На фигура 13.6 е представена  $(r - t)$  диаграма на описания процес за случая  $\tau_x/t_M = 0,2883$ . На фигурата са обозначени: SWF – фронт на ударната вълна, която се формира във въздуха; GP – границата на газовия мехур; RWF – фронт на вълната на разтоварване, която отива в продуктите от изгарянето; TSW – вторична ударна вълна. От фигурата се вижда, че въздушната ударна вълна както и газовият мехур в началото се ускорява и едва след това започва да се забавя. След пристигане на отразената от центъра вторична вълна на границата на газовия мехур той добива допълнителна скорост и достига своя максимален размер от  $r = 1,97r_M$  при  $t/t_M = 1,8$ . Чрез щриховане на фигурата е отделена областта на отрицателното свръх налягане. Вижда се, че при отражението на вторичната вълна от центъра на симетрия в продуктите на изгаряне се формира допълнителен импулс на положителното свръх налягане.

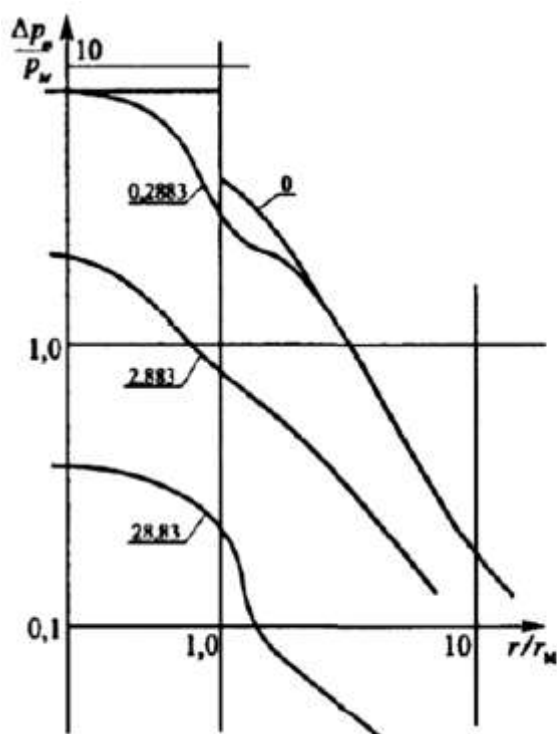
На фигура 13.7.a и б, в координатите  $\lg(1 + t/t_M)$ ,  $\lg(p/p_M)$  са представени зависимостите на наляганията от времето в точките на средата, отдалечени от центъра на симетрия, съответно на  $0,5r_M$  и  $1,5r_M$  за различните стойности на  $\tau_x/t_M$  (показани са с цифри на кривите).

На разстояния от  $0,5r_M$  от центъра на симетрията (фиг. 13.7.a) изменението на налягането има основно вълнов характер. Интензивността на вълновите процеси нараства с намаляване на времето за изгаряне  $\tau_x$  максималната стойност от  $p = p_H = 9,28p_M$  се достига от налягането едва при  $\tau_x = 0$ . Във всички останали случаи вълната на разтоварване от свободната повърхност на заряда пристига по-рано, отколкото приключва горенето на сместа (времето за приключване на горенето на сместа е отбелязано с кръгчета на кривите). Налягането във вълната на разтоварване спада и при  $\tau_x/t_M = 0$  и  $0,2883$  става по-малко от атмосферното. По-нататъшните колебания на налягането са свързани с отражението на вторичната вълна от центъра на симетрията и повърхността на газовия мехур. С нарастването на времето за изгаряне на сместа налягането, което се развива вътре в облака, спада и все пак нараства времето на неговото действие.

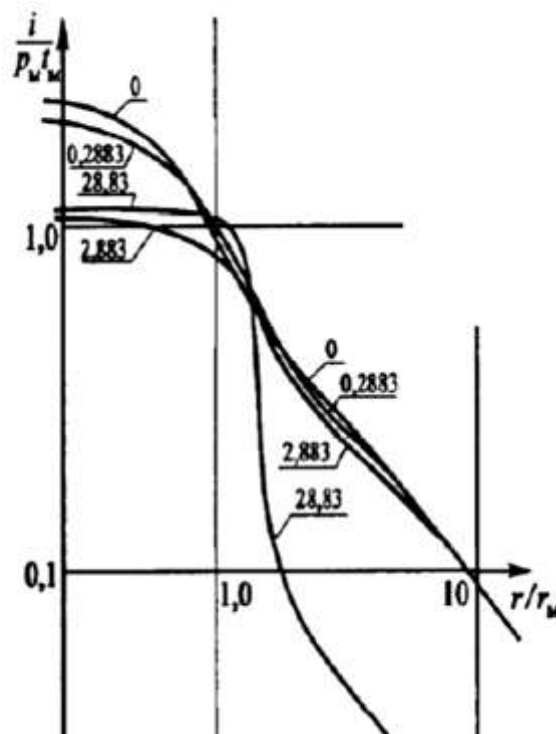
На разстояния от  $r = 1,5r_M$  от центъра на симетрията (фиг. 13.7.б) вълновият характер на изменението на налягането не е изразен толкова ярко. Традиционната въздушна взривна вълна се наблюдава едва при  $\tau_x = 0$ . Във всички останали случаи се наблюдава повишаване на налягането след достигане на фронта на смущението до максималната му стойност и последващото го понижаване. При  $\tau_x/t_M = 0$  и  $0,2883$  вторичната вълна във въздуха се разпространява в областта на отрицателното свръх налягане. Също както и вътре в сместа с нарастване на времето на изгаряне максималното свръх налягане се намалява, а времето на действието му се увеличава.



Фигура 13.7. Зависимост на налягането от времето при различна скорост на изгаряне на заряда на разстояния  $0,5r_M$ (а);  $1,5r_M$ (б).



Фигура 13.8. Максимално свръх налягане във вълната при различна скорост на изгаряне на заряда.



Фигура 13.9. Импулс на свръх налягане във вълната при различна скорост на изгаряне на заряда.

На фигури 13.8 и 13.9 са дадени съответно зависимостите на максималното свръх налягане  $\Delta p_m$  и импулса на положителната фаза на свръх налягането  $i$  от разстоянието до центъра на заряда за различните стойности на  $\tau_x/t_M$  (показани са с цифри на кривите).

При мигновеното изгаряне на сместа ( $\tau_x = 0$ ) максималното свръх налягане вътре в облака е постоянно и равно на  $\Delta p_m = \Delta p_H = 8,28p_M$  (фиг. 13.8). Максималното свръх налягане във въздушната вълна се променя от стойността  $\Delta p_m = 3,85p_M$  при  $r = r_M$  до  $\Delta p_m = 0,175p_M$  при  $r = 10r_M$ . При  $\tau_x \neq 0$  максималното свръх налягане плавно намалява от центъра на взрива. С нарастване на  $\tau_x$  максималното налягане спада в началото в околността на границата на облака (при  $\tau_x/t_M = 0,2883$ ), а след това и в цялата област. При  $\tau_x/t_M = 28,83$  максималното свръх налягане в центъра на облака представлява едва  $0,375p_M$  и пресмятането за големите  $\tau_x$  губи практически смисъл.

Импулсът на свръх налягането (фиг. 13.9) с нарастване  $\tau_x$  се променя различно в различните области на течението. При уравнението  $\tau_x/t_M$  от 0 до 2,883 импулсът в централната област на сместа намалява от 2,4 до  $1,05p_M t_M$ , т.е. повече от два пъти. В същото време извън облака импулсът се променя слабо, например при  $r = 2r_M$  той се намалява от 0,38 до  $0,33p_M t_M$ . По-нататъшното увеличаване на времето на изгаряне до стойността  $\tau_x = 28,83t_M$  води до определено нарастване на импулса на налягане в областта на сместа (с 10÷30%) и рязко намаляване на импулса в областта на въздушната вълна (при  $r = 4r_M$  импулсът намалява повече от 4 пъти).

Представените в безразмерен вид резултати на числовото решение на моделната задача дават възможност да оценим стойността на параметрите на изгарящия заряд. Ако например е сформирани сферичен облак с радиус  $r_M = 1$  m и средни размери на капките на горивото от  $d = 100 \cdot 10^{-6}$  m, то в съответствие с (13.7) времето на изгаряне на такава смес ще бъде равно на  $\tau_x \approx 10^{-2}$  s или в безразмерен вид  $\tau_x/t_M \cong 2,88$ . С помощта на графиките на фигури 13.8 и 13.9 е лесно да определим, че в този случай максималното свръх налягане и импулсът в центъра на заряда ще бъдат равни на  $\Delta p_m = 2,2p_M$  и  $i = 1,05p_M t_M$  или в размерен вид  $\Delta p_m = 2,25 \cdot 10^5$  Pa,  $i = 371$  Pa. s.