

## Лекция XI

## Взривни вълни от изгарящи заряди

Задачата за едномерната стационарна дефлаграция, която се разпространява в съвършен газ от центъра на симетрията, е автомобилна и се описва чрез система от диференциални уравнения от първи ред, която се записва във вида:

$$\frac{\lambda D_1 - u}{c} \frac{du}{d\lambda} = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{dc}{d\lambda};$$

$$\left( \left( \frac{\lambda D_1 - u}{c} \right)^2 - 1 \right) \frac{du}{d\lambda} = \frac{Nu}{\lambda},$$
(11.1)

където:  $D_1$  е скоростта на фронта на УВ;

$\lambda = r/D_1 t$  е относителна координата в областта на течение.

Граничните условия при решението на системата (11.1) са:

- равна на нула масова скорост на средата в центъра на симетрия ( $u = 0$  при  $\lambda = 0$ );
- съотношения на динамичната съвместимост на фронта на УВ, които могат да се преобразуват във вида:

$$u_2 = \frac{2D_1}{\gamma_2 + 1} \left( 1 - \frac{\gamma_2 p_1}{\rho_1 D_1^2} \right);$$

$$p_2 = p_1 + \frac{2\rho_1 D_1^2}{\gamma_2 + 1} \left( 1 - \frac{\gamma_2 p_1}{\rho_1 D_1^2} \right);$$

$$\rho_2 = \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \rho_1 \left( 1 + \frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p_1}{\rho_1 D_1^2} \right)^{-1};$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{\gamma_2 p_2}{\rho_2}};$$
(11.2)

- интегралните закони за съхранение на масата, количествата движения и енергията на фронта на пламък, които водят до съотношенията:

$$U = u_3 + \frac{1}{\rho_3} \sqrt{\frac{(p_4 - p_3)}{(1/\rho_3 - 1/\rho_4)}};$$

$$u_4 = u_3 - \sqrt{(p_4 - p_3) \left( \frac{1}{\rho_3} - \frac{1}{\rho_4} \right)};$$

$$\frac{\rho_4}{\rho_3} = \left( \frac{\gamma_4 + 1}{\gamma_4 - 1} p_4 + p_3 \right) \left( p_4 + \frac{\gamma_3 + 1}{\gamma_3 - 1} p_3 + 2\rho_3 Q_1 \right)^{-1},$$
(11.3)

където: индексите 1, 2, 3 и 4 са съотнесени към параметрите на средата пред и зад фронтите на съответно УВ и на изгарянето;

$Q_1$  е отделената топлина при изгаряне на сместа.

Тъй като в областта на УВ и в ПИ течението на газа е изоентропно, то  $\gamma_3 = \gamma_2$ , а налягането и плътността са свързани със скоростта на звука чрез зависимостите:

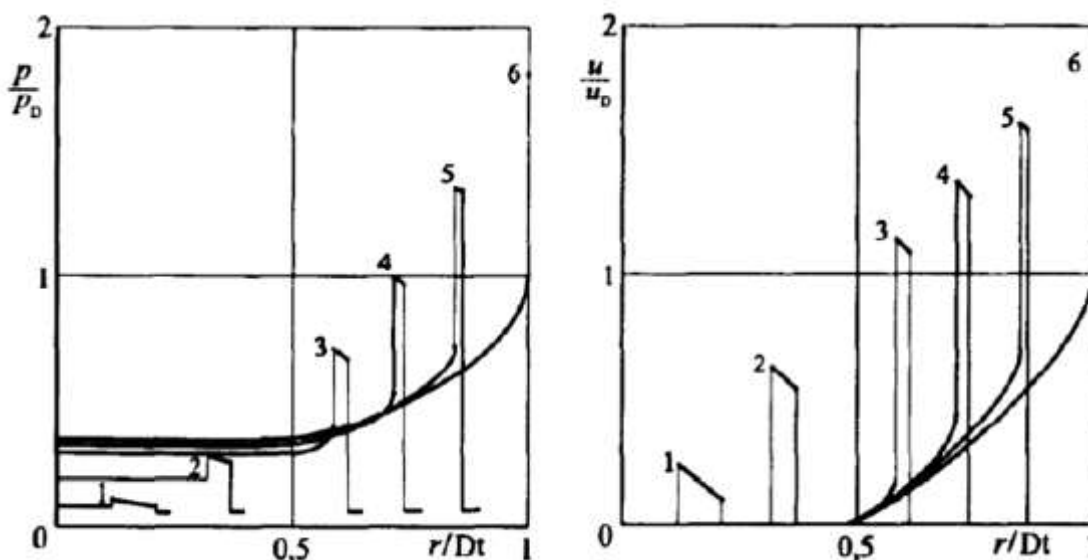
$$p = p_2 \left( \frac{c}{c_2} \right)^{2\gamma_2/(\gamma_2-1)}; \quad p = p_4 \left( \frac{c}{c_4} \right)^{2\gamma_4/(\gamma_4-1)}; \quad \rho = \rho_2 \left( \frac{c}{c_2} \right)^{2/(\gamma_2-1)}; \quad \rho = \rho_4 \left( \frac{c}{c_4} \right)^{2/(\gamma_4-1)}$$
(11.4)

в областта на УВ и в областта на ПИ съответно.

Съотношенията (11.3) при известни параметри пред фронта на изгаряне  $p_3$ ,  $u_3$  и  $\rho_3$  и неговата скорост  $U$  дават възможност за пресмятане на параметрите зад фронта  $p_4$ ,  $u_4$  и  $\rho_4$ . В този случай, тъй като зад фронта на горене трябва да е изпълнено едно от следните условия:  $u_4 = 0$  – в режимите на слаба дефлаграция, или  $u_4 + c_4 = U$  за дефлаграцията на Чепман-Жуге, то в системата (11.3) параметрите  $p_4$ ,  $u_4$  и  $\rho_4$  стават предварително определени. Това показва, че видимата скорост на дефлаграцията  $U$  и параметрите пред фронта на изгаряне не могат да бъдат независими, т.е. всяка стойност на  $U$  трябва напълно да съответства на определените стойности на  $p_3$ ,  $u_3$  и  $\rho_3$ .

Във връзка с казаното решението на автомоделната задача за дефлаграцията може да бъде извършено само чрез интегриране на системата (11.1), като се започне от фронта на УВ при зададена интензивност, а съотношенията (11.3) със съответните условия за всеки режим се използват за определяне на параметрите пред фронта на изгаряне и неговата скорост, които осигуряват формиране в изходната смес на УВ на зададената интензивност.

В ролята на пример на фигура 11.1 за стехиометричната ацетилено-въздушна смес в цилиндричния случай са представени полето на налягането (а) и масовата скорост (б), съотнесени спрямо съответните стойности зад фронта на детонационната вълна, които възникват в областта на течението в един и същ момент от време след възбуждане на процеса при скорост на разпространението на пламъка  $U = 216; 593; 1084; 1326; 1578; \text{ и } 1861 \text{ m/s}$  (графики 1÷6 съответно). Разпределенията 1 и 2 съответстват на режимите на слаба дефлаграция; 3÷5 – дефлаграции на Чепман-Жуге; 6 – нормална детонация със скорост  $D = 1861 \text{ m/s}$  (с точка са отбелязани параметрите на химичния пик).



Фигура 11.1. Разпределение на параметрите при едномерната цилиндрична дефлаграция: налягане (а); масова скорост (б).

Преходът от слаба дефлаграция към режим на Чепман-Жуге е този, при който зад фронта на изгаряне се появява област на вълната на Тейлър на разреждане и протича при скорост  $U = 919 \text{ m/s}$  (в плоския и сферичния случай съответно при  $925$  и  $915 \text{ m/s}$ ), т.е. приблизително равна на половината от скоростта на детонацията. Това съотношение се изпълнява много точно и за другите смеси. По-нататъшното нарастване на скоростта на изгаряне води до увеличаване на зоната на вълната на Тейлър и параметрите в нея зад

фронта на пламъка, като в този случай размерът на централната област на покой в ПИ остава практически непроменен.

Задачата за разпространението на едномерната дефлаграция в газообразната смес е подробно изучена. Въз основа на анализа на числовото решение са получени аналитични зависимости, които дават възможност с голяма точност да пресметнем всички параметри на течението при видима скорост на разпространението на фронта на пламъка  $U$  съответно по-голяма от  $(0,2 \div 0,3)D$  и по-малка от  $2c_1$  (например  $(0,3 \div 0,4)D$ ). Дадените диапазони на  $U$  се припокриват и поради това съотношенията (5.37) и (5.38) принципно дават възможност за построяване на решение на задачата за която и да било скорост на разпространение на фронта на изгаряне. В същото време в областта на общите стойности  $U$  тези решения не се съединяват, тъй като са получени въз основа на различни допускания, имат различен функционален вид и се различават от границите на постановената точност на числовите стойности на параметрите. Този недостатък е премахнат, когато са получени аналитичните съотношения за параметрите на едномерната дефлаграция при произволна скорост на разпространение на фронта на горене, чието съдържание е представено по-долу.

За високоскоростните режими на дефлаграция при приближаването на силната УВ и предположенията за линейно разпределение на скоростта на газа пред фронта на пламъка, е получена зависимостта за скоростта на фронта на УВ  $D_1$ , която може да бъде записана във вида:

$$D_1 = \frac{D + aU}{1 + a}, \quad (11.5)$$

където  $a = (4(1 + N)\gamma_4^2 - (\gamma_2 - 1)^2)(\gamma_2^2 - 1)^{-1}$  е константа, зависеща от свойствата на продуктите на изгаряне и изходната смес.

При нискоскоростните режими на дефлаграция изцяло до определена стойност на скоростта на разпространение на пламъка  $U_*$  интензивността на фронта на УВ остава практически нулева, т.е. с голяма точност можем да положим  $D_1 = c_1$  при  $U \leq U_*$ , а след това започва да нараства като се приближава към стойностите (11.5) при  $U > 0,2D$ .

Нарастването на интензивността на фронта на УВ се описва чрез уравнението, което следва от интегралния закон за съхранение на масата:

$$\left(\frac{2}{\gamma_1 + 1} + \frac{b - 1}{N + 2}\right)\left(\frac{D_1}{c_1}\right)^{N+1} - \frac{2}{\gamma_1 + 1}\left(\frac{D_1}{c_1}\right)^{N-1} - \frac{(N + 1) + b(1 - (N + 2)/\sigma)}{N + 2}\left(\frac{U}{c_1}\right)^{N+1} = 0, \quad (11.6)$$

където:  $b = 1 + 0,5N/(\gamma_1 + 1)$  е параметър, равен на отношението на плътността на газа пред фронта на пламъка и зад фронта на УВ;

$\sigma$  – степента на разширение на газа при изгаряне, която може да бъде намерена от адиабатата за ПИ (11.3) според началното налягане  $p_4 = p_3 = p_1$ :

$$\sigma = \frac{\rho_3}{\rho_4} = \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_4} \left( \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \frac{Q_1 \rho_1}{p_1} \right);$$

$Q_1, \rho_1, p_1$  и  $\gamma_1$  – отделената топлина при изгаряне, плътността, налягането и показателят за адиабатата на изходната смес.

Стойността на скоростта  $U$  може да бъде изчислена с помощта на съотношението (11.6) при условие  $D_1 = c_1$ .

$$D_1 = c_1 \quad (11.7)$$

Като диференцираме уравнението (11.6) по  $U$ , е лесно да получим израз за производната  $(D_1')_*$  при  $U = U_*$  и съответно  $D_1 = c_1$ .

$$(D'_1)_* = (N + 1)(\gamma_1 + 1) \frac{(N + 1) + b(1 - (N + 2)/\sigma)}{4(N + 2) + (b - 1)(N + 1)(\gamma_1 + 1)} \left(\frac{U_*}{c_1}\right)^N, \quad (11.8)$$

където стойността на  $U$  се определя чрез съотношението (11.7).

Тогава за скоростта на фронта на УВ при произволна скорост на разпространение на фронта на пламъка  $U > U_*$  с оглед на (11.5) можем да запишем зависимостта с приближение:

$$D_1 = \frac{D + aU}{1 + a} + B \left(1 - \frac{U}{D}\right)^v, \quad (11.9)$$

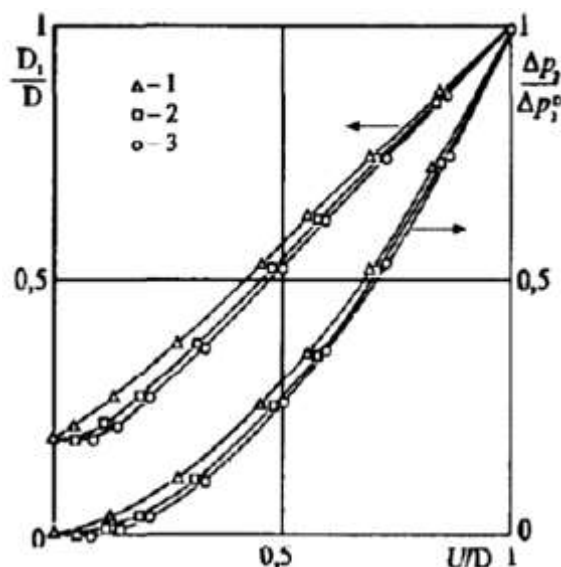
в която константите се определят от условията  $D_1 = c_1$  и  $D'_1 = (D'_1)_*$  от (11.8) при  $U = U_*$ ;

$$v = (D - U_*) \frac{a - (1 + a)(D'_1)_*}{(1 + a)c_1 - (D + aU_*)};$$

$$B = \frac{(1 + a)c_1 - (D + aU_*)}{(1 + a)(1 - U_*/D)^v}.$$

Като знаем стойността на  $D_1$  от съотношенията на динамичната съвместимост (11.2) е лесно да определим всички останали параметри на фронта на УВ.

Като вземем предвид относително невисоката интензивност на фронта на УВ при дефлаграция даже със скорост, която е близка до детонационната като правило може да се пренебрегне изменението на показателя на адиабатата на изходната смес и в съотношенията (11.2) да положим  $\gamma_2 = \gamma_1$ .



Фигура 11.2. Зависимост на скоростта на фронта на УВ и свръх налягането на него от скоростта на разпространение на фронта на пламъка:

1 –  $N = 0$ ; 2 –  $N = 1$ ; 3 –  $N = 2$

На фигура 11.2 чрез плътни линии са представени резултатите от изчисленията според формулите (11.9) и (11.2) за скоростта на фронта на УВ  $D_1$  и свръх налягането на него  $\Delta p_2$  (съотнесени спрямо съответните параметри в детонационен режим) за всички три вида симетрия при дефлаграция на стехиометричната смес на ацетилен-въздух с параметри:

$$p_1 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}; \quad \rho_1 = 1,2168 \text{ kg/m}^3;$$

$$Q_1 = 3,269 \text{ MJ/kg}; \quad \gamma_1 = \gamma_2 = 1,4;$$

$$c_1 = 341,4 \text{ m/s}; \quad \gamma_4 = 1,234.$$

Тук чрез знаци са нанесени резултатите от числовото решение на задачата.

Максималните грешки при изчисление на  $D_1$  не надвишават 2%, а по останалите параметри се намират в границите на 4%. При малка скорост на разпространение на пламъка масовата скорост на газа пред фронта на  $u_3$  нараства практически линейно:

$$u_3 = \frac{\sigma - 1}{\sigma} U, \quad (11.10)$$

а при високоскоростните режими е свързана със скоростта на газа зад фронта на УВ чрез съотношението (5.37)

$$u_3 = u_2 \left( 1 + \frac{2N\gamma_2}{\gamma_2 + 1} \left( 1 - \frac{U}{D_1} \right) \right). \quad (11.11)$$

При приближението на силната УВ с оглед на (11.5) зависимостта (11.11) приема вида:

$$u_3 = \frac{2}{\gamma_2 + 1} \frac{D + aU}{1 + a} \left( 1 + \frac{2N\gamma_2}{\gamma_2 + 1} \frac{D - U}{D + aU} \right)$$

и дава възможност за изчисляване на производната

$$u'_3|_{U \rightarrow D} = 2 \frac{a(\gamma_2 + 1) - 2N\gamma_2}{(1 + a)(1 + \gamma_2)^2}. \quad (11.12)$$

По такъв начин, с оглед на условията (11.10)÷(11.12) за масовата скорост на газа пред фронта на пламъка можем да запишем зависимостта в следната окончателна форма:

$$u_3 = U \left( \frac{\sigma - 1}{\sigma} + \left( 3 \frac{u_2^D}{D} - 2 \frac{\sigma - 1}{\sigma} - 2 \frac{a(\gamma_2 + 1) - 2N\gamma_2}{(1 + a)(\gamma_2 + 1)^2} \right) \frac{U}{D} - \left( 2 \frac{u_2^D}{D} - \frac{\sigma - 1}{\sigma} - 2 \frac{a(\gamma_2 + 1) - 2N\gamma_2}{(1 + a)(\gamma_2 + 1)^2} \right) \left( \frac{U}{D} \right)^2 \right), \quad (11.13)$$

където  $u_2^D$  е масовата скорост на сместа зад фронта на УВ в детонационен режим, пресметната според съотношението (11.2) при  $D_1 = D$ .

В режимите на Чепман-Жуге скоростта на газа между фронтите на пламъка и УВ е близка до линейната, а при слаба дефлаграция може да бъде описано чрез функционалната зависимост:

$$u = u_2 + (u_3 - u_2) \left( \frac{\lambda_3}{\lambda} \right)^5 \frac{1 - \lambda^{3N}}{1 - \lambda_3^{3N}}, \quad (11.14)$$

където:  $\lambda$  е относителната линейна координата зад фронта на УВ;

индексът 3 се отнася за фронта на пламъка;

показателят  $\zeta$  се определя чрез системата на диференциалните уравнения на задачата според производната  $du/d\lambda$  при  $\lambda = \lambda_3$  и е равен на:

$$\zeta = N \frac{u_3}{u_3 - u_2} \frac{1}{1 - ((U - u_3)/c_3)^2} - 3N \frac{\lambda_3^{3N}}{1 - \lambda_3^{3N}}. \quad (11.15)$$

Изчисляването на показателя  $\zeta$  по съотношението (11.15) показва, че неговата стойност, до самата скорост на фронта на пламъка  $U = c_1$  се различава в малка степен от стойността, която е равна на параметъра на симетрия  $N$  (в границите на 10%), а при по-голяма скорост широчината на областта на свитата от удара изходна смес става толкова малка, че при която и да е стойност на  $\zeta$  съотношението води до практически линейно изменение на скоростта между фронтите. Поради това, като положим  $\zeta = N$ , зависимостта с достатъчно висока степен на точност, може да се разпространи на целия диапазон на изменение на  $U$ , като я запишем във вида:

$$u = u_2 + (u_3 - u_2) \frac{\lambda^{-N} - \lambda^{2N}}{\lambda_3^{-N} - \lambda_3^{2N}}. \quad (11.16)$$

Съотношението (11.16) дава възможност да използваме интеграла на Коши-Лагранж (интеграл на автомоделното уравнение на движение):

$$\frac{c^2 - c_2^2}{\gamma_2 - 1} = D_1(\lambda u - u_2) - \frac{u_2 - u_2^2}{2} - D_1 \int_1^\lambda u d\lambda \quad (11.17)$$

за определяне скоростта на звука, а чрез изоентропната връзка (11.3) и налягането в областта на УВ пред фронта на пламъка.

Като вземем с помощта на (11.16) интеграла и го поставим в (11.18) е лесно да получим съотношението:

за плоската вълна ( $N = 0$ ):

$$c = c_2;$$

$$p = p_2;$$

за цилиндричната вълна ( $N = 1$ ):

$$c = c_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u - u_2) \frac{D_1}{c_2^2} \left( \lambda \left( \frac{2}{3} + \frac{\ln 1/\lambda}{1 - \lambda^3} \right) - \frac{u + u_2}{2D_1} \right) \right)^{1/2}; \quad (11.18)$$

$$p = p_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u - u_2) \frac{D_1}{c_2^2} \left( \lambda \left( \frac{2}{3} + \frac{\ln 1/\lambda}{1 - \lambda^3} \right) - \frac{u + u_2}{2D_1} \right) \right)^{\gamma_2/(\gamma_2-1)};$$

за сферичната вълна ( $N = 2$ ):

$$c = c_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u - u_2) \frac{D_1}{c_2^2} \left( \frac{2}{5} \lambda \left( 2 + 3 \frac{1 - \lambda}{1 - \lambda^6} \right) - \frac{u + u_2}{2D_1} \right) \right)^{1/2}; \quad (11.19)$$

$$p = p_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u - u_2) \frac{D_1}{c_2^2} \left( \frac{2}{5} \lambda \left( 2 + 3 \frac{1 - \lambda}{1 - \lambda^6} \right) - \frac{u + u_2}{2D_1} \right) \right)^{\gamma_2/(\gamma_2-1)}.$$

Като поставим в (11.18)÷(11.20) стойността на  $\lambda = \lambda_3 = U/D_1$  и  $u = u_3$  ще получим параметрите пред фронта на пламъка. В частност, за налягането:

при  $N = 0$ :

$$p_3 = p_2; \quad (11.21)$$

при  $N = 1$ :

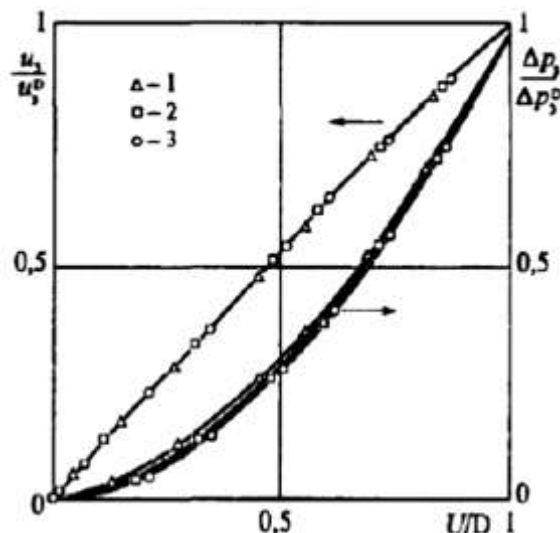
$$p_3 = p_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u_3 - u_2) \frac{U}{c_2^2} \left( \frac{2}{3} + \frac{\ln D_1/U}{1 - (U/D_1)^3} - \frac{u_3 + u_2}{2U} \right) \right)^{\gamma_2/(\gamma_2-1)} \quad (11.22)$$

при  $N = 2$ :

$$p_3 = p_2 \left( 1 + (\gamma_2 - 1)(u_3 - u_2) \frac{U}{c_2^2} \left( \frac{4}{5} + \frac{6}{5} \frac{1 - U/D_1}{1 - (U/D_1)^6} - \frac{u_3 + u_2}{2U} \right) \right)^{\gamma_2/(\gamma_2-1)} \quad (11.23)$$

На фигура 11.3 е представено сравнение на резултатите от изчисленията според формулите (11.13), (11.21)÷(11.23) (чрез плътни линии) с числовото решение на задачата (чрез знаци) за масовата скорост  $u_3$  и свръх налягането  $\Delta p_3$  пред фронта на пламъка (съотнесени спрямо съответните параметри в детонационния режим  $u_3^D = u_2^D$ ,  $\Delta p_3^D = \Delta p_2^D$ ) при дефлаграция на стехиометричната ацетилено-въздушна смес с различна скорост. Зависимостта (11.13) за различните видове симетрия дава близки стойности, поради което

на фигура 11.3 е нанесена крива само за цилиндричния случай. Разминаването на числените и аналитичните данни не надминава 3%.



Фигура 11.3. Зависимост на масовата скорост и свръх налягането пред фронта на пламъка от скоростта на неговото разпространение (обозначенията съответстват на фиг. 11.2).

В плоския случай масовата скорост на газа пред фронта на пламъка е постоянна и съвпада със скоростта на фронта на УВ. Поради това стойността на  $u_3$  може да се определи както с помощта на зависимостта (11.13), така и според интензивността на УВ от (11.12). Разликите при получените стойности за  $u_3$  са в границите на точността на споменатите съотношения.

Пресмятането на параметрите зад фронта на пламъка се извършва чрез използването на съотношенията (11.3).

В режимите на слаба дефлаграция, които се реализират при скорост на фронта  $U < D/2$  ПИ са в покой, т.е.  $u_4 = 0$ . Тогава от (11.3) следва:

$$p_4 = p_3 - \rho_3 u_3 (U - u_3). \quad (11.24)$$

При дефлаграция в режимите на Чепман-Жуге ( $U > D/2$ ) зад фронта на пламъка ПИ се движат, като в този случай се изпълнява условието:

$$u_4 = U - c_4 \quad (11.25)$$

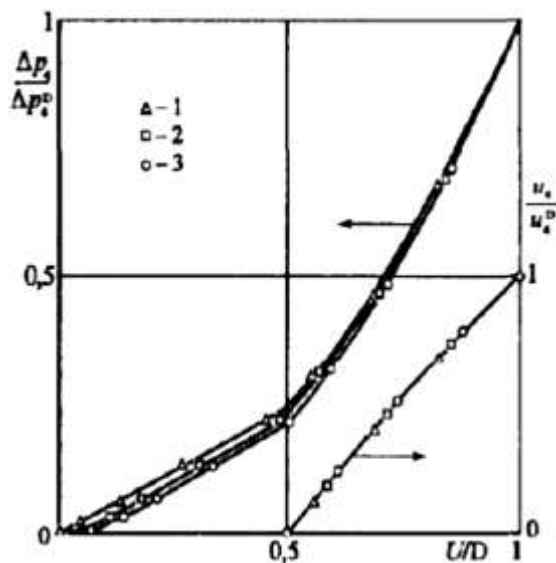
което дава възможност да получим от съотношенията (11.3) формулата за налягането:

$$p_4 = p_3 \left( 1 - \frac{\gamma_4 - \gamma_2 ((U - u_3)/c_3)^2}{\gamma_4 + 1} \right). \quad (11.26)$$

Плътноста на ПИ се намира от адиабатата (11.3) по намереното налягане от (11.24) или (11.26). За скоростта на фронта на пламъка  $U \sim D/2$ , т.е., когато не сме сигурни за типа на режим на дефлаграция, пресмятанията се извършват в началото за режима на Чепман-Жуге и, ако от (11.25) следва  $u_4 < 0$ , то се извършва преход към формулите за слаба дефлаграция.

На фигура 11.4 е дадено сравнение на пресметнатите чрез помощта на съотношенията (11.24)÷(11.26) свръх налягане  $\Delta p_4$  и масовата скорост  $u_4$  на ПИ зад фронта на пламъка, съотнесени спрямо стойностите в детонационен режим, с резултатите на

числовото решение на задачата за стехиометричната смес на ацетилен-въздух (обозначенията съответстват на фиг. 11.3). Разликата не надминава 3%.



Фигура 11.4. Зависимост на свръх налягането и масовата скорост на ПИ зад фронта на пламъка от скоростта на неговото разпространение (обозначенията съответстват на фиг. 11.2).

От фигура 11.4 се вижда, че законът за изменението на свръх налягането зад фронта на пламъка с нарастване на скоростта на дефлаграция променя характера си при прехода от един режим в друг. При слаба дефлаграция в плоския случай стойността на  $\Delta p_4$  нараства практически линейно (дори с известна вдлъбнатост към оста  $U$ ). В цилиндричния и сферичния случай след началното нелинейно нарастване изменението на  $\Delta p_4$  е също така близко до линейното. След преминаване на дефлаграцията в режим на Чепман-Жуге за всички видове симетрия стойността на  $\Delta p_4$  започва да расте нелинейно.

В режимите на Чепман-Жуге зад фронта на пламъка се появява зона на течението на ПИ, в която скоростта на газа спада до нула на границата с централната област на покой, а разпределението на параметрите е подобно на разпределението при детонационния режим, т.е. може да бъде описано чрез функционалната зависимост:

$$\frac{u}{u_4} = \frac{c - c_5}{c_4 - c_5} = 1 - \left( 1 - \left( \frac{\lambda - \lambda_5}{\lambda_3 - \lambda_5} \right)^\alpha \right)^\beta. \quad (11.27)$$

Тук индексът 5 се отнася спрямо границата на областта на покой.

Размерът на централната област на покой, налягането и плътността на ПИ в нея се определят чрез скоростта на звука  $c_5$ , която е свързана с параметрите зад фронта на пламъка чрез съотношението, което следва от първото уравнение на системата (11.1), описваща задачата (5.37):

$$c_5 = c_4 - (\gamma_4 - 1)u_4 \frac{\bar{f}}{2}, \quad (11.28)$$

където средната стойност  $\bar{f}$  на комплекса  $f = (\lambda D_1 - u)/c$  може да бъде пресметната чрез зависимостта:

$$\bar{f} = 1 + \frac{\bar{f}_D - 1}{2} \left( \frac{D}{D_1} + \frac{c_4^D}{c_4} \right) \frac{u_4}{u_4^D};$$



където:  $\bar{f}_D = (6N + 15)/(4N + 15)$  е средната стойност на комплекса в детонационен режим (5.40);

$c_4^D$  и  $u_4^D$  са звуковата и масовата скорост зад фронта на изгаряне в детонационен режим.

Тогава за относителната координата на границата на областта на покой  $\lambda_5$  и за налягането в нея с оглед на (11.28) можем да запишем:

$$\lambda_5 = \frac{c_5}{D_1};$$

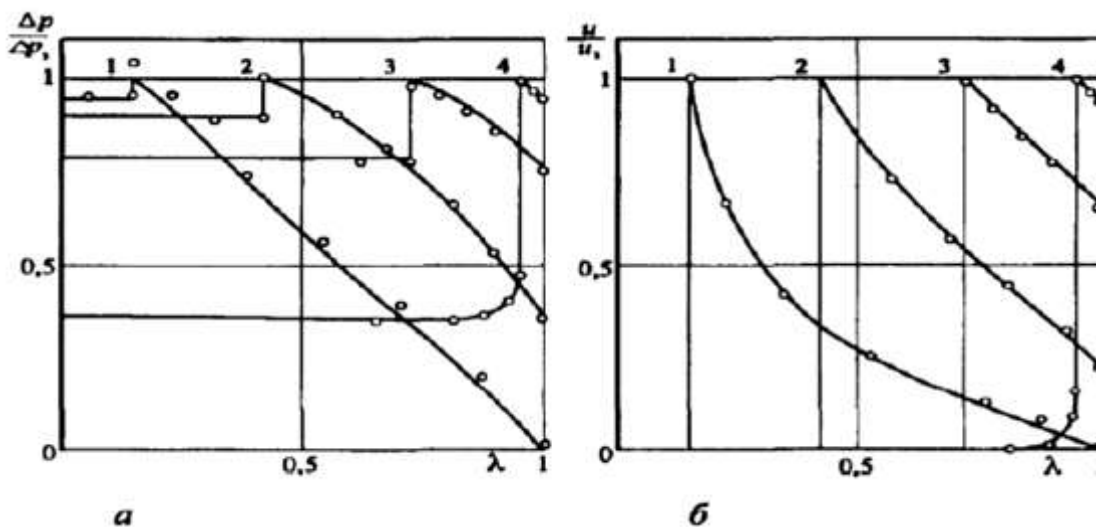
$$p_5 = p_4 \left( \frac{c_5}{c_4} \right)^{2\gamma_4/(\gamma_4-1)}.$$
(11.29)

Показателят за степента  $\beta$  в разпределението на параметрите зад фронта на пламъка (11.27) практически не зависи от скоростта на дефлаграция и може да бъде взет за равен на стойността в детонационен режим.

$$\beta = \frac{2}{\gamma + 2},$$

а показателят  $\alpha$  се променя и описва зависимостта:

$$\alpha = \frac{20 + N}{20} + \frac{N \bar{f}_D - \bar{f}}{4 \bar{f}_D - 1}.$$



Фигура 11.5. Зависимости на свръх налягането (а) и масовата скорост (б) в областта на течение при цилиндричната дефлаграция.

На фигура 11.5 в ролята на пример са представени разпределенията на свръх налягането (а) и масовата скорост (б) в областта зад фронта на УВ при цилиндричната дефлаграция на стехиометричната смес на ацетилен-въздух със скорост на разпространение на фронта на пламъка  $U = 50; 150; 350$  и  $1100$  m/s, които са построени с помощта на зависимостите (11.16), (11.19), (11.27)÷(11.29). Тук чрез точки са нанесени резултатите от числовото решение на задачата. За удобство представянето на графиките е номерирано според параметрите пред фронта на пламъка  $\Delta p_3$  и  $u_3$ . Извършеното сравнение показва, че максималните грешки при аналитичните съотношения се наблюдават при скоростите на дефлаграция  $U \sim U_*$ , като все пак те не превишават 4%. Както при по-малката, така и при по-

голямата скорост на фронта на пламъка разминаването на числовите и аналитичните данни се намалява.

Получените аналитични съотношения дават възможност с точност от  $2\div 4\%$  да построим разпределения на всички параметри в областта на течение при едномерната дефлаграция на газовите смеси с произволна скорост на разпространение на фронта на пламъка до режима на нормална детонация.