

**ВАРНЕНСКИ СВОБОДЕН УНИВЕРСИТЕТ „ЧЕРНОРИЗЕЦ ХРАБЪР“**

**АРХИТЕКТУРЕН ФАКУЛТЕТ**

---

маг. инж. Станимир Димитров

**ЧИСЛЕНО МОДЕЛИРАНЕ НА ДВУФАЗНА ПРАХОВА  
СТРУЯ ВЪВ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНА СРЕДА**

**Автореферат**

**На ДИСЕРТАЦИЯ**

за присъждане на образователна и научна степен  
„ДОКТОР“

Научна специалност 02.19.01  
„Техника на безопасността на труда и противопожарна техника“

Научен ръководител:  
проф. д-р. Иван Антонов  
доц. д-р Иванчо Богоев

Рецензенти:  
1. проф. д-р. Асен Недев  
2. проф. д-р. Петър Костов

ВАРНА-2013

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита съгласно решение на разширен катедрен съвет на катедра „Строителство на сгради и съоръжения” при ВСУ „Ч. Храбър” Варна.

Защитата на дисертационният труд ще се състои на 20.05.2013г. от ..... часа в зала..... на ВСУ „Ч. Храбър”.

Материалите по дисертационният труд са на разположение на интересуващите се в канцеларията на кат. ” ССС” на Архитектурния факултет.

Автор: маг. инж. Станимир Димитров

Заглавие: **ЧИСЛЕНО МОДЕЛИРАНЕ НА ДВУФАЗНА ПРАХОВА СТРУЯ  
ВЪВ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНА СРЕДА**

## ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯТ ТРУД

Известно е, че гасенето на пожари още в първите минути на възникването им, е свързано с употребата на пожарогасители. Бързата и навременна ликвидация на пожара води до намаляване на материалните щети, свързани с неговата локализация и ликвидиране; Предотвратяване на евентуални човешки жертви; Не позволяване на разпространението към съседни обекти. Това налага както доброто познаване на пожарогасителите, като химическо устройство и подържането им в изправност, така също познаване на основните свойства на генерираната от тук гасителна струя. Последното е обект на изследване в предлагания на Вашето внимание дисертационният труд .

Тези изследвания могат да се направят опитно, което изисква съвременна измерителна техника и опитна постановка. Вторият подход е числено изследване на задачата, който е избран като решение.

За целта най – удачни се явяват средствата на изчислителната хидроаеродинамика, които се използват масово за подобни пресмятания. В случая се използва моделиране през интегралния метод приложен за една двуфазна турбулентна неизотермична струя, разпространяваща се във високотемпературна среда, създадена от пожари.

### **Цел и задачи дисертационният труд**

На базата на казаното по-горе и анализът на съвременното състояние на въпроса за неизотермичните струйни течения са формулирани и поставени целите на дисертационният труд:

1. Да се състави математически модел на неизотермично двуфазно струйно течение, описващо процеса на пожарогасене с прахов пожарогасител
2. На основата на математическия модел да се адаптира или състави програмен продукт, отчитащ специфичните гранични и начални условия на разглежданата задача.

Основната задача на настоящия дисертационен труд е да се направи числено решение на модела на взаимодействие на двуфазна турбулентна струя с високотемпературна среда. Необходимо е да се получат основните параметри, характеризиращи течението:

Затихването на максималната стойност на скоростните компоненти за двете фази;

- Разширението (нарастването) на струйния граничен слой, при проникване на струята в среда с по-ниска плътност;

Известни са два основни подхода при реализация на подобни задачи:

- приложение на метода на крайните разлики за решаване на уравненията

на Рейнолдс, записани за двете фази (за носещата фаза и фазата на примесите);

- използване на интегрален метод, основан на физически обосновани

интегрални условия, записани за двете фази.

Съществена пречка при прилагането на метода на крайните разлики се оказва необходимостта от точни данни за началото разпределение на параметрите: скорост на фазите и температурата им, скорост на температурата на пожара. Без задаване на точно разпределение на тези величини, крайното решение може да даде невярна или изкривена информация за процеса.

Това налага да се използва вторият подход – прилагането на интегралния метод. Получените при него интегрални параметри на течението дават достатъчна информация за неговото развитие. Те са важна база на решаване на влиянието на редица определящи фактори върху процеса и съответния му анализ.

### **Обем на дисертационния труд:**

Дисертационния труд обхваща пет глави, условни означения, изводи, списък на цитираната литература. Списъкът на литературата обхваща 115 заглавия от които 57 на кирилица и 58 на латиница.

### **Апробация на дисертационния труд:**

Основните резултати от дисертационния труд са докладвани и публикувани на следните места:

1. Алманах на Архитектурния факултет ВСУ“Черноризец Храбър“, 2012г. Научна конференция ЕМФ, Созопол, 2012г.
2. Списание „Механика на машините“, Варна, 2012г.

# СЪДЪРЖАНИЕ НА ДИСЕРТАЦИЯТА

## ГЛАВА 1 : ВЪВЕДЕНИЕ

### Актуалност на дисертационния труд

Актуалността на разглежданите в дисертационния труд проблеми произтича от природните особености на България, както и на повечето страни от ЕС и света – динамиката на гасенето на възникналите огнища от пожари и нейното термофизично моделиране.

В дисертационния труд се разглежда течение на двуфазна турбулентна струя във високотемпературна среда, което представлява физически модел на процеса на пожарогасене, при условие, че се приеме модел на изтичане на двуфазната струя, генерирана от прахов пожарогасител, в огнището на пожара.

Акцентът на изследването е поставен върху сравнително слабо изучения процес на проникване на праховата струя във високотемпературна среда и нейните интегрални характеристики ( промяна на максималната и скорост, възможността за загряване на двуфазната смес до атакуване на горящата повърхност, разширението на струйното течение по температура, скорост и примеси).

#### 1.1. Физическа картина на течението.

Пожарът като явление има различни форми, само че всичките те в крайна сметка [23] се свеждат до химическа реакция между горящото вещество и кислорода от въздуха като окислител. Тази реакция при контролируемото и използване като източник на енергия и топлина, води до задоволяване на нуждите на енергетиката, промишлеността и бита на хората.

В другия аспект, когато реакцията е неконтролируема, каквато е при пожарите, тя предизвиква огромни материални загуби и човешки жертви. Режимът на горене в голяма степен зависи от физическото състояние и разпределение на горящия материал и характеристиките на околната среда, като в по-малка степен зависи от химическия състав. В настоящото

разглеждане не се акцентира върху процесите на горене при пожара, а се приема възникналото и съществуващо температурно поле като факт.

Известно е, че пожарът е съпровождан освен с наличие на висока температура на възходящата газова смес и на силно светлинно излъчване.

Вторият важен въпрос, който е необходимо да бъде разгледан е наличието на конвективно течение над пожара. Началната скорост на това течение, възникващо над огнището на пожара, съгласно [25] се определя от израза:

$$1.1.1. u_{\max} = 1,9Q_c^{1/5} ,$$

където  $Q_c$  е мощността на пожара в [kW].

От това следва и първият извод в докторската работа:

**- Създаваното конвективно течение над пожара не оказва влияние на разпространението на атакуващата го прахова струя.**

## **1.2 Преходни разработки на двуфазни неизотермични течения.**

**Въпросът за разпространение на охладена двуфазна струя във високотемпературна среда, с която се апроксимира пожар, за сега не е изследван. Тъй като задачата за проникване на гасителна прахова струя в огнището на пожара е актуална от практическа гледна точка, тя заслужава да бъде разгледана и решена.**

## **1.3. Методи за числено моделиране на двуфазни турбулентни течения**

*Метод на Лагранж* – Този метод представлява първо приближение на задачата за изследване на двуфазни течения [8,17,18,21,39,40]. Решенията се правят на базата на Лагранжевите уравнения за движение, откъдето е дошло и определението му.

*Интегрални методи*- Интегралните решения, направени на базата на двуфлуидния модел на течението, позволяват да се определят осреднените скорости на взаимодействие. В [12], [24] се използват интегралните условия за запазване на концентрацията на примеси, за количество на движение на струята

като цяло и за количество на движение на примесите. С условието за количеството на движение на примесите се въвеждат в решението силите на междуфазово взаимодействие (описани в глава 2).

*Метод на крайните разлики (МКР)* – Това е най-старият метод за числено решаване на частни диференциални уравнения, смята се, че са били въведени от Ойлер през 18 век. Също така е най-лесният начин за използване на облекчени геометрии.

## **ГЛАВА 2 : ОСНОВНИ УРАВНЕНИЯ НА ДВУФАЗНИ НЕИЗОТЕРМИЧНИ ТУРБУЛЕНТНИ СТРУИ ВЪВ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНА СРЕДА**

### ***2.1. Съставяне на математически модел на двуфазни неизотермични турбулентни струи във високотемпературна среда***

#### *2.1.1 Физическа обосновка на модела*

При гасене на пожари, особено в началният им стадий се използват пожарогасители, заредени с прахообразно вещество. Най-често носещата фаза на прахообразното вещество е  $\text{CO}_2$ . На практика се получава двуфазна струя, която изтича в газова (димна) среда с висока температура и ниска плътност.

Двуфлуидният модел се основава на хипотезата на Ландау за възможностите в един и същ обем да съществуват два флуида с различаващи се параметри. Всеки един от тези флуиди, във всяка една точка от течението, във всеки момент от време притежават собствена скорост, плътност и температура. Така възприетия подход позволява при математическия модел да се използват уравненията от Рейнолдсов вид, приложени за всяка една от фазите. Връзката между двете системи уравнения, записани за отделните фази - са силите на междуфазово взаимодействие, в които основен елемент е релативната скорост между фазите:

За частиците примеси се приема условно, че представляват сфера с приведен диаметър  $D_p$ , без да се отчита влиянието на грапавостта или формата, различна от сферичната форма.

При така въведения модел, фазата на примесите като обособена флуидна среда не притежава собствен тензор на вътрешните напрежения (триене и налягане) и за нея не е в сила уравнението за състоянието.

Обаче тя притежава свой собствен тензор на турбулентните напрежения, тъй като те не са свойство на флуида.

*2.1.2. Основни уравнения на двуфазни неизотермични течения, изтичащи във високотемпературна среда*

Двуфазните неизотермични течения, изтичащи във високотемпературна среда при двуфлуидна постановка на задачата се описват с помоща на уравненията на Рейнолдс и уравненията за непрекъснатост в правоъгълна координатна система. Тези уравнения имат следния вид:

- уравнение за непрекъснатост на носещата (газовата) среда:

$$2.3. \frac{\partial}{\partial x} [yU_g \rho_g] + \frac{\partial}{\partial y} [yV_g \rho_g] = 0;$$

- уравнение за непрекъснатост на фазата на примесите:

$$2.4. \frac{\partial}{\partial x} [yU_p \rho_p] + \frac{\partial}{\partial y} [yV_p \rho_p] = 0;$$

- уравнение за промяна на плътността по ос  $x$ :

$$2.5. [yU_p] \frac{\partial \rho_p}{\partial x} + [yV_p] \frac{\partial \rho_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y \rho_p' V_p'] - \overline{\rho_p' V_p'};$$

- уравнение за движение на носещата фаза по ос  $x$ :

$$2.6. [y \rho_g U_g] \frac{\partial U_g}{\partial x} + [y \rho_g V_g] \frac{\partial U_g}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y \rho_g \overline{U_g' V_g'}] - F_x y;$$

- уравнение за движение на фазата на примесите по ос  $x$ :

$$2.7. [y \rho_g U_p] \frac{\partial U_p}{\partial x} + [y (\rho_p V_p + \overline{\rho_p' V_p'})] \frac{\partial U_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y \rho_p \overline{U_p' V_p'}] + F_x y$$

- уравнение за топлосъдържанието на газовата (носещата) фаза:



$$2.8. \left[ y \rho_g U_g \right] \frac{\partial h_g}{\partial x} + \left[ y \rho_g V_g \right] \frac{\partial h_g}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left[ y \rho_g \overline{h'_g V'_g} \right] - \left[ y \rho_g \overline{h'_g V'_g} \right] \frac{\partial U_g}{\partial y} - Q_y + F_x y (U_g - U_p) + F_y y (V_g - V_p) - \sum_{i=1}^3 \overline{F'_i V'_{pi}}$$

- уравнение на топлосъдържанието на фазата на примесите:

$$2.9. \left[ y \rho_p U_p \right] \frac{\partial h_p}{\partial x} + \left[ y \left( \rho_p V_p + \overline{\rho'_p V'_p} \right) \right] \frac{\partial h_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left[ y \rho_p \overline{h'_p V'_p} \right] + Q_y$$

- уравнение за състоянието на газовата фаза:

$$2.10. P = \rho_g R T_g$$

### 2.1.3. Сили на междофазово взаимодействие

При двуфазни неизотермични струи, силите на междофазово взаимодействие са определящи при определянето им с прилагане на двуфлуидната схема, тъй като те дават връзката между двете системи.

*Съпротивителната сила* се определя по закона на Стокс:

Съпротивителната аеродинамична сила, която се изучава в механика на флуидите има вида:

$$2.12. \vec{f}_A = 0.5 C_R s \rho_g \left| \vec{V}_g - \vec{V}_p \right| \times \left( \vec{V}_g - \vec{V}_p \right),$$

където:

$s$  - миделово сечение;

$C_R$  - коефициент на аеродинамично съпротивление, който зависи от числото на Рейнолдс  $Re_p$  определено както следва:

$$Re_p = \frac{(V_g - V_p) D_p}{\nu};$$

$\rho_g$  - плътност на носещата среда,  $\nu$  - кинематичен вискозитет на носещата среда;

**Сила на Магнус:** - Тя се определя по зависимостта:

$$2.20. \vec{f}_M = K_M \rho_g D_p^3 \left[ \vec{V}_r \times \vec{\omega}_p \right]$$

Силата възниква в резултат на въртливо и постъпателно движение на частицата. Известно е, че при обтичане на едно тяло от успоредно и циркуляционно течение възниква подемна сила, насочена перпендикулярно на успоредното течение, по посока на циркулацията около тялото – теорема на Жуковски. В случая циркуляционното обтичане възниква вследствие въртенето на тялото около оста му. Подобно въртене при възприетото непълно множество се явява невъзможно, което означава тази сила да бъде пренебрегната.

**Сила на Saffman** – възниква при наличие на силно изразен напречен градиент на скоростта. Подобен е и случаят при струйни течения [50], [107]:

$$2.21a \quad f_s = k_s \nu \rho_g D_p (u_g - u_p) \sqrt{\frac{\partial u_g}{\partial y}}$$

$$K_s = \frac{C_s}{4} = 1,71, \quad C_s = 6,46. \quad \text{Изводът [48], [105] е валиден при}$$

$$u_g \sqrt{\nu \frac{\partial y}{\partial u_g}} \ll 1, \quad \text{Re}_p \ll 1.$$

**Сила от термофореза** - При неравномерност на температурното поле в случая на неизотермични течения, частиците примеси се придвижват от по-загряните към по-хладни области в тях [6]. Явлението е известно като "*термофореза*".

Силите от термофореза могат да се определят по израза:

$$2.23 \quad \vec{f}_T = -4,5 \nu^2 \left( \frac{\rho_g}{T_g} \right) D_p \frac{\lambda_g}{(2\lambda_g + \lambda_p)} \nabla T_g$$

**Сила на фотофореза** - При пожарите възниква сила на светлинно излъчване. Светлинният поток може да въздейства върху движението на единична частица примеси. При това възниква силата на фотофорезата [6], която се описва с израза:

$$2.26. \quad \vec{f}_f = 4,5 \mu^2 \frac{q_R}{\lambda_p \rho_0 T_0 D_p^2}$$

Където  $\lambda_p$  - коефициентът на лъчист топлообмен,  $\rho_0$  и  $T_0$  - плътност и температура на средата,  $q_R$  - топлинен капацитет,  $\mu$  - коефициент на динамичен вискозитет.

#### 2.1.4. Числено моделиране при дву- и многофазни турбулентни течения

Разработена една модификация на модел за описание на турбулентния вискозитет. Предлага се зависимостта:

$$2.27 \nu_{tp} = \beta f(\text{Re}_p) f(\chi) \delta u_{p\max} ,$$

където  $\beta$  е коефициент на пропорционалност, аналогичен на използвания в упоменатия модел на Шец. С въвеждане на функциите  $f(\text{Re}_p)$  и  $f(\chi)$  се отчита влиянието на двуфазния характер на течението върху  $\nu_t$ .

За коефициента  $\beta$  се препоръчват стойности в диапазона  $\beta = 0,01 \div 0,03$ .

Функцията  $f(\text{Re}_p)$  отразява влиянието на диаметъра на частицата примеси  $D_p$  върху турбулентните характеристики на течението. Използува се полином, аналогичен на прилагания при определяне коефициента на съпротивление [32]

$$2.28. f(\text{Re}_p) = 1 + B_1 \text{Re}_p^{\frac{1}{2}} + B_2 \text{Re}_p$$

като за  $B_1 = 0,179$ ,  $B_2 = 0,013$ . Чрез  $\text{Re}_p$ , определен за съответната частица по израза  $\text{Re}_p = \frac{VD_p}{\nu}$  се отчита влиянието на скоростта и диаметъра на частицата.

Вторият важен начален параметър на двуфазната струя е нейната масова концентрация  $\chi$ .

$$f(\chi) = (1 + \chi_0)^{-1} , f(\chi) = (1 + \chi_m)^{-1}$$

Сравнявайки обаче така записаните изрази с експериментални данни, по [1], значително по-точно, в диапазона  $\chi \leq 1$ , функцията  $f(\chi)$  се апроксимира с израза:

$$2.29 f(\chi) = (1 + \chi_0)^{-\frac{3}{2}}$$

$$2.29a \quad f(\chi) = (1 + \chi_m)^{\frac{3}{2}}$$

**2.2 Гранични условия и изводи на интегралните условия за двуфазна неизотермична струя изтичаща във вискотемпературна среда.**

За да се получи системата интегрални условия е необходимо да бъдат зададени гранични и начални условия на задачата.

**-за оста на симетрия ( $y = 0$ ):**

$$\frac{\partial U_g}{\partial y} = \frac{\partial U_p}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial T_g}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial \rho_p}{\partial y} = 0$$

$$\overline{U'_g V'_g} = \frac{\partial \overline{U'_g V'_g}}{\partial y} = 0 \quad \overline{U'_p V'_p} = \frac{\partial \overline{U'_p V'_p}}{\partial y} = 0$$

$$\overline{V'_p \rho'_p} = \frac{\partial \overline{V'_p \rho'_p}}{\partial y} = 0 \quad V_g = V_p = 0$$

**- за външната граница на струята ( $y \rightarrow \infty$ )**

Изходни уравнения. Използват се уравн. (2.3)÷(2.10), а именно:

$$2.42. \quad \frac{\partial}{\partial x}(y \rho_g U_g) + \frac{\partial}{\partial y}(y \rho_g V_g) = 0$$

$$2.43. \quad \frac{\partial}{\partial x}(y \rho_p U_p) + \frac{\partial}{\partial y}(y \rho_p V_p) = 0$$

$$2.44. \quad (y U_p) \frac{\partial \rho_p}{\partial x} + (y V_p) \frac{\partial \rho_p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \frac{v_{tp}}{Sc_t} \frac{\partial \rho_p}{\partial y} \right)$$

$$2.45. \quad (y \rho_g U_g) \frac{\partial U_g}{\partial x} + (y \rho_g V_g) \frac{\partial U_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_g v_{tg} \frac{\partial U_g}{\partial y} \right) - F_x y$$

$$2.46. \quad (y \rho_p U_p) \frac{\partial U_p}{\partial x} + (y \rho_p V_p) \frac{\partial U_p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_g \frac{v_{tg}}{Sc} \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) \frac{\partial U_p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_p v_{tp} \frac{\partial U_p}{\partial y} \right) + F_x y$$

$$2.47. \left( y \rho_g U_g c_{pg} \right) \frac{\partial T_g}{\partial x} + \left( y \rho_g V_g c_{pg} \right) \frac{\partial T_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_g c_{pg} \frac{v_{tg}}{\text{Pr}_t} \frac{\partial T_g}{\partial y} \right) + \\ + Qy + F_x y (U_g - U_p)$$

$$2.48. \left( y \rho_p U_p c_{pp} \right) \frac{\partial T_p}{\partial x} + \left( y \rho_p V_p c_{pp} \right) \frac{\partial T_p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_p c_{pp} \frac{v_{tp}}{Sc_t} \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) \frac{\partial T_p}{\partial y} + \\ \frac{\partial}{\partial y} \left( y \rho_p c_{pp} \frac{v_{tp}}{Sc_t} \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) \frac{\partial T_p}{\partial y} + Qy$$

### 2.3. Изводи на интегралните условия.

1. Условие за запазване на съдържанието на примеси при двуфазни турбулентни струи във вискотемпературна среда

$$2.49. \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^{\infty} \rho_p U_p y dy \right) = 0,$$

което представлява условието за запазване на масосъдържанието в струята.

2. Условие за количество на движение на двуфазна неизотермична струя във вискотемпературна среда

Интегралните условия за количество на движение на примесите на носещата среда.

$$2.52 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_g} (\rho_g u_g^2 + p) y dy = - \int_0^{y_g} F_x y dy$$

Интегралните условия за количество на движение на примесите.

$$2.56 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_p} \rho_p u_p^2 y dy = \int_0^{y_p} F_x y dy$$

В този случай началното количество на движение е общо за двете фази, като последствие част от него отива за въвличане в движение на частици от другата фаза.

След сумиране на съответните изрази за количеството на движение на двуфазна струя се получава:

$$2.58 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_g} [\rho_g u_g (u_g - u_2) + p] y^j dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_p} \rho_p u_p^2 y^j dy = 0$$

респ. за свободна двуфазна струя ( $u_2 = 0$ )

$$2.59 \frac{\partial}{\partial x_0} \int_0^{y_g} (\rho_g u_g^2 + p) y^j dy + \frac{\partial}{\partial x_0} \int_0^{y_p} \rho_p u_p^2 y^j dy = 0$$

Интегрирането по  $x$  на уравненията води до изразите:

$$\int_0^{y_g} (\rho_g u_g^2 + p) y^j dy + \int_0^{y_p} \rho_p u_p^2 y^j dy = const$$

Константата от дясната страна на уравнение .2.66 представлява началното сумарно количество на движение  $I_0$ .

$$I_{0\Sigma} = (\rho_g u_{go}^2 + \rho_p u_{po}^2) \pi^j y_o^j$$

$$I_{0\Sigma} = [\rho_g (u_{go} - u_2) u_{go} + \rho_p u_{po}^2] \pi^j y_o^j$$

3. Условия за преноса на кинетична енергия на движение на газовата фаза и на примесите

Условието за на кинетичната енергия на газовата среда:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2)^2 y dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \rho_g v_{tg} \left( \frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 y dy - 2 \int_0^{\infty} (U_g - U_2) F_x y dy$$

Условието за преноса на кинетичната енергия на примесите се получава:

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^3 y dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p v_{tp} \left( \frac{\partial U_p}{\partial y} \right)^2 y dy + 2 \int_0^{\infty} U_p F_x y dy$$

4. Условие за запазване на топлосъдържанието на газовата фаза и на примесите

Условието за запазване топлосъдържанието на газовата фаза се получава:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} c_{pg} \rho_g U_g (T_g - T_2) y dy \right] = \int_0^{\infty} F_x (U_g - U_p) y dy - \int_0^{\infty} Q y dy$$

Условието за запазване на топлосъдържанието на фазата на примесите.

$$2.73. \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^{\infty} c_{pp} T_p \rho_p y U_p dy \right) = \int_0^{\infty} Q y dy$$

На основата на направените по-горе изрази може да се запише системата интегрални условия на задачата:

- Условие за запазване на съдържанието на примеси при двуфазни турбулентни струи във вискотемпературна среда:

$$2.74. \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^{\infty} \rho_p U_p y dy \right) = 0$$

- Интегралното условие за количеството на движение за газовата фаза:

$$2.75. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_g} (\rho_g U_g^2 + p) y dy = - \int_0^{y_g} F_x y dy$$

- Интегралното условие за количеството на движение за фазата на примесите:

$$2.76. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_p} \rho_p U_p^2 y dy = \int_0^{y_p} F_x y dy$$

- при сумиране на съответните изрази за количеството на движение на двуфазна струя се получава:

$$2.77. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_g} [\rho_g u_g (u_g - u_2) + p] y dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{y_p} \rho_p u_p^2 y dy = 0$$

- условие за кинетичната енергия на носещата фаза:

$$2.78. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2)^2 y dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \rho_g v_{tg} \left( \frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 y dy - 2 \int_0^{\infty} (U_g - U_2) F_x y dy$$

- условие за кинетичната енергия на фазата на примесите:

$$2.79. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^3 y dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p v_{tp} \left( \frac{\partial U_p}{\partial y} \right)^2 y dy + 2 \int_0^{\infty} U_p F_x y dy$$

- условие за по висок ред относно  $\rho_p$ :

$$2.80. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} (\rho_p^2 U_p y) dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \frac{v_{tp}}{Sc_t} \left[ \frac{\partial \rho_p}{\partial y} \right]^2 y dy$$

- условие за запазване на топлосъдържанието на газовата фаза:

$$2.81. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} c_{pg} \rho_g U_g (T_g - T_2) y dy \right] = \int_0^{\infty} F_x (U_g - U_p) y dy - \int_0^{\infty} Q y dy$$

- условие за запазване на топлосъдържанието на фазата на примесите:

$$2.82. \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_0^{\infty} c_{pp} T_p \rho_p y U_p dy \right) = \int_0^{\infty} Q y dy$$

### **Извод:**

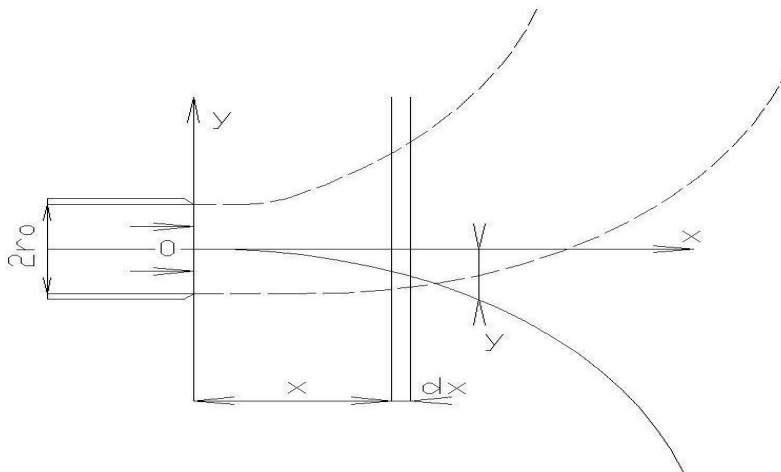
В тази раздел са изведени основните интегрални условия, необходими за решаване на разглежданата задача. Тези условия са обект на по-нататъшно изследване и решения.

### **ГЛАВА 3 : ИЗСЛЕДВАНЕ ТРАЕКТОРИЯТА НА ХЛАДНА СТРУЯ В СРЕДА С ВИСОКА ТЕМПЕРАТУРА**

В настоящия раздел се разглежда въпросът дали би могло с газова струя, напр. от въглероден диоксид или инертен газ да се влияе върху пожара, разглеждан като високотемпературна среда.

Изследва се как високотемпературната среда ще повлияе върху разпространението на струята. Известно е [3], че газовата струя под влияние на среда с по-ниска температура се отклонява надолу, а при по топла се ориентира вертикално нагоре.

Създава се следния модел: априори се приема , че между гасителната струя и горящата високотемпературна среда съществува твърде голяма температурна разлика. Под влияние на тази разлика се наблюдава отклонение на струята вертикално нагоре (фиг.3 1)



В резултат на решението се получава следното уравнение относно скоростта на вертикалното течние, с отчитане влиянието на подемната сила:

$$3.13. \bar{v} = K\bar{u}_c \left( C_1 + \int \frac{d\bar{x}}{u_c} \right).$$

Уравнението за изкривяването на оста на струята се получава както следва:



$$3.14. \frac{dy}{dx} = \frac{v}{u_c} = K \left( C_1 + \int \frac{d\bar{x}}{u_c} \right).$$

В началния участък на струята където  $x=0$  се полага  $C_1=0$ , което води до израза:

$$3.17. \frac{d\bar{y}}{d\bar{x}} = K(0,078\bar{x}^2)$$

След интегриране се получава:

$$3.18. \bar{y} = 0,026K\bar{x}^3 + C_2$$

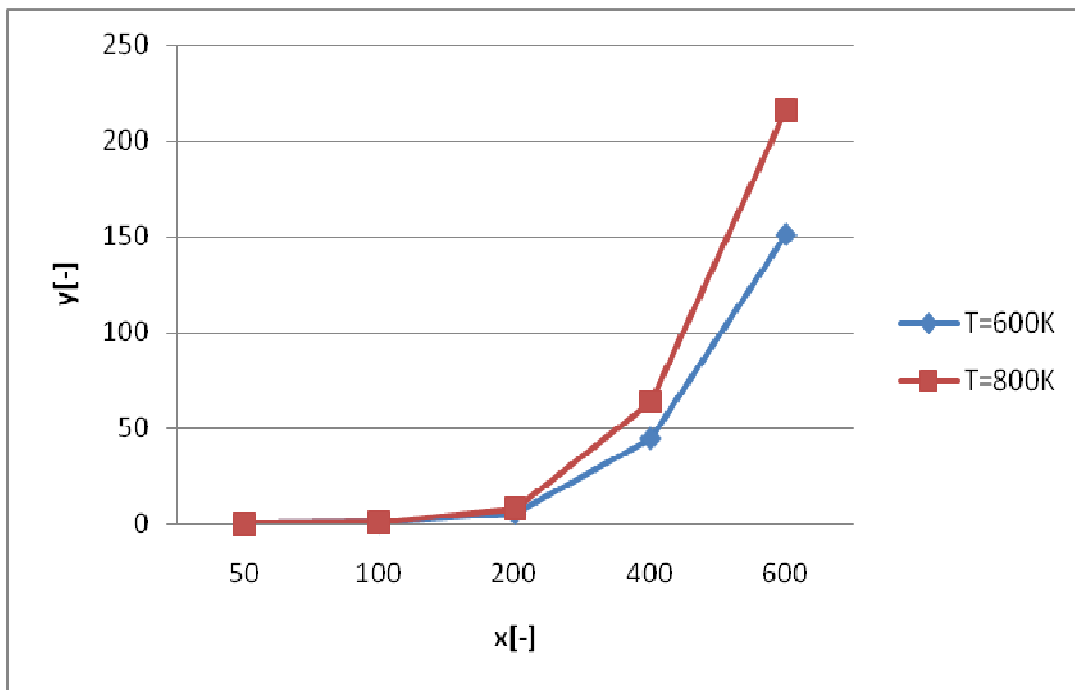
При  $x=0, y=0$  и  $C_2=0$  тогава:

$$3.19. \bar{y} = 0,026K\bar{x}^3$$

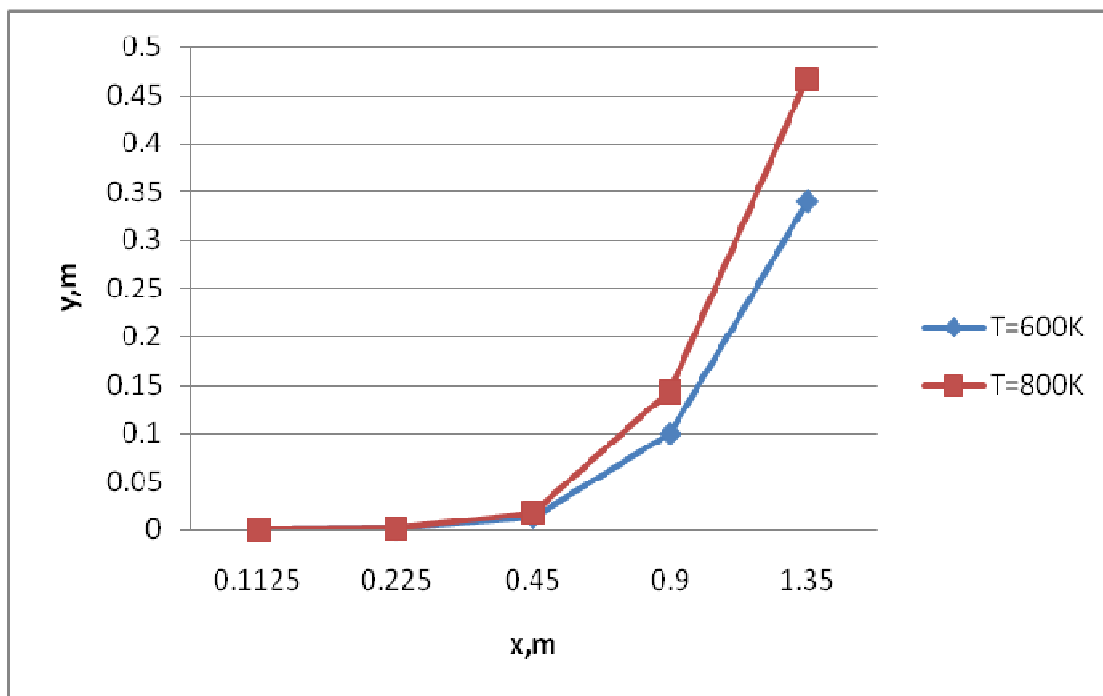
Уравн. 3.19 дава възможност за определяне на формата на изкривяване на оста на неизотермичната струя, ако е известно значението на определящите числа на подобие:

$$3.20. K = \frac{gr_0\Delta T_0}{u_0^2 T_2} = 2Ar$$

Изследва се струя, създадена от пожарогасител зареден с  $\text{CO}_2$  с  $\rho_g = 1,97 \text{ kg/m}^3$ . Хладната струя изтича от дюза с диаметър  $d_0 = 0,0045 \text{ m}$ , скорост  $V = 40 \text{ m/s}$ . Температурата на струята е  $T = 293 \text{ K}$ . Решени са (на основата на получения израз, съгласно уравнение 3.19) два случая на начални температурни разлики  $\Delta T_0 = T_{cm} - T_{nl} = -600 \text{ K}; -800 \text{ K}$ . Резултатите от пресмятането са показани на фиг. 3.2 и 3.3. На фиг. 3.2 е дадено изменението на  $\bar{y} = f(\Delta T_0, \bar{x})$  в безразмерен вид. За по – голяма яснота на фиг.3.3 резултатът е показан в размерен вид  $y = f(\Delta T_0, x)$ .



Фиг.3.2. - Изменението на  $\bar{y} = f(\Delta T_0, \bar{x})$  в безразмерен вид



Фиг.3.3.- Изменението на  $\bar{y} = f(\Delta T_0, \bar{x})$  в размерен вид

## Изводи:

От фигурите се вижда, че при проникване на студената газова струя в огнището на пожара на разстояние около 1m, траекторията се отклонява незначително, приблизително с 10÷15 cm. Това показва една много добра устойчивост на течението, респ. възможност за „атакуване” на горящия материал с желана точност и ефективност.

На по-голямо разстояние и при по-висока температура на средата това отклонение е по-голямо и следователно се налага изводът, за по-голяма сигурност и ефикасност на пожарогасенето да се използват прахови пожарогасители.

## ГЛАВА 4 : ИНТЕГРАЛЕН МЕТОД

### *4.1. Интегрални условия на двуфазни неизотермични турбулентни струи, изтичащи във високотемпературна среда*

Интегралните условия, които описват разпространението на двуфазни неизотермични турбулентни струи, изтичащи във високотемпературна среда имат вида:

$$4.1. \int_0^{\infty} \rho_p U_p y dy = G_0$$

$$4.2. \int_0^{\infty} \rho_g U_g^2 y dy + \int_0^{\infty} \rho_p U_p^2 y dy = I_0$$

$$4.3. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} \rho_g U_g^3 y dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \rho_g \nu_{tg} \left( \frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 y dy - 2 \int_0^{\infty} U_g F_x y dy$$

$$4.4. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^3 y dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p \nu_{tp} \left( \frac{\partial U_p}{\partial y} \right)^2 y dy + 2 \int_0^{\infty} U_p F_x y dy$$

$$4.5. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p^2 U_p y dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p \frac{\nu_{tp}}{Sc_t} \left[ \frac{\partial \rho_p}{\partial y} \right]^2 y dy$$

$$4.6. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} c_{pg} \rho_g U_g (T_g - T_2) y dy \right] = \int_0^{\infty} (U_g - U_p) y dy - \int_0^{\infty} Q y dy$$

$$4.7. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \int_0^{\infty} c_{pp} \rho_p U_p T_p y dy \right] = \int_0^{\infty} Q y dy$$

където:

$G_0$  - начално количество на примесите:

$$G_0 = \rho_{g0} \chi_0 U_{p0} y_0^{j+1} \varphi_0;$$

$I_0$  - начално количество на движение:

$$I_0 = \rho_{g0} (1 + \chi) U_{g0}^2 y_0^{j+1} \varphi_1;$$

$\chi_0$  - начална концентрация:

$$\chi_0 = \frac{G_{p0}}{G_{g0}} = \frac{N_p m_p}{N_g m_g} = \frac{N_p \rho_p W_p}{N_g \rho_g W_g};$$

$Sc_t$  - число на Шмидт, съгласно [4] :

$$Sc_t = Sc_g (1 + \sqrt{1 + \nu_0});$$

$Sc_g$  - число на Шмидт за газа ( $Sc_g = 0.75$ )

$$\nu_0 - \text{приведена концентрация } \nu_0 = \frac{\chi_0}{1 + \chi_0};$$

$\varphi_0, \varphi_1$  - интеграли отчитащи началната неравномерност на скоростното поле;

$Pr_t$  - турбулентно число на Прандтл.

Уравнение (4.1) определя запазването на съдържанието на примесите. Уравнение (4.2) изразява запазването на сумарното (на носещата среда и на примесите) количество на движение. Уравнения (4.3) и (4.4) изразяват преноса на кинетична енергия на газовете и примесите. Последните две уравнения (4.6) и (4.7) дават запазването на топлосъдържанието на газовете и примесите.

### 3.2. Модел на турбулентността

Решението на системата уравнения (4.1)÷(4.7) изисква въвеждане на модел на турбулентността за определяне на коефициентите на турбулентен вискозитет за газовата среда ( $\nu_{tg}$ ) и за примесите ( $\nu_{tp}$ ). За целта се използва модел, аналогичен на този на Шец [56].

$$4.8. \nu_{tg} = K'_x R_u U_{gm}$$

$$4.9. \nu_{tp} = K'_x R_u U_{pm}$$

където:  $K'_x$  не е постоянна величина, а е функция на два от началните параметъра: диаметъра на частицата на примесите (условно приета за сфера)  $D_p$  и локалната концентрация на примеси  $\chi_m$ .

$$4.9б \quad f_\chi = \frac{1}{(1 + \chi_m)^{3/2}} \rightarrow f_\chi = \frac{1}{(1 + \chi_0)^{3/2}} \text{ по [7].}$$

$$4.9в \quad f_{Dp} = \left(1 + B_1 \text{Re}_p^{0.5} + B_2 \text{Re}_p\right)$$

$$\text{където: } K_1 = 0.01 \div 0.03; B_1 = 0.179; B_2 = 0.013; \text{Re}_p = \frac{U_{p0} D_p}{\nu_g};$$

$\nu_g$  - кинематичен вискозитет на носещата фаза;

### 4.3. Решение на интегралните условия

За решението на системата (4.1)÷(4.7) е необходимо да се въведе подобие относно напречното разпределение на променливите: скорост, концентрация, температура и плътност.

Към системата се прибавят още зависимости между динамичния, дифузионния и топлинен граничен слой при приетото  $R_u \neq R_\rho; R_u \neq R_T$ .

$$4.17. R_u = Sc_t R_\rho.$$

$$4.18. R_u = Pr_t R_T,$$

където:  $R_u, R_\rho, R_T$  са съответно дебелините на динамичния, дифузионен и топлинен граничен слой.

## ГЛАВА 5 : АЛГОРИТЪМ НА РЕШЕНИЕТО. ЧИСЛЕНИ РЕЗУЛТАТИ

### 5.1. Алгоритъм на решението

#### 5.1.1. Преработка на уравненията.

Уравненията за пресмятане параметрите на двуфазна неизотермична струя, изтичаща във вискотемпературна среда в безразмерен вид са следните:

$$5.1. \overline{A_{11}} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}} \overline{x}^2 = G_1.$$

$$5.2. \overline{A_{21}} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}})^2 \overline{x}^2 + \overline{A_{22}} \overline{U_2} (\overline{U_{gm}})^{-2} \overline{x}^2 + \overline{A_{23}} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}}^2 \overline{x}^{-2} = I_1$$

$$5.3. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \overline{A_{31}} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}})^3 \overline{x}^{-2} + \overline{A_{32}} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}})^{-2} \overline{x}^2 \right] =$$

$$= -\overline{A_{33}} \overline{\rho_{gm}} \overline{R_u} (\overline{U_{gm}})^3 - 2(\overline{U_{pm}} - \overline{U_{gm}}) \overline{F_x}$$

$$5.4. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \overline{A_{41}} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}}^3 \overline{x}^{-2} \right] = -\overline{A_{42}} \overline{\rho_{pm}} \overline{R_u} \overline{U_{pm}}^3 + (\overline{U_{pm}} - \overline{U_{gm}}) \overline{F_x}.$$

$$5.5. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \overline{A_{51}} \overline{\rho_{pm}}^2 \overline{U_{pm}} \overline{x}^2 \right] = -\overline{A_{52}} \overline{\rho_{pm}}^2 \overline{R_u} \overline{U_{pm}}^3.$$

$$5.6. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \overline{A_{61}} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}^*} + m) (\overline{T_{gm}} - \overline{T}) \overline{x}^{-2} \right] = \overline{A_{63}} (\overline{T_{gm}} - \overline{T_{pm}})^{-2} \overline{x}^2 + \overline{A_{62}} \overline{\rho_{pm}} (\overline{U_{gm}^*} - \overline{U_{pm}} + m)^3 \overline{x}^{-2}$$

$$5.7. \frac{\partial}{\partial x} \left[ \overline{A_{71}} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}} \overline{T_{pm}} \overline{x}^2 \right] = \overline{A_{72}} (\overline{T_{gm}} - \overline{T_{pm}})^{-2} \overline{x}^2.$$

Допълнителни условия:

$$5.8. \overline{R_u} = Sc_t \overline{R_p}.$$

$$5.9. \overline{R_u} = Pr_t \overline{R_T}.$$

$$5.10. \overline{P} = \overline{\rho_g} \overline{R} \overline{T_g}.$$

При решението се използва следният подход: обработват се, като се изразяват последователно неизвестните членове от съответните уравнения, така че да се получи едно единствено уравнение относно  $\overline{U_{gm}}$ .

5.1.2. Съставяне на програмата за решаване на двуфазни неизотермични турбулентни струи, изтичащи във вискотемпературна среда чрез интегралния метод. Алгоритъм на решението.

Решението е направено итеративно. За дадено  $\bar{x} = \bar{x}_i$  се задава стойност на  $\bar{\rho}_{gmi} = \bar{\rho}_{gmi-1}^* \pm 0.01 \bar{\rho}_{gmi-1}^*$ . С така зададеното  $\bar{\rho}_{gmi}^*$ , се решава уравнението 5.22. За решаването му се използва методът на NEWTON – RAPHSON за намиране на корените на уравнение от  $n$ -та степен. В програмният продукт «Сайма 1» са въведени новите стойности на величините, като са преработени и адаптирани за разглеждания случай. Изходното уравнение за пресмятане има вида:

$$AU_g^7 + BU_g^6 + CU_g^5 + DU_g^4 + EU_g^3 + FU_g^2 + GU_g + H = 0 = f(x),$$

A, B, C и тнл са функция на  $L_{ij}$  и  $\bar{\rho}_{gmi}^*$

С определянето на  $\bar{U}_{gm}^*$  се пресмятат останалите параметри на течението, получени при преработка на системата както следва:

- $\bar{U}_{pm}$  се определя от уравнение:

$$\bar{U}_{pm} = L_{12} + L_{13} \bar{\rho}_{gm} \bar{U}_{gm}^{*2} + L_{14} \bar{\rho}_{gm} \bar{U}_{gm}^* + L_{15} \bar{\rho}_{gm}$$

- $\bar{R}_u$  се определя от уравнение:

$$\bar{R}_u = L_4 + L_3 F_x \left( \frac{\bar{U}_{pm} - \bar{U}_{gm}^*}{\bar{U}_{pm}^2} \right)$$

- $\bar{R}_p$  се определя от уравнение:

$$R_u = Sc_t \bar{R}_p$$

$$\bar{R}_p = \frac{R_u}{Sc_t}$$

- $\bar{R}_T$  се определя от уравнение:

$$R_u = Pr_t \bar{R}_T$$

$$\overline{R_T} = \frac{R_u}{Pr_t}$$

- $\overline{\rho_{pm}}$  се определя от уравнение:

$$\overline{\rho_{pm}} = \frac{L_1}{U_{pm} x^2}$$

- $\overline{T_{pm}}$  се определя от уравнение:

$$\overline{T_{pm}} = e^{\frac{(\bar{x}-x_0)}{L_{107}}} (\overline{T_{p01}} + L_{98})$$

- $\overline{T_{gm}}$  се определя от уравнение:

$$\overline{T_{gm}} = L_{95} + L_{96} \overline{T_{pm}}$$

- $\overline{\rho_{gm}}$  се определя от уравнение:

$$\overline{P} = \overline{\rho_{gm}} \overline{RT_g}$$

$$\overline{\rho_{gm}} = \frac{\overline{P}}{\overline{RT_g}}$$

Точността на полученото решение се контролира като се използва уравнението за количество на движение, в което се замества:

$$\overline{\rho_{gm}} = \frac{\overline{P}}{\overline{RT_g}} \text{ (по уравнението на Клайпейрон)}$$

$$\left| A_{21} \overline{U_{gmi}} + mA_{22} \overline{U_{gmi}} + \frac{A_{23} RL_1 \overline{T_{gmi}} \overline{U_{pmi}}}{\overline{P} x^{j+1}} - \frac{RL_1 \overline{T_{gmi}}}{\overline{P} x^{j+1}} \right| \leq EPS,$$

където EPS е предварителна зададена точност на решението.

При неизпълнение на условието, получената стойност за  $\overline{\rho_{gm}}^*$  се замества и се повтаря итерационния цикъл.

За решението трябва да се зададат следните входни данни:

$$K_u = 70;$$

$$K_r = K_u Sc_t;$$



$$K_T = K_u Pr_t;$$

$Sc_t$  - турбулентно число на Шмидт ;

$Pr_t$  - турбулентно число на Прандтл;

$R$  - газова константа;

$P$  - налягане на газа;

$\rho_2, T_2$  - плътност и температура на околната среда;

$y_0$  - радиус на дюзата;

$$Re - \text{Рейнолдсово число } Re = \frac{U_g y_0}{\nu}; Re_p = \frac{(U_g - U_p) D_p}{\nu};$$

$\lambda$  - коефициент на топлопроводност;

$\nu$  - кинематичен вискозитет на носещата фаза;

$Nu$  - число на Нуселт;

$D_p$  - диаметър на частиците;

$\chi_0$  - начална концентрация;

$C_{pg}, C_{pp}$  - специфичен топлинен капацитет на газовата среда и на примесите;

$\rho_{g0}, \rho_{p0}$  - начална плътност на газовата среда;

$U_{g0}, U_{p0}$  - начална скорост на газовата среда и на примесите;

$T_{g0}, T_{p0}$  - начална температура на газовата среда и примесите;

Програмата е разработена на Delphi 7.

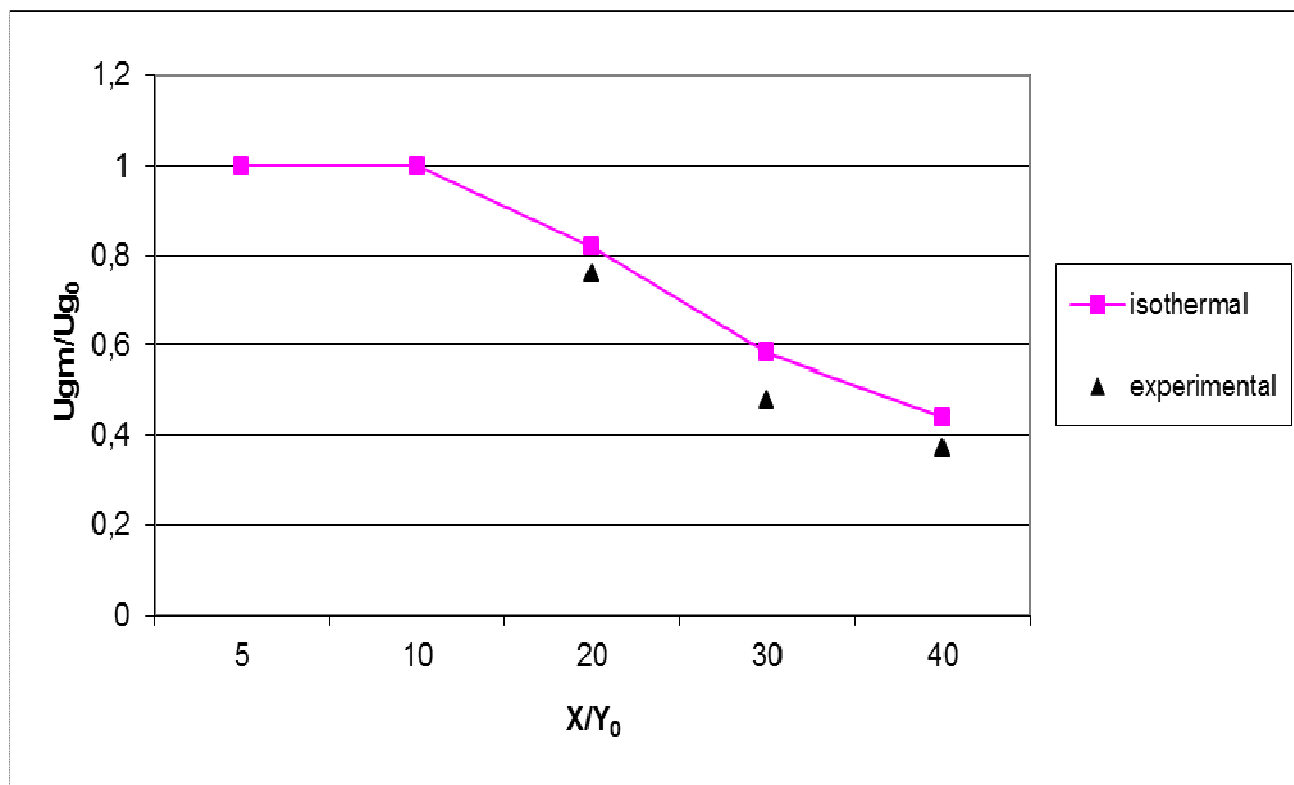
Прави се печат на следните числени резултати:

$$\overline{x}, \overline{U_{gm}^*}, \overline{U_{pm}}, \overline{\rho_{gm}}, \overline{\rho_{pm}}, \overline{R_u}, \overline{R_p}, \overline{R_T}, \overline{T_{gm}}, \overline{T_{pm}}$$

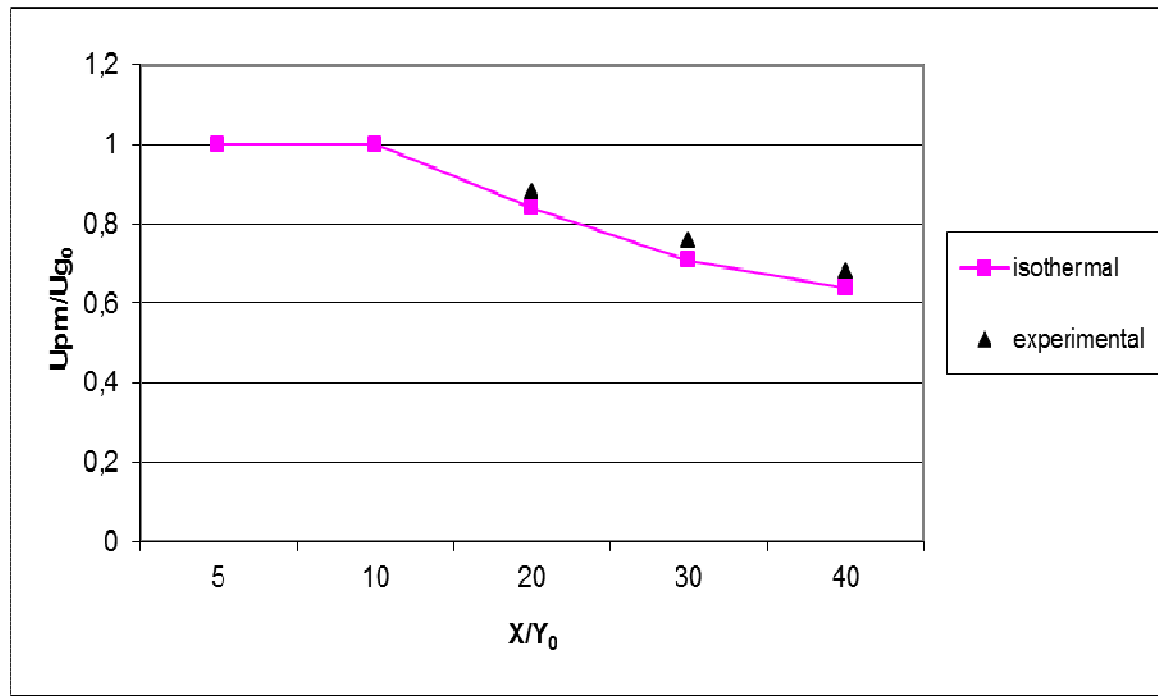
## 5.2. Числена симулация на течението

### 5.2.1. Тестване на програмата

Програмата е тествана при изотермичен случай със следните начални условия  $\chi = 1,0$ ;  $D_p = 45\mu m$ ;  $U_{g0} = U_{p0} = 35m/s$ ;  $\rho_{g0} = 1,16kg/m^3$ ;  $\rho_{p0} = 3950kg/m^3$ ;  $T_{g0} = T_{p0} = T_2 = 293K$ . Използват се опитни резултати съгласно [1]. На фиг. 5.1 и 5.2 са дадени затихването на максималните скорости при двуфазна и изотермична струя за носещата фаза  $U_{gm}$  и за фазата на примесите  $U_{pm}$ . Съответствието между опитните данни и резултатите за изотермична двуфазна струя са много добри, като се има в предвид сложния характер на изследваното течение. Това дава основание да се приеме, че съставения модел и численото му решение отговарят на физическата картина на течението.



Фиг.5.1 – Затихване на максималната скорост на газова фаза при изотермичен режим, сравнен с експериментални резултати [1]



Фиг. 5.2 - – Затихване на максималната скорост на фазата на примесите при изотермичен режим, сравнен с експериментални резултати [1]

### 5.2.2. Особенности на изследвания случай

При използване на пожарогасители, максималната дължина на гасителната струя не превишава  $1 \div 2m$ , при средна скорост на изтичане  $V_0 = 40m/s$ . Времето на пребиваване на струята във високотемпературната среда е  $\Delta t \leq 0,1s$ . Този интервал от време е твърде кратък да се очаква взаимодействие между гасителната струя и средата.

Основното въздействие върху развитието на течението (изменението на скоростите и дебелините на струйния граничен слой) се дължи на обстоятелството, че изтичането става в среда с твърде променена плътност:

- $-T = 293K \rightarrow \rho = 1,16kg/m^3$
- $-T = 773K \rightarrow \rho = 0,44kg/m^3$
- $-T = 1073K \rightarrow \rho = 0,27kg/m^3$
- $T = 1473K \rightarrow \rho = 0,2kg/m^3$

При това, обяснението на основните ефекти от въздействието се свежда именно до горепосоченото изявление.

### 5.2.3 Начални условия на задачата

Изследвано е течение на двуфазна неизотермична струя, изтичаща в среда с значително по-висока температура. Началните условия на течението са следните

- Температура на струята -  $T_0 = 293K$  ;
- Температура на високотемпературна среда  $T_2 = 293K$  (изотермичен режим),  $773K; 1073K; 1473K$  ;
- Диаметър на частицата примеси -  $D_p = 63\mu m$  ;
- Плътност на фазата на примесите -  $\rho_p = 900kg/m^3$  ;
- Плътност на газовата фаза в струята -  $\rho_g = 1,16kg/m^3$  ;

- Концентрация на примесите при изтичане от дюзата -  $\kappa_0 = 1,6$ ;
- Начални скорости на изтичане -  $U_g = U_p = 20,40,60 m / s$ .

#### 5.2.4. Резултати от числения експеримент.

На фиг.5.3 и 5.4. е дадено затихването на максималните скорости на двете фази. Очевидно е по-бързото намаляване на скоростта на носещата среда в сравнение с тази на примесите.

Тук само за сравнение ще се приведе следното:

- при свободна еднофазна газова струя затихването на максималната скорост се подчинява на зависимостите:
- $\overline{u_{\max}} = \frac{9}{x}$  по Маджирски;  $\overline{u_{\max}} = \frac{12,6}{x}$  по Абрамович;

Пресметнато това означава следното:

При  $\bar{x} = 100$ : По първата формула  $\overline{u_m} = 0,09$ ;

- По втората формула  $\overline{u_m} = 0,126$ ;

При  $\bar{x} = 200$ : По първата формула  $\overline{u_m} = 0,045$

- По втората формула  $\overline{u_m} = 0,062$

Стойностите за  $\overline{u_{gm}}$  при двуфазна струя при  $\bar{x} = 100$  са около 0,8, а за  $\bar{x} = 200$  между 0,6 ÷ 0,8.

Това е доказателство за високата устойчивост на двуфазната струя, изтичаща в ядрото на пожара и нейните приложения при пожарогасане.

Резултатите от числения експеримент за двете температури на високотемпературната среда, която се възприема като огнище на пожара, са показани на фиг. 5.5 и 5.6. Нарастването на максималната температура на двете

фази е дадено на фиг. 5.5 и 5.6. Температурата на газовата фаза нараства на разстояние 200 калибра ( $\bar{x}$ ) приблизително с  $30 \div 50K$ , което се обяснява с големия топлообмен с околната газова среда.

Температурата на фазата на примесите се променя значително по-слабо и от  $T_p = 293K$  до  $T_p = 305K$  на упоменатото разстояние.

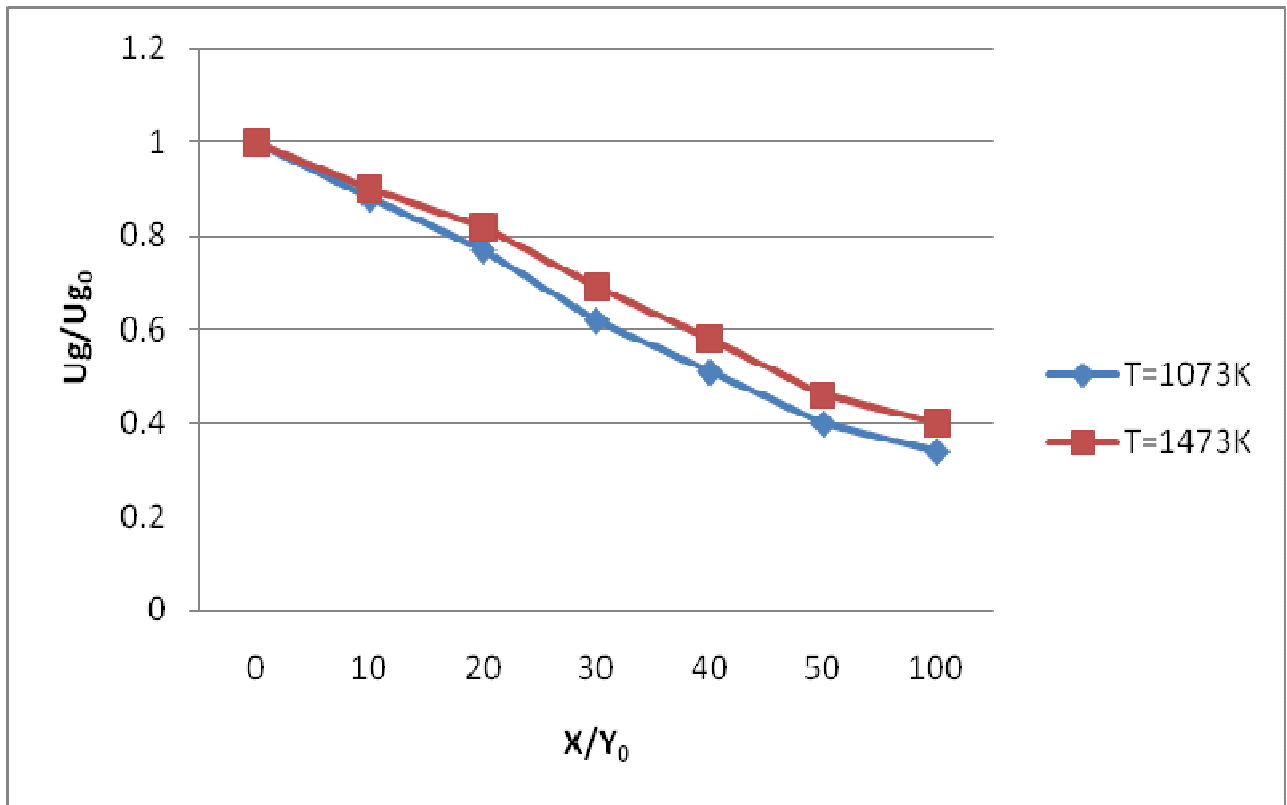
Особено внимание заслужава да се отдели на разширението (нарастването) на струйния граничен слой, дадено на фиг. 5.7 до 5.9 :

$$5.25. R_t > R_u > R_p$$

Първото неравенство се дължи на характерна особеност на температура на граничен слой. По-интересен е факта, че  $R_u > R_p$ , т.е, че граничния слой по скорост на газовата фаза обхваща тази на фазата на примесите. Това е заложено в математическия модел на течението и може да се види от уравн. 5.3-5.4

- фазата на примесите чрез силите на междуфазово взаимодействие, получава енергия от носещата среда – членът

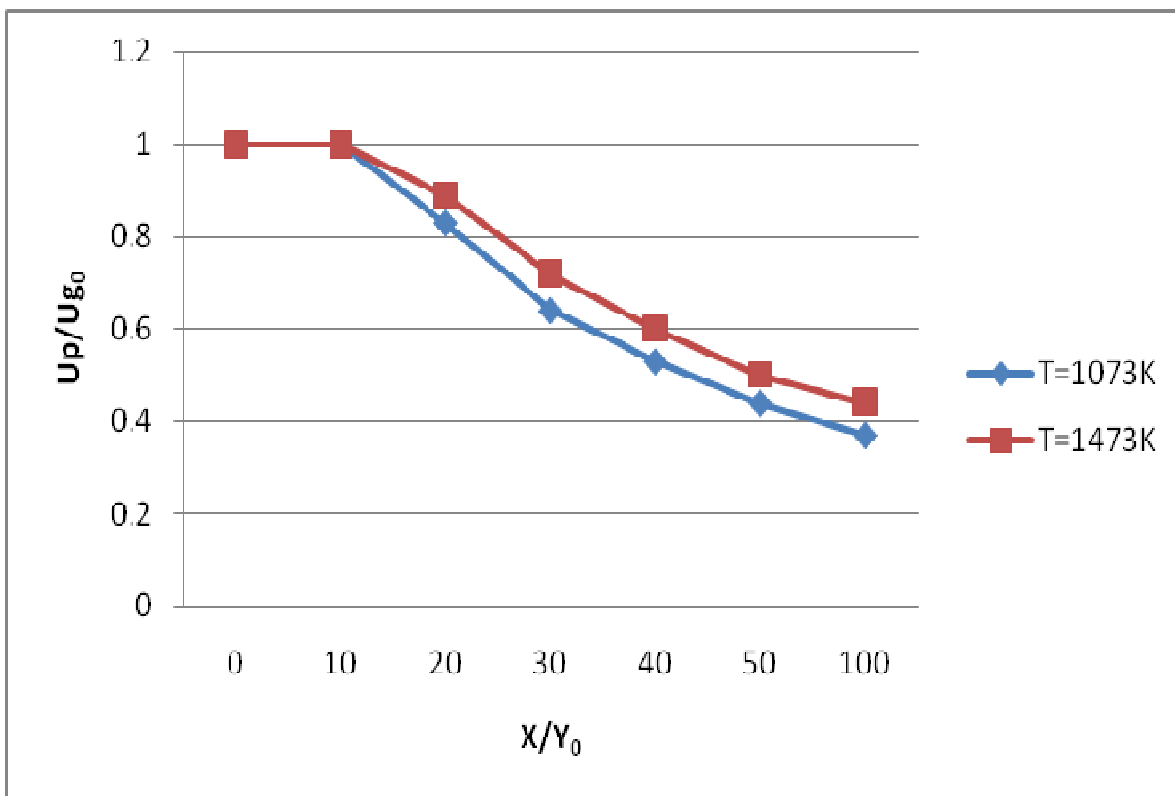
$$F_x(U_p - U_g);$$



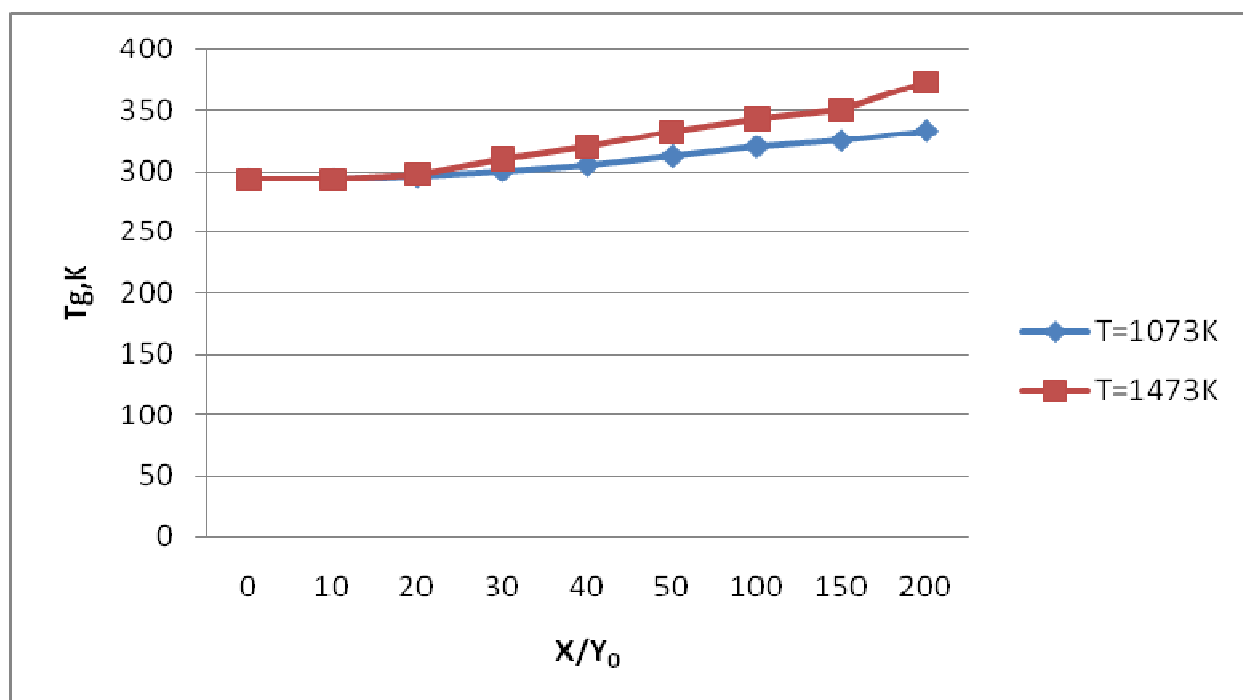
Фиг.5.3.- Затихването на скоростта на газовата фаза при два режима на изтичане

$$T_{20} = 1073K \text{ и } T_{20} = 1473K$$

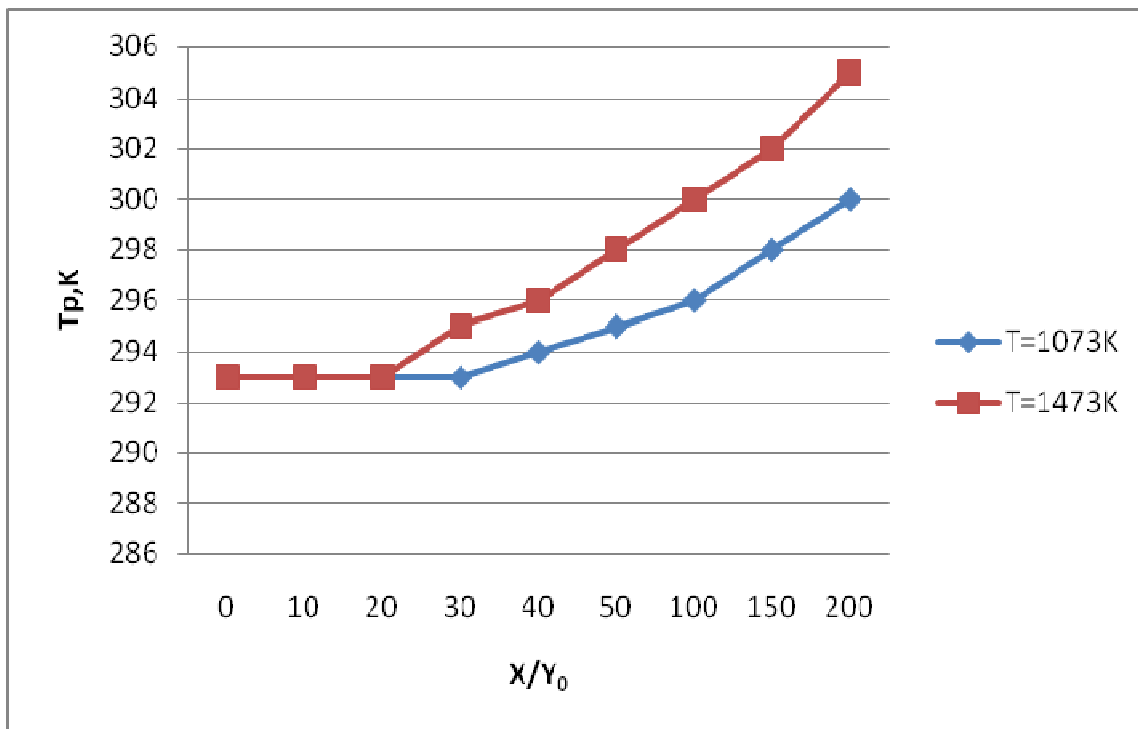




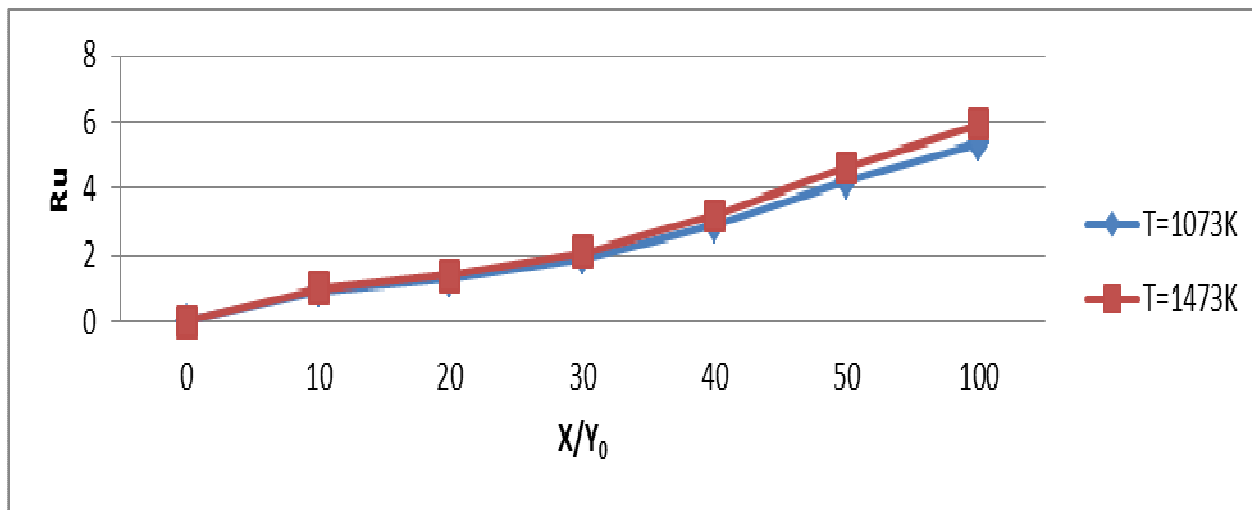
Фиг.5.4.- Затихването на скоростта на фазата на примеси при два режима на изтичане  $T_{20} = 1073K$  и  $T_{20} = 1473K$



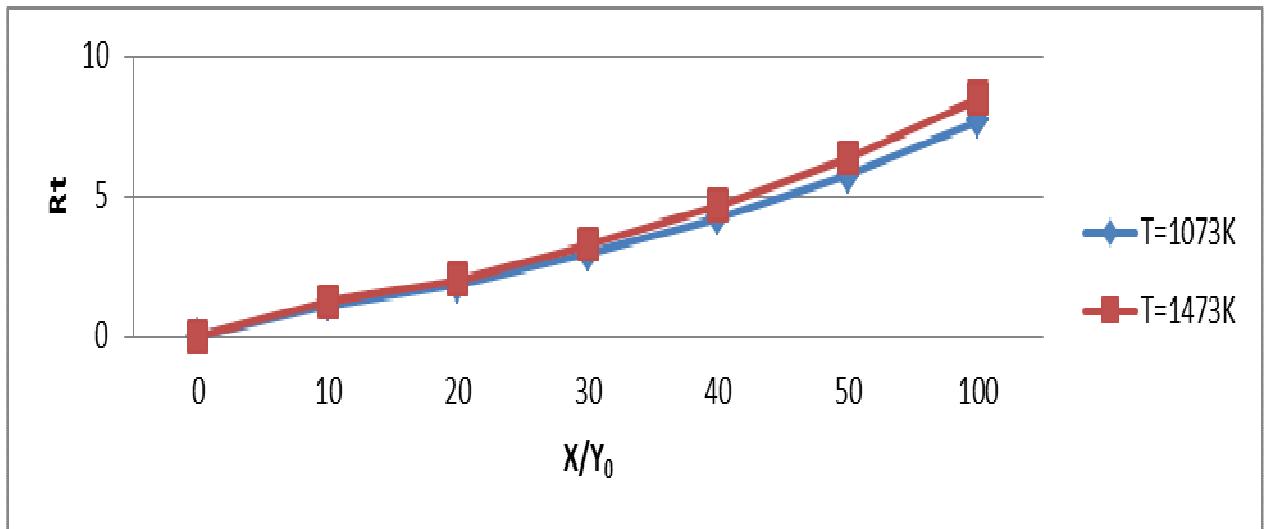
Фиг. 5.5 - Нарастване на минималната температура на носещата газова фаза при два режима на изтичане  $T_{20} = 1073K$  и  $T_{20} = 1473K$



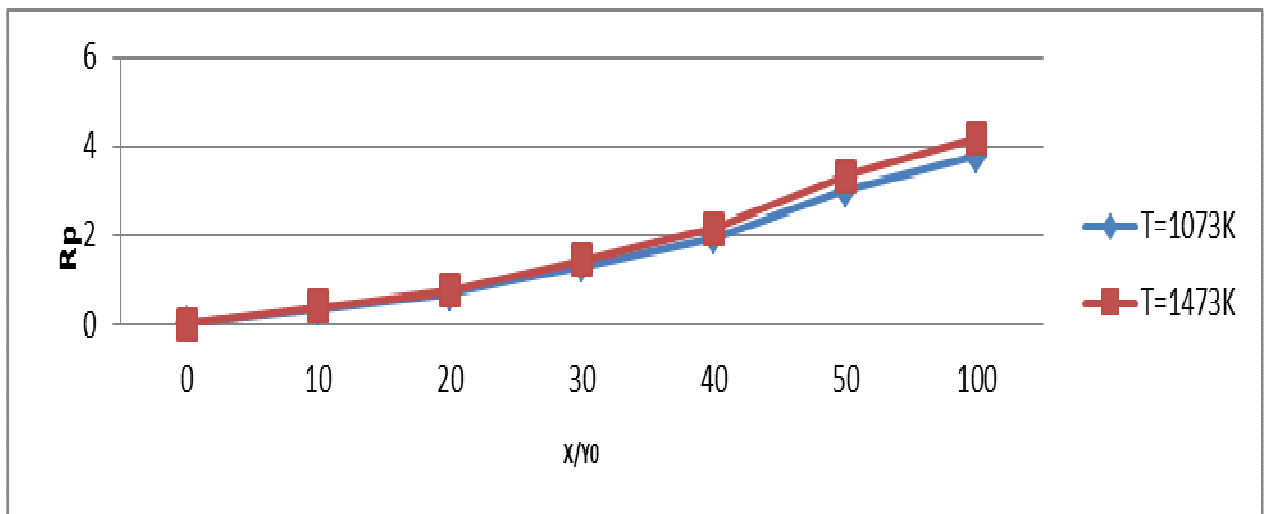
Фиг. 5.6. - Нарастване на минималната температура на фазата на примесите при два режима на изтичане  $T_{20} = 1073K$  и  $T_{20} = 1473K$



Фиг.5.7 – Нарастване на струйния граничен слой по скорост на газовта фаза,  
 $Ru$



Фиг.5.8 – Нарастване на струйния граничен слой по температура на газовта фаза,  $Rt$



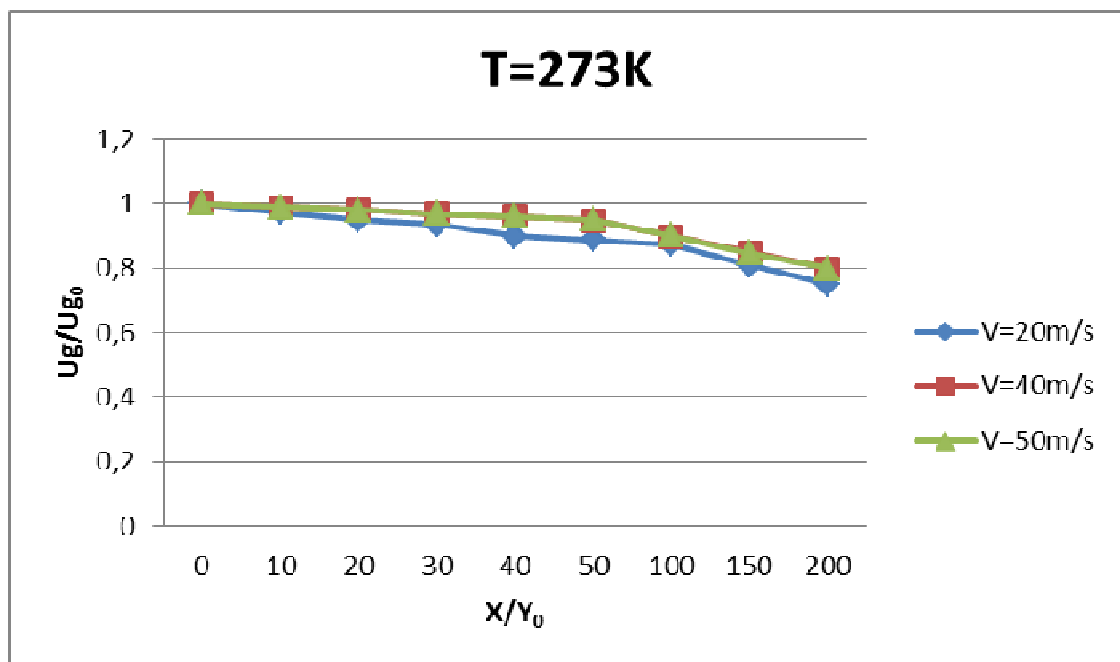
Фиг.5.9 – Нарастване на струйния граничен слой по скоростта на газовата фаза на примесите,  $Rp$

5.2.5 Неравновесност при двуфазни турбулентни струи, изтичащи във високотемпературна среда.

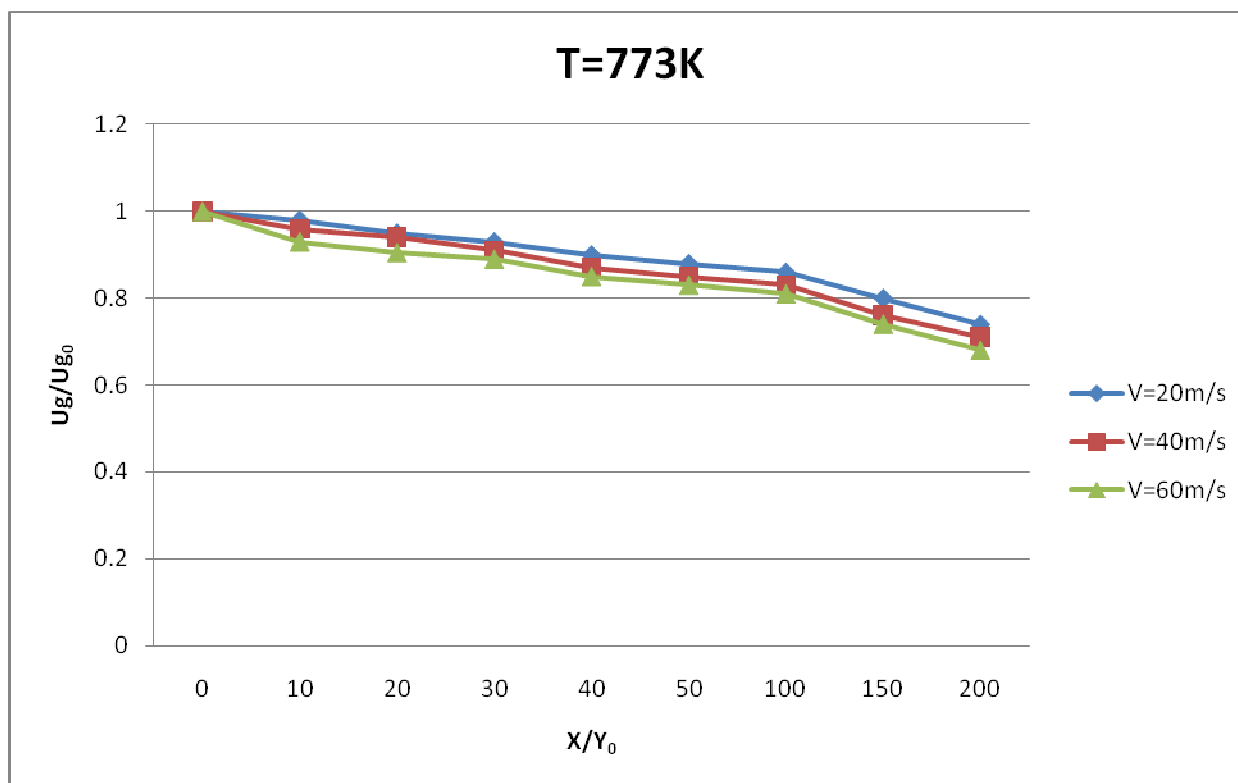
На фиг. 5.10÷5.17 е показано влиянието на началните скорости на изтичане на праховата струя върху затихването на максималните скорости на двете фази -  $\overline{u_{gm}}$  и  $\overline{u_{pm}}$ .

Системата уравнения, които се решават при разглеждания случай са в безразмерен вид, при което всичките им параметри са безразмерни – скорост, температура, разширение на граничния слой.

Независимо от това обаче, върху тези безразмерни характеристики оказват влияние началните стойности на скоростта и широчината на дюзата през която става изтичането. Този ефект, доказан и теоретично от Абрамович [1] и Антонов [5] се определя като неравновесност на течението, което е характерно за двуфазни турбулентни струи.



Фиг.5.10 – Неравновесност на течението. Затихване на максималната скорост на газове ( носещата фаза) в зависимост от началната скорост при температура  $T = 293K$



Фиг.5.11 - Неравномерност на течението. Затихване на максималната скорост на газовете ( носещата фаза) в зависимост от началната скорост при температура  $T = 773K$

### 5.3 Изводи

От проведения числен експеримент могат да се направят следните по-важни изводи:

- Разширението на струята, особено по отношение на скоростта на примесите, независимо от изтичането във вискотемпературна среда е сравнително слабо. Приблизително при  $\bar{x} = 100$  е  $\bar{R}_p = 4$ . За сравнение при еднофазна струя това би трябвало да е при  $22 \div 27$  калибъра (начален радиус на дюзата). Този резултат е от изключителна практическа стойност и показва, че дори и при вискотемпературна среда, гасителната струя запазва своята плътност като течение. А това е гаранция да се атакува определен горящ обект с плътна прахова струя;

- Нарастването на температурата и на двете фази е незначително, като по-слабо е изразено това при примесите. Това се дължи на малкото време за реакция. При това относително слабо взаимодействие не може да се очаква по-бързо затихване на скоростта;

Получените резултати дават основание да се приеме, че използвания математически модел е адекватен на физическата картина на течението и позволява изследване на подобни течения.

## **НАУЧНО ПРИЛОЖНИ И ПРИЛОЖНИ ПРИНОСИ**

### **А. Научно-приложни приноси**

1. Съставен е математически модел на разпространение на двуфазна турбулентна струя в среда с висока температура, като са отчетени характерните особености на течението.
2. Получени са основните интегрални характеристики на струята: затихване на максималната скорост, нарастване на минималната температура и ширините на трите гранични слоя, което е новост за течение от подобен характер.
3. Доказана е неустойчивостта на двуфазната (прахова) турбулентна струя в огнището на пожар, което е потвърждение за приложимостта на праховите пожарогасители.
4. Доказано е отклонението на траекторията на газова гасителна струя във вискотемпературна среда.

### **В. Приложни приноси**

1. Адаптиран е към изследвания случай програмен продукт „Сайма 1“, с който е решена задачата.
2. Потвърден е ефектът на неравновесност, наблюдаван при двуфазна турбулентна струя.

## ПУБЛИКУВАНИ ЧАСТИ ОТ ДИСЕРТАЦИЯТА

1. С.Димитров, Р.Величкова, Математически модел на прахова струя във високо температурна среда, Алманах на ВСУ“Черноризец Храбър“ книжка 6, 2012 стр. 22-35
2. Р.Величкова, С.Димитров, Интегрален метод за изследване на прахова струя във високо температурно поле, Алманах на ВСУ“Черноризец Храбър“ книжка 6, 2012 стр. 36-52
3. С. Димитров, Върху разпространението на двуфазна прахова струя в огнището на пожара. физически и математически модел, сп.Механика на машините Варна,2012, подпечат
4. С.Димитров, И.Антонов, Основни параметри на двуфазна прахова струя изтичаща в условия на пожарогасене, сп.Механика на машините Варна,2012, подпечат
5. С.Димитров, Изследване траекторията на хладна струя в среда с висока температура, Научна конференция ЕМФ‘2012, т. 2, Созопол 16-19.09. 2012, стр. 86-90 , ISSN 1310-9405

