

ТЕХНИЧЕСКИ УНИВЕРСИТЕТ – СОФИЯ.
ЕНЕРГОМАШИНОСТРОИТЕЛЕН ФАКУЛТЕТ.
КАТЕДРА „ХИДРОАЕРОДИНАМИКА И ХИДРВАЛИЧНИ МАШИНИ”

инж. РОСИЦА ТОДОРОВА ВЕЛИЧКОВА

НЕИЗОТЕРМИЧНИ ТУРБУЛЕНТНИ ТЕЧЕНИЯ В ОГРАНИЧЕНО
ПРОСТРАНСТВО

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

на

ДИСЕРТАЦИЯ

за присъждане на образователна и научна степен „ДОКТОР”

по научна специалност 01.02.05 „Механика на флуидите”

Научен ръководител:

доц.д-р. ЕМАНУИЛ ПАВЛОВ АГОНЦЕВ

София
2011г.

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита пред Научно жури на разширен катедрен съвет на катедра „Хидроаеродинамика и хидравлични машини” при ТУ – София.

Редовният докторант се обучава в катедра „Хидроаеродинамика и хидравлични машини” при ТУ – София.

Изследванията по докторският труд са проведени в катедра „Хидроаеродинамика и хидравлични машини” при ТУ – София.

Защитата на дисертационния труд ще се състои на.10.10.2011г. от 15 часа в зала 2100А на ТУ – София на заседание на Научното жури. Материалите по защитата са на разположение на интересувашите се в канцеларията на Енергомашиностроителния факултет на ТУ – София, стая 2344, кат. „ХАД и ХМ”, 1000 София, бул. „Климент Охридски” № 8.

Автор: Росица Тодорова Величкова

Заглавие: Неизотермични течения в ограничено пространство

Тираж: 50 броя.

Използвани символи в дисертацията:

Латински символи

A_{ij} - стойности на интегралите в приложение 1
 a - температуропроводно число,
 $a = \lambda / (c_p \rho_p), [m^2 / s]$
 c_p - специфичен топлинен капацитет, $[J / kgK]$
 C_R - коефициент на съпротивление
 C_s - коефициент на силата на Сафман
 D_p - диаметър на частицата, $[m]$
 E - степен на турбулентност
 $\overline{f_i}, \overline{F_i}$ - сили на междуфазово взаимодействие, $[N]$
 \vec{F}_x - съвкупност от масовите сили, $[N]$
 f - сечение, $[m^2]$
 g - земно ускорение, $[m / s^2]$
 G_0 - начално съдържание на примесите в течението
 I_0 - начално количество на движение
 h - енталпия, $[J / kg]$
 H, K - стъпка по x, y , $[m]$
 K, k - турбулентна кинетична енергия, $[m^2 / s^2]$
 K_x - Коефициент при силата F_x
 K'_x - коефициент при турбулентните тангенциални напрежения
 l - път на размесване, $[m]$
 L - турбулентен микромащаб, $[m]$
 L_i - коефициенти при интегралните решения
 m - маса, $[kg]$
 N - брой на частици в елементарен обем

P - налягане, $[Pa]$
 Q - топлинно взаимодействие между фазите, $[W]$
 q - топлинен поток, $[W / m^2]$
 R - газова константа, $[J / molK]$
 R_u, R_ρ, R_T - широчина на струйния граничен слой по скорост примеси и температура, $[m]$
 s - миделово сечение на частицата, $[m^2]$
 t - време, $[s]$
 T_E - интегрален мащаб по време, $[s]$
 T - температура, $[K]$
 U, V - съставлящи на скоростта, $[m / s]$
 x, y, z - координати в декартова координатна система, $[m]$
 Y_0 - радиус на дюзата, $[m]$

Гръцки символи

α - коефициент на топлопредаване, $[W / m^2 . K]$
 β - коефициент на пропорционалност
 γ - коефициент при силата на съпротивление
 δ_{ij} - оператор на Кроникер
 ε - скорост на дисипация на турбулентната енергия, $[m^2 / s^3]$
 μ - динамичен вискозитет, $[Pa.s]$
 ν - кинематичен вискозитет, $[m^2 / s]$
 λ - коефициент на топлопроводност, $[W / m.K]$
 λ_E - пространствен микромащаб, $[m]$
 λ_S - коефициент при силата на Сафман
 χ - концентрация на примесите, $[\%]$
 η - безразмерна напречна координата

ρ - плътност, $[kg/m^3]$

τ, θ - време, $[s]$

ϖ - ъглова скорост, $[s^{-1}]$

Ω - вихър на скоростта, $[s^{-1}]$

Stk - число на Стокс,

$$Stk = (\rho_p D_p U_g) / (9 \nu \rho_g Y_0), [-]$$

Индекси

g - газова фаза

j - степенен показател в уравненията за движение

p - фаза на примесите

r - за приплъзване между фазите

t - турбулентно

x, y - компоненти по съответните оси

2 - околна среда

' - пулсационни съставлящи

0 - начални условия

Символи над величините

— средна стойност

• за единица време

Числа на подобие

Ar - число на Архимед,

$$Ar = [d_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g)] / \mu^2, [-]$$

Fr - число на Фруд,

$$Fr = Re^2 / Gr, [-]$$

Gr - число на Грасхоф,

$$Gr = (g \beta \Delta T D^3) / \nu, [-]$$

Kn - число на Кнудсен

$$Kn = \lambda / L, [-]$$

Nu - число на Нуселт,

$$Nu = (\alpha L) / \lambda, [-]$$

Pr - число на Прандтл,

$$Pr = \nu / a, [-]$$

Re - число на Рейнолдс,

$$Re = (VD) / \nu, [-]$$

Ri - число на Ричардсон

$$Ri = Gr / Re^2 = gh / \nu, [-]$$

Sh - число на Шмидт

$$Sc = \nu / D_{im}, [-]$$

I. ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

Категоризиране на дисертационния труд: Докторският труд се отнася към категорията „Научно – приложен” труд, който е предварително отпечатан в негови съществени части.

Актуалност на проблема: Неизотермичните вертикални струи възникват при редица технологични процеси. Освен това те се срещат както и в природата, така и в ежедневната ни практика. Те представляват насочено вертикално движение на неизотермична носеща среда, най-често газова, която транспортира твърди частици или течни капки.

Създаването на физически обосновани математически модели на неизотермични вертикални течения и числените реализации са необходимо условие за тяхното познаване и създаване на механизъм за направление и евентуалната им евакуация от работната среда.

Обем на дисертационния труд:

Дисертацията обхваща 5 глави и 3 приложения. Текстът е в обем от 194 страници и съдържа 130 фигури и 4 таблици. Списъкът на литературата обхваща 137 заглавия, от които 54 на кирилица и 83 на латиница.

Апробация на дисертационния труд:

Основните резултати в дисертацията са докладвани и публикувани на:

1. Научна конференция с международно участие ЕМФ, ТУ – София, 2007, 2008, 2010г.;
2. Научна конференция с международно участие УХТ, Пловдив, 2007г.;

II. КРАТКО ИЗЛОЖЕНИЕ НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

ГЛАВА 1. Въведение. Актуалност на проблема.

Неизотермичните вертикални струи представляват насочено вертикално движение на неизотермична носеща среда, най-често газова, която транспортира твърди частици или течни капки.

Създаването на физически обосновани математически модели на неизотермични вертикални течения и числените реализации са необходимо условие за тяхното познаване и създаване на механизъм за направление и евентуалната им евакуация от работната среда

Математическото и числено моделиране на вертикални неизотермично двуфазно течение могат да се правят както при останалите двуфазни течения:

- Изследване движението на единична частица от примеси (метод на Лагранж);
- Числено моделиране на двуфазни течения;

- Интегрални решения;

Въз основа на анализа на съвременното състояние въпроса за двуфазни течения с променлива плътност са формулирани и поставени целите на дисертационният труд:

- 1) Разработване на математически модел на неизотермично вертикално течение в ограничено пространство
- 2) Числено решение на математическия модел чрез:
 - Интегрален метод
 - Метод на крайните разлики
- 3) Програмна реализация на поставената задача

ГЛАВА 2. Основни уравнения при двуфазни неизотермични турбулентни струи.

2.1. Съставяне на математически модел на двуфазни неизотермични вертикални турбулентни струи.

В глава 2 са представени основните уравнения за двуфазни неизотермични вертикални течения. Тези уравнения се описват с помощта на уравненията на Рейнолдс и уравненията за непрекъснатост за двуфлуидната постановка на задачата в правоъгълна координатна система. Тези уравнения имат следния вид:

$$2.4. \frac{\partial}{\partial x} [y^j U_g \rho_g] + \frac{\partial}{\partial y} [y^j V_g \rho_g] = 0$$

$$2.5. \frac{\partial}{\partial x} [y^j U_p \rho_p] + \frac{\partial}{\partial y} [y^j V_p \rho_p] = 0$$

$$2.6. [y^j U_p] \frac{\partial \rho_p}{\partial x} + [y^j V_p] \frac{\partial \rho_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y^j \overline{\rho_p' V_p'}] - \overline{\rho_p' V_p'}$$

$$2.7. [y^j \rho_g U_g] \frac{\partial U_g}{\partial x} + [y^j \rho_g V_g] \frac{\partial U_g}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y^j \rho_g \overline{U_g' V_g'}] - F_x y^j - (\rho_p - \rho_g) \pi g y^{2j}$$

$$2.8. [y^j \rho_g U_p] \frac{\partial U_p}{\partial x} + [y^j (\rho_p V_p + \overline{\rho_p' V_p'})] \frac{\partial U_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y^j \rho_p \overline{U_p' V_p'}] + F_x y^j \pm m_p g$$

$$2.9. [y^j \rho_g U_g] \frac{\partial h_g}{\partial x} + [y^j \rho_g V_g] \frac{\partial h_g}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y^j \rho_g \overline{h_g' V_g'}] -$$

$$- [y^j \rho_g \overline{h_g' V_g'}] \frac{\partial U_g}{\partial y} - Q y^j + F_x y^j (U_g - U_p) + F_y y^j (V_g - V_p) - \sum_{i=1}^3 \overline{F_i' V_{pi}'}$$

$$2.10. [y^j \rho_p U_p] \frac{\partial h_p}{\partial x} + [y^j (\rho_p V_p + \overline{\rho_p' V_p'})] \frac{\partial h_p}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} [y^j \rho_p \overline{h_p' V_p'}] + Q y^j$$

$$2.11. P = \rho_g RT_g$$

В уравн. 2.7 и 2.8, които представляват уравнения за количество за движение на газовата фаза и фазата на примесите има добавени две нови сили масовата сила и подемната сила, които влияят върху двуфазни вертикални неизотермични течения.

При двуфазни вертикални неизотермични струи силите на междофазово взаимодействие са определящи при решението им с прилагане на двуфлуидната схема те дават връзката между системата за двуфазни течения и без отчитането им не е възможно създаване на математични модели на двуфазно турбулентно течение.

Движението на единична частица примеси описано по метода на Лагранж води до уравнение от вида:

$$2.12. \sum_{i=1}^N \vec{f}_i = \vec{f}_A + \vec{f}_S + \vec{f}_M + \vec{f}_T + \vec{f}_G + \vec{f}_B$$

където

$$\vec{f}_A - \text{съпротивителна сила} - \vec{f}_A = -3\mu\pi d_p (\vec{V}_{pi} - \vec{V}_{gi})$$

$$\vec{f}_S - \text{сила на Сафман} - \vec{f}_S = k_s \nu \rho_g D_p (u_g - u_p) \sqrt{\frac{\partial u_g}{\partial y}}$$

$$\vec{f}_M - \text{сила на Магнус} - \vec{f}_M = K_M \rho_g D_p^3 [\vec{V}_r \times \vec{\omega}_p]$$

$$\vec{f}_T - \text{сила от термофореза} - \vec{f}_T = -4,5 v^2 \left(\frac{\rho_g}{T_g} \right) D_p \frac{\lambda_g}{(2\lambda_g + \lambda_p)} \nabla T_g$$

$$\vec{f}_G - \text{сила от собствено тегло} - \vec{f}_G = \frac{2}{3} D_p \rho_p g \chi_0^{2/3} \rho_p^{-2/3} = \pm m_p g$$

2.2 Гранични условия и изводи на интегралните условия за двуфазна неизотермична вертикална струя.

За да се реши дадената системата диференциални уравнения е необходимо да бъдат зададени гранични и начални условия. В разглеждания система за двуфазна неизотермична вертикална струя, която изтича в неподвижна флуидна среда тези условия имат вида:

-за оста на симетрия ($y=0$):

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

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

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

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

$$\overline{V'_p \rho'_p} = \frac{\partial \overline{V'_p \rho'_p}}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial T'_g}{\partial y} = \frac{\partial T'_p}{\partial y} = 0$$

$$V_g = V_p = 0; U_p = U_2; \rho_p = 0; T_g = T_p = T_2; \rho_g = \rho_2$$

В системата уравнения (2.4)÷(2.11) участват и двоичните корелации на параметрите $\overline{U'_g V'_g}, \overline{U'_p V'_p}, \overline{V'_p \rho'_p}$. Тези корелации в струйния граничен слой приемат следния вид:

$$\overline{U'_g V'_g} = -v_{tg} \frac{\partial U_g}{\partial y}; \quad \overline{U'_p V'_p} = -v_{tp} \frac{\partial U_p}{\partial y}; \quad \overline{V'_p \rho'_p} = -\frac{v_{tp}}{Sc_t} \frac{\partial \rho_p}{\partial y}$$

$$\overline{T'_g V'_g} = -\frac{v_{tg}}{Pr_t} \frac{\partial T_g}{\partial y} \quad \overline{T'_p V'_p} = -\frac{v_{tp}}{Pr_t} \frac{\partial T_p}{\partial y}$$

$$V_p^2 = \overline{U'_p V'_p} = -v_{tp} \frac{\partial U_p}{\partial y} \quad V_g^2 = -v_{tg} \frac{\partial U_g}{\partial y}$$

След направени преработки за системата уравнения на двуфазна турбулентна вертикална струя се получава:

$$2.47. \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^{\infty} \rho_p U_p y^j dy \right) = 0$$

$$2.48. \quad \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2) y^j dy = - \int_0^{\infty} F_x y^j dy - \int_0^{\infty} (\rho_2 - \rho_g) \pi g y^{2j} dy$$

$$2.49. \quad \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^2 y^j dy = \int_0^{\infty} F_x y^j dy \pm m_p g$$

2.50.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2)^2 y^j dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \rho_g v_{tg} \left(\frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 y^j dy - 2 \int_0^{\infty} (U_g - U_2) F_x y^j dy - 2 \int_0^{\infty} (U_g - U_2) (\rho_2 - \rho_g) \pi g y^{2j} dy$$

$$2.51. \quad \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^3 y^j dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p v_{tp} \left(\frac{\partial U_p}{\partial y} \right)^2 y^j dy + 2 \int_0^{\infty} U_p F_x y^j dy \pm 2 \int_0^{\infty} U_p m_p g$$

$$2.52. \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} (\rho_p^2 U_p y^j) dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \frac{v_{tp}}{Sc_t} \left[\frac{\partial \rho_p}{\partial y} \right]^2 y^j dy$$

$$2.53. \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} c_{pg} \rho_g U_g (T_g - T_2) y^j dy \right] = \int_0^{\infty} F_x (U_g - U_p) y^j dy - \int_0^{\infty} Q y^j dy$$

$$2.54. \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_0^{\infty} c_{pp} T_p \rho_p y^j U_p dy \right) = \int_0^{\infty} Q y^j dy$$

Изводи:

В тази глава е направен числен модел на вертикална неизотермична двуфазна струя чрез използване на интегралния метод. Новото в този модел спрямо съществуващите до момента модели е, че в уравнението за количеството на движение е добавена подемната сила, тъй като тя оказва съществено влияние при вертикални струи с положителна подемна сила. Освен това е добавена и масовата сила в уравнението за количество на движение на примесите, която действа срещу движението на частиците и намалява скоростта на фазата на примесите

ГЛАВА 3. Интегрален метод

3.1. Интегрални условия за двуфазни вертикални неизотермични турбулентни струи.

Интегралните условия, които описват разпространението на двуфазни неизотермични вертикални турбулентни струи в спътна среда от носещата фаза имат вида:

$$3.1. \int_0^{\infty} \rho_p U_p y^j dy = G_0$$

$$3.2. \int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2) y^j dy + \int_0^{\infty} \rho_p U_p^2 y^j dy + \int_0^{\infty} g \pi \rho_2 y^{2j} dy - \int_0^{\infty} g \pi \rho_{gm} y^{2j} dy = I_0$$

$$3.3. \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} \rho_g U_g (U_g - U_2)^2 y^j dy \right] = -2 \int_0^{\infty} \rho_g v_{tg} \left(\frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 y^j dy - \\ -2 \int_0^{\infty} (U_g - U_2) F_x y^j dy + 2 \int_0^{\infty} g \pi \rho_2 (U_g - U_2) y^{2j} dy - 2 \int_0^{\infty} g \pi \rho_{gm} (U_g - U_2) y^{2j} dy$$

$$3.4. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p U_p^3 y^j dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p v_{tp} \left(\frac{\partial U_p}{\partial y} \right)^2 y^j dy + 2 \int_0^{\infty} U_p F_x y^j dy \pm m_p g U_p$$

$$3.5. \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho_p^2 U_p y^j dy = -2 \int_0^{\infty} \rho_p \frac{v_{tp}}{Sc_t} \left[\frac{\partial \rho_p}{\partial y} \right]^2 y^j dy$$

$$3.6. \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} c_{pg} \rho_g U_g (T_g - T_2) y^j dy \right] = \int_0^{\infty} (U_g - U_p) y^j dy - \int_0^{\infty} Q y^j dy$$

$$3.7. \frac{\partial}{\partial x} \left[\int_0^{\infty} c_{pp} \rho_p U_p T_p y^j dy \right] = \int_0^{\infty} Q y^j dy$$

Решението на системата уравнения (3.1)÷(3.7) изисква въвеждане на модел на турбулентността за определяне на коефициентите на турбулентен вискозитет за газовата среда (ν_{tg}) и за примесите (ν_{tp}). За целта се използва модел аналогичен на този на Шец.

$$3.8. \nu_{tg} = K'_x R_u (U_{gm} - U_2)$$

$$3.9. \nu_{tp} = K'_x R_u U_{pm}$$

3.4. Алгоритъм на решението

Уравненията за пресмятане параметрите на двуфазна неизотермична вертикална струя получени в т.3.3 са следните:

$$3.26. A_{11} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}} \overline{x}^{j+1} = G_1$$

$$A_{21} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2})^2 \overline{x}^{-j+1} + A_{22} \overline{U_2} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2}) \overline{x}^{-j+1} +$$

3.27.

$$+ A_{23} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}}^2 \overline{x}^{-j+1} + \frac{\rho_2 \pi g \overline{x}^{-2j+1}}{2j+1} - A_{24} \overline{\rho_{gm}} \pi g \overline{x}^{-2j+1} = I_1$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[A_{31} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2})^3 \overline{x}^{-j+1} + A_{32} \overline{\rho_{gm}} \overline{U_2} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2}) \overline{x}^{-j+1} \right] =$$

$$3.28. = -A_{33} \overline{\rho_{gm}} \overline{R_u} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2})^3 \overline{x}^{-j-1} - 2(\overline{U_{pm}} - \overline{U_{gm}}) F_x +$$

$$+ A_{34} \overline{\rho_2} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2}) \pi g \overline{x}^{2j+1} - A_{35} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}} - \overline{U_2}) \pi g \overline{x}^{2j+1}$$

$$3.29. \frac{\partial}{\partial x} \left[A_{41} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}}^3 \overline{x}^{-j+1} \right] = -A_{42} \overline{\rho_{pm}} \overline{R_u} \overline{U_{pm}}^3 \overline{x}^{-j-1} +$$

$$+ (\overline{U_{pm}} - \overline{U_{gm}}) F_x$$

$$3.30. \frac{\partial}{\partial x} \left[A_{51} \overline{\rho_{pm}}^2 \overline{U_{pm}} \overline{x}^{-j+1} \right] = -A_{52} \overline{\rho_{pm}}^2 \overline{R_u} \overline{U_{pm}}^3 \overline{x}^{-j-1}$$

$$3.31. \frac{\partial}{\partial x} \left[A_{61} \overline{\rho_{gm}} (\overline{U_{gm}}^* + m) (\overline{T_{gm}} - \overline{T}) \overline{x}^{-j+1} \right] = A_{63} (\overline{T_{gm}} - \overline{T_{pm}}) \overline{x}^{-j+1} +$$

$$+ A_{62} \overline{\rho_{pm}} (\overline{U_{gm}}^* - \overline{U_{pm}} + m) \overline{x}^{-j+1}$$

$$3.32. \frac{\partial}{\partial x} \left[A_{71} \overline{\rho_{pm}} \overline{U_{pm}} \overline{T_{pm}} \overline{x}^{-j+1} \right] = A_{72} (\overline{T_{gm}} - \overline{T_{pm}}) \overline{x}^{-j+1}$$

$$3.33. R_u = Sc_t R_p$$

$$3.34. R_u = Pr_t R_T$$

$$3.35. \bar{P} = \bar{\rho}_g \bar{R} \bar{T}_g$$

След направени преработки и полагания системата уравнения се стига до следното уравнение от седма степен спрямо скоростта на газовата фаза, което се решава по метода на Newton – Raphson.

$$\begin{aligned} & \left(L_{17} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{18} \bar{\rho}_{gm}^2 \right) \bar{U}_{gm}^{*7} + \left(L_{19} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{20} \bar{\rho}_{gm}^2 \right) \bar{U}_{gm}^{*6} + \\ & + \left(L_{23} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{26} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{27} \bar{\rho}_{gm} \right) \bar{U}_{gm}^{*5} + \left(L_{31} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{36} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{37} \bar{\rho}_{gm} \right) \bar{U}_{gm}^{*4} + \\ & + \left(L_{41} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{47} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{51} \bar{\rho}_{gm} + L_{52} \right) \bar{U}_{gm}^{*3} + \left(L_{55} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{61} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{67} \bar{\rho}_{gm} + L_{68} \right) \bar{U}_{gm}^{*2} \\ & + \left(L_{69} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{73} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{79} \bar{\rho}_{gm} + L_{83} \right) \bar{U}_{gm}^{*} + \left(L_{84} \bar{\rho}_{gm}^3 + L_{85} \bar{\rho}_{gm}^2 + L_{88} \bar{\rho}_{gm} + L_{91} \right) = 0 \end{aligned}$$

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:

$$\bar{U}_{pm} = L_{12} + L_{13} \bar{\rho}_{gm} \bar{U}_{gm}^{*2} + L_{14} \bar{\rho}_{gm} \bar{U}_{gm}^{*} + L_{15} \bar{\rho}_{gm} + L_{16}$$

- \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: $R_u = Sc_t \bar{R}_p \rightarrow \bar{R}_p = \frac{R_u}{Sc_t}$

- \bar{R}_T се определя от уравнение: $R_u = Pr_t \bar{R}_T \rightarrow \bar{R}_T = \frac{R_u}{Pr_t}$

- $\bar{\rho}_{pm}$ се определя от уравнение: $\bar{\rho}_{pm} = \frac{L_1}{\bar{U}_{pm} x^{j+1} (\bar{x} - x_0)}$

- \bar{T}_{pm} се определя от уравнение: $\bar{T}_{pm} = e^{L_{107}} (\bar{T}_{p01} + L_{98})$

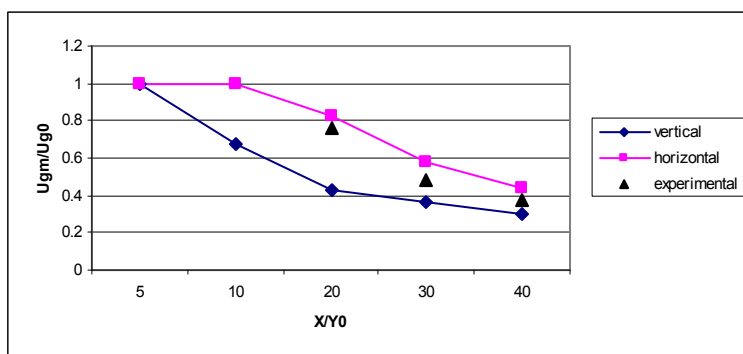
- \bar{T}_{gm} се определя от уравнение: $\bar{T}_{gm} = L_{95} + L_{96} \bar{T}_{pm}$

- $\bar{\rho}_{gm}$ се определя от уравнение: $\bar{P} = \bar{\rho}_{gm} \bar{R} \bar{T}_g \rightarrow \bar{\rho}_{gm} = \frac{\bar{P}}{\bar{R} \bar{T}_g}$

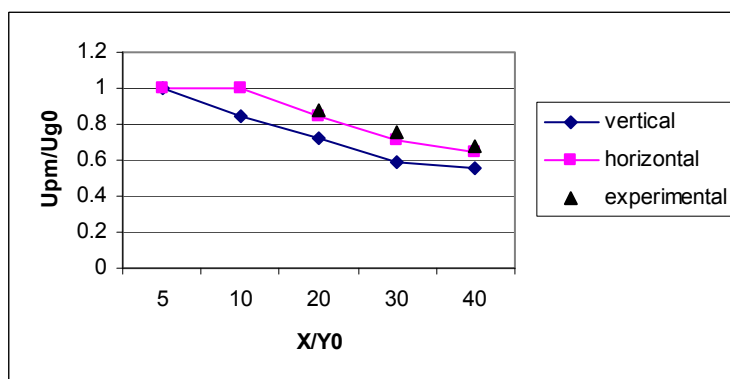
Тестване на програмата

Поради това, че за вертикални неизотермична двуфазна струя липсват опитни данни, програмата се тества с опитни резултати за хоризонтална струя. Изследва се режим на изтичане при следните начални условия $\chi = 1,0$; $D_p = 45 \mu m$; $U_{g0} = U_{p0} = 35 m/s$; $\rho_{g0} = 1,16 kg/m^3$;

$\rho_{p0} = 3950 \text{ kg/m}^3$; $T_{g0} = T_{p0} = T_2 = 293 \text{ K}$. Използват се опитни резултати съгласно [4] и [5]. На фиг. 3.1 и 3.2 са дадени затихването на максималните скорости при вертикална и хоризонтална струя за носещата фаза U_{gm} и за фазата на примесите U_{pm} . Съответствието между опитните данни и резултатите за хоризонтална струя са много добри което дава основание да се приеме, че съставения модел и численото му решение отговарят на физическата картина на течението. Трябва да се отбележи бързото затихване на максималната стойност на скоростите при вертикалната двуфазна струя, което се дължи на влиянието на подемната сила, респ. силата от собствено тегло при фазата на примесите.

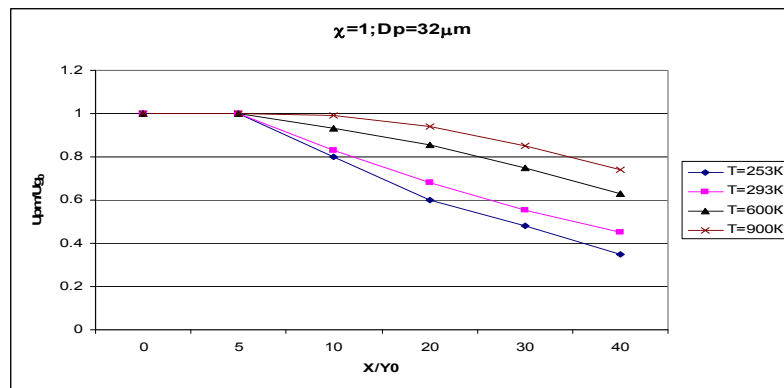


Фиг.3.1

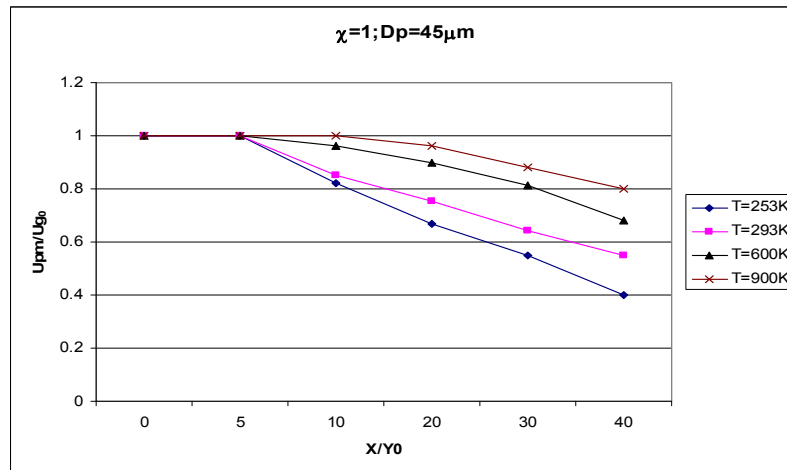


Фиг.3.2

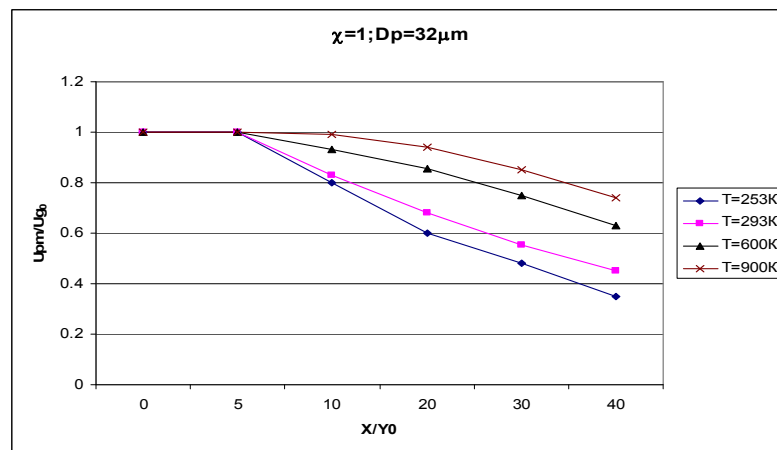
Затихването (намаляването) по височина на максималната скорост на фазата на примесите е важен от технологична гледна точка параметър. Той показва на каква височина с каква скорост се изнасят примесите над съответния източник, т.е над началното сечение. На фиг. 3.3а,б,в; 3.4а,б,в и 3.5а,б,в е дадено изменението на $\overline{U_{pm}}$ в зависимост от големината на частиците примеси $D_p = 32; 45$ и $100 \mu\text{m}$, концентрацията $\chi = 0,3; 0,5$ и 1 , температура на струята $T_g = T_p = 253; 293; 600$ и 900 K при постоянна температура на околната среда $T_2 = 293 \text{ K}$.



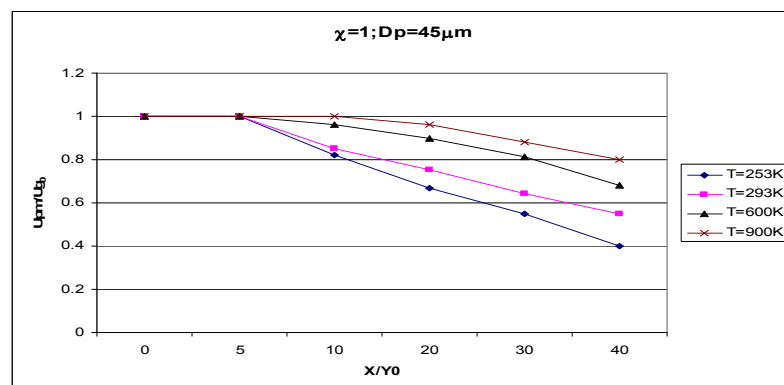
Фиг. 3.3а



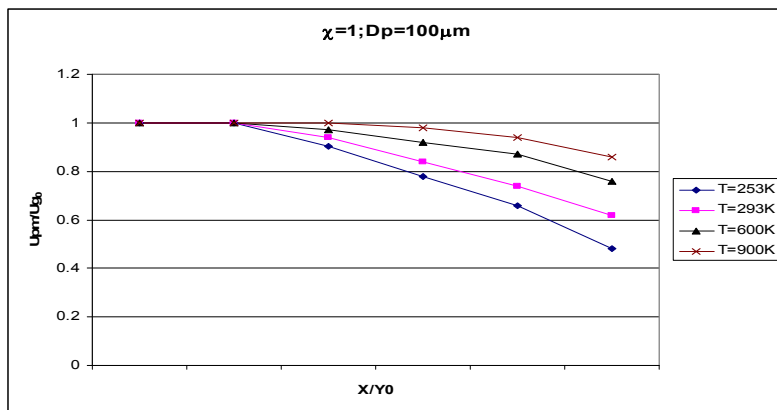
Фиг. 3.3.б



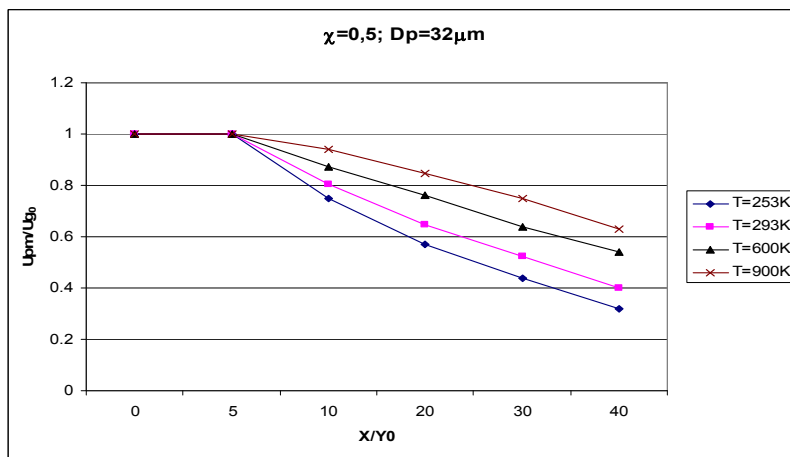
Фиг. 3.3а



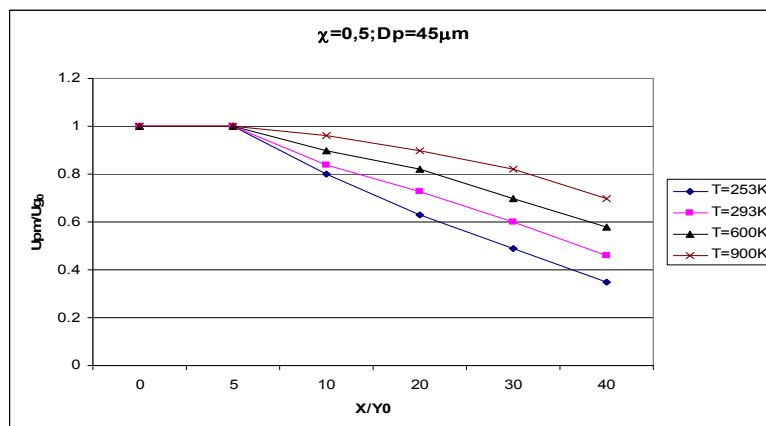
Фиг. 3.3б



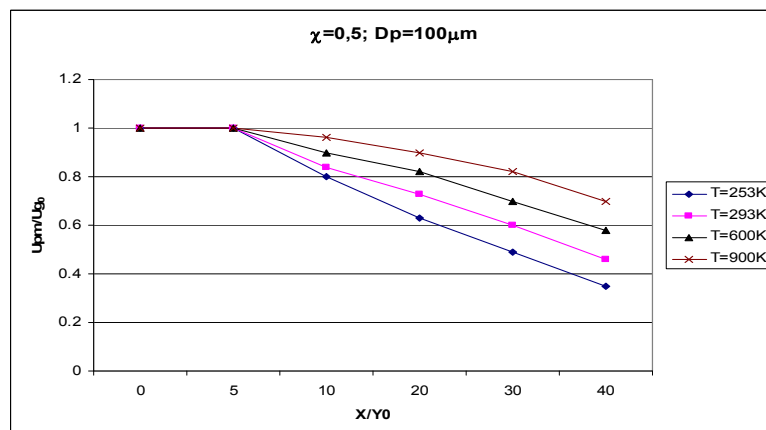
ФИГ. 3.3В



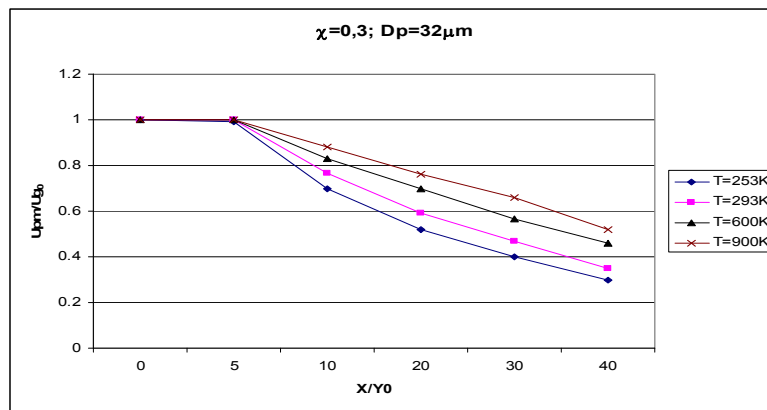
ФИГ. 3.4а



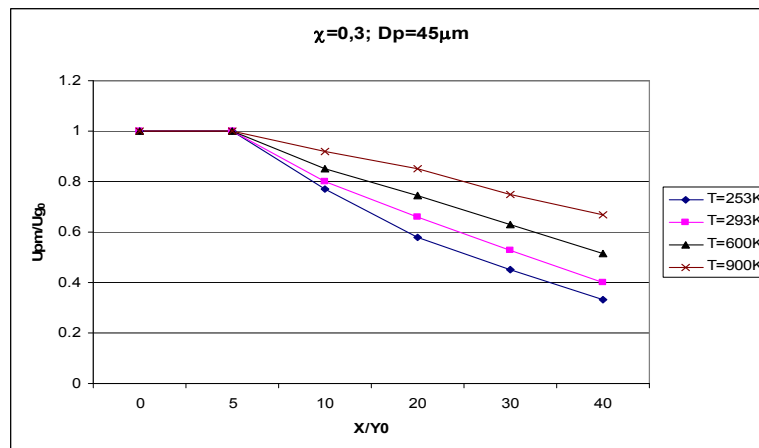
ФИГ. 3.4б



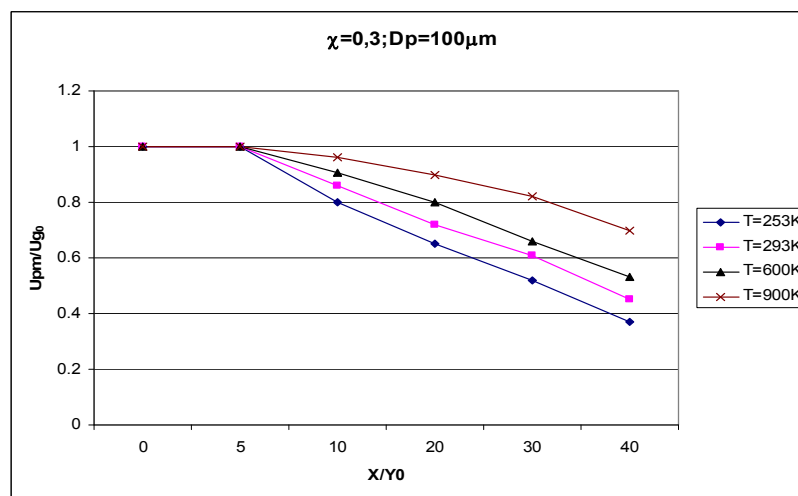
ФИГ. 3.4в



Фиг. 3.5а



Фиг. 3.5б



Фиг. 3.5в

Увеличаването на температурата на струята T_{g0} води до по-бавно затихване на скоростта $\overline{U_{pm}}$, което се обяснява със следните два фактора:

- нарастване на подъемната сила по струята т.е увеличаване на

$$A_{r0} = \left(\frac{\rho_2}{\rho} - 1 \right) \frac{gd}{u^2}, \text{ поради нарастване на температурната разлика}$$

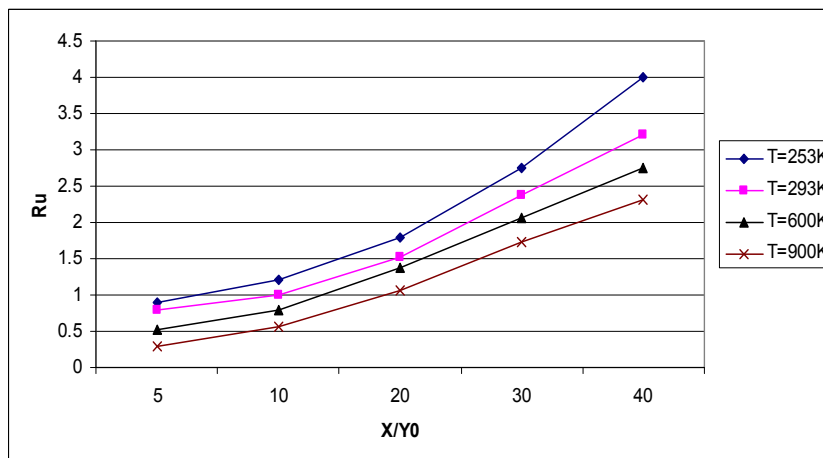
$T_2 - T_{g0}$ респ. намаляване на ρ .

Диаметърът на частиците примеси D_p оказва влияние върху затихването на $\overline{U_{pm}}$. С нарастване му се наблюдава нарастване на максималната скорост на фазата на примесите. За обяснение на този факт отново трябва да се обърнем към подемната сила, защото тя е пропорционална на площта на частицата по миделовото и сечение.

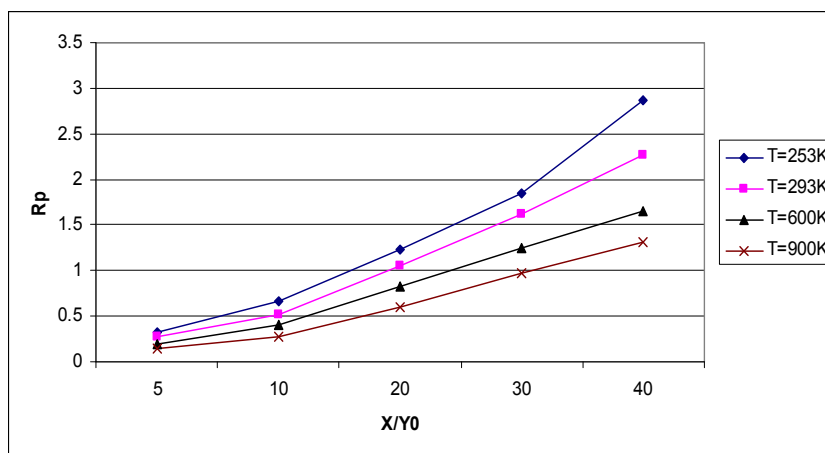
Намаляването на концентрацията на примеси χ_0 води до намаляване $\overline{U_{pm}}$, поради намалената „гъстота“ на течението. С намаляване на χ_0 се повишава възможността за ударно взаимодействие между частиците поради по голямото разстояние между тях.

Влияние върху разширението на струята по височина.

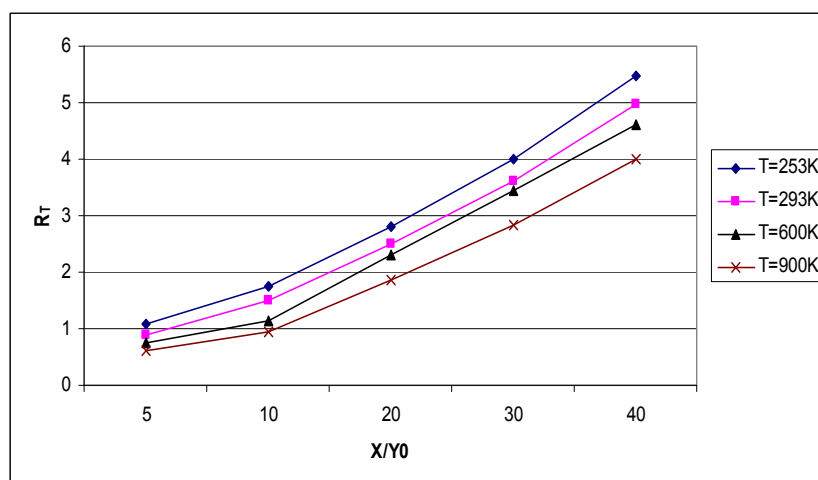
Изключително важен резултата се получава по отношение на разширението на струята, респ. нарастването на струйния граничен слой на вертикална неизотермична двуфазна струя. Нека да си припомним самия изследван случай: В среда с температура равна на тази на заобикалящия струята въздух ($T_2 = 293K$) изтича неизотермично течение с различна от нея температура ($T_{g0} = 253K, 600K$ и $900K$). На фиг. 3.11 а,б и в е показан резултатът от проведения числен експеримент. Дадени са разширението по скорост R_u (фиг. 3.11а), по примеси R_p (фиг. 3.11б) и по температура R_T (фиг. 3.11в).



Фиг. 3.11а



Фиг. 3.11б



Фиг. 3.11в

Основният извод в случая е: Нарастването на температурата на изтичащата струя ($T_{g0} = T_{p0}$) води до свиване на всяка една от изброените по горе дебелини. Това се дължи на факта, че поради много по ниската плътност на струята в сравнение с тази на околната среда последната „притиска“, при което нейната дебелина δ намалява. Това намаляване при дебелината по скоростта е около 1,82 пъти, при примесите – 2,15 пъти и при температурния граничен слой – 1,4 пъти. Очевидно е притискащото влияние на околната среда.

Друг важен резултат е, че дебелината на температурния граничен слой е по – голяма от тази на скоростта. Това означава наличие на дифузия на топлинна извън струята към околната среда. Един ефект, който се наблюдава и при останалите струйни течения. Граничния слой по примеси е „заклучен“ вътре в струята т.е няма да се очаква дифузия на примеси извън струята. Това е един много съществен технологичен резултат – при евакуация на примесите от работната среда е достатъчно да се евакуира струята по динамичния и граничен слой.

Изводи към глава трета

Изложеното в глава трета позволява да се направят следните по – важни изводи:

1. Съставен е математически модел на основата на интегралния метод за изследване на двуфазна неизотермична вертикална струя.
2. Направена е и е тествана програма на езика Delphi за пресмятане на получените уравнения от функционално – диференциален тип.
3. Изследвано е по числен път влиянието на началните условия на изтичане върху основните интегрални параметри на течението, като са получени важни изводи относно:
 - затихването на максималната стойност на скоростните компоненти за фазата
 - влиянието на началната температура на струята върху разширението и, като е доказано „стесняващо” въздействие на околната среда при нарастване на температурата, респ. намаляване на плътността и др.
4. Изследване е ефектът на неравностепенност при двуфазното течение т.е влиянието на началните условия на изтичане в размерен вид върху безразмерните резултати от численото изследване.

ГЛАВА 4. Числени методи за изследване на двуфлуидния модел на течението.

4.1. Моделиране на турбулентността

Численото моделиране на неизотермични турбулентни струи се прави на основата на изведените уравнения за движение на вертикални неизотермични двуфазни течения в глава втора. За затваряне системата от уравнения е необходимо да се избере подходящ модел на турбулентността. Приетият модел на турбулентност в дисертационния труд е $K_g - \varepsilon - K_p$.

Уравнение за преноса на турбулентната кинетична енергия за носещата фаза:

$$4.1 \quad (y^j \rho_g U_g) \cdot \frac{\partial K_g}{\partial x} + (y^j \rho_g V_g) \cdot \frac{\partial K_g}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{y^j \rho_g v_{tg}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial K_g}{\partial y} \right] + y^j \rho_g v_{tg} \cdot \left[\frac{\partial U_g}{\partial y} \right]^2 - y^j \rho_g (\varepsilon + \varepsilon_p)$$

Уравнение за преноса на турбулентната кинетична енергия за фазата на примесите:

$$4.2 \quad (y^j \rho_p U_p) \cdot \frac{\partial K_p}{\partial x} + (y^j \rho_p V_p) \cdot \frac{\partial K_p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{y^j \rho_p v_{tp}}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial K_p}{\partial y} \right] + y^j \rho_p v_{tp} \cdot \left[\frac{\partial U_p}{\partial y} \right]^2 - y^j \rho_p \varepsilon_p^*$$

Уравнение за скоростта на дисипацията:

$$4.3 \quad (y^j \rho_g U_g) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + (y^j \rho_g V_g) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{y^j \rho_g \nu_{lg}}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] -$$

$$- y^j \rho_g \Phi_p + C_{\varepsilon 1} y^j \rho_g \frac{\varepsilon}{K_g} \left[\nu_{lg} \cdot \left(\frac{\partial U_g}{\partial y} \right)^2 + G \right] - y^j \rho_g \cdot \frac{\varepsilon^2}{K_g} \cdot (C_{g2} - C_{g3} \cdot \chi)$$

4.4. Дискретизация на числения модел.

УРАВНЕНИЯ В КРАЙНИ РАЗЛИКИ

Системата диференциални уравнения за двуфазно вертикално неизотермично турбулентно ососиметрично течение може да се представя чрез характеристичното уравнение:

$$4.70 \quad A \cdot \frac{\partial \bar{Z}}{\partial x} + B \cdot \frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} = C \cdot \frac{\partial^2 \bar{Z}}{\partial y^2} + D$$

където Z, A, B, C, D са приведени променливи и величини, чиито значения са дадени в таблица 4.2.

Параметрите на течението, дадени в табл. 4.2 ($Z \equiv \rho_p \div \varepsilon$), се решават чрез една и съща схема в крайни разлики. Това позволява диференциалните оператори в характеристичното уравнение да се заменят с едни и същи диференчни схеми, както следва:

$$4.71 \quad \frac{\partial \bar{Z}}{\partial x} = \frac{\bar{Z}_{i,j} - \bar{Z}_{i-2,j}}{2K}$$

$$\frac{\partial \bar{Z}}{\partial y} = \frac{\bar{Z}_{i-1,j+1} - \bar{Z}_{i-1,j-1}}{2H}$$

$$\frac{\partial^2 \bar{Z}}{\partial y^2} = \frac{1}{H^2} \left[\bar{Z}_{i-1,j+1} - \frac{1}{2} (\bar{Z}_{i,j} + \bar{Z}_{i-2,j}) - \frac{1}{2} (\bar{Z}_{i,j} + \bar{Z}_{i-2,j} - \bar{Z}_{i-1,j-1}) \right]$$

Характеристичното уравнение (4.70) може да бъде решено за всяко конкретно Z

Табл. 4.2.

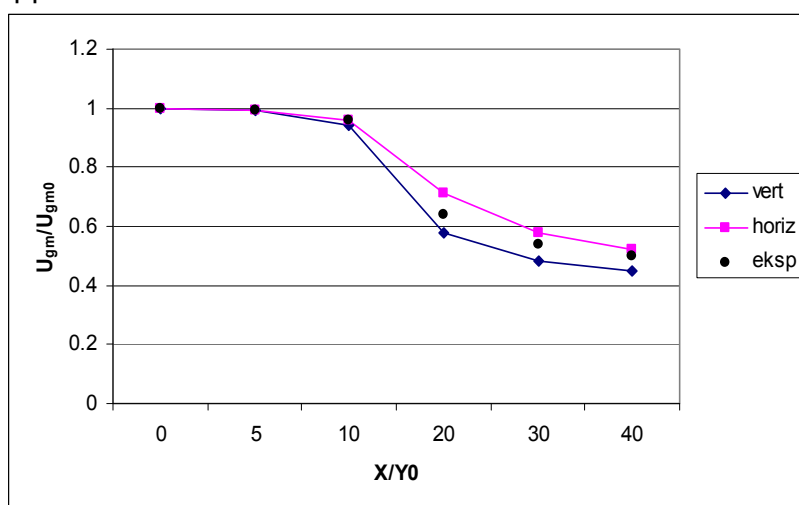
Z	A	B	C	D
$\bar{\chi}$	$\bar{y}\bar{U}_p$	$\bar{y}\bar{V}_p - \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{y} \frac{\bar{v}_{tp}}{Sc_t} \right)$	$\bar{y} \frac{\bar{v}_{tp}}{Sc_t}$	$-\bar{\chi} \frac{\partial}{\partial y} (\bar{y}\bar{V}_p) - \bar{y}\bar{\rho}_p \frac{\partial \bar{U}_p}{\partial x}$
\bar{U}_g	$\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{U}_g$	$\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{V}_g - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{v}_{tg})$	$\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{v}_{tg}$	$-\bar{y}\bar{F}_x - (\bar{y}_0 + \bar{y}^j)(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_g)\pi g \bar{y}^j$
\bar{U}_p	$\bar{y}\bar{\rho}_p\bar{U}_p$	$\bar{y}\bar{\rho}_p\bar{V}_p - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{y}\bar{\rho}_p\bar{v}_{tp}) -$ $-\bar{y} \frac{\bar{v}_{tp}}{Sc_t} \cdot \frac{\partial \bar{\rho}_p}{\partial y}$	$\bar{y}\bar{\rho}_p\bar{v}_{tp}$	$\bar{y}\bar{F}_x \pm gm_p$
\bar{T}_g	$\frac{\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{U}_g\bar{C}_{pg}}{R}$	$\frac{\bar{y}\bar{\rho}_g\bar{U}_g\bar{C}_{pg}}{R} - \frac{\partial}{\partial y} \left[\bar{y}\bar{\rho}_g \frac{\bar{C}_{pg}\bar{v}_{tg}}{R.Pr_t} \right]$	$\bar{y}\bar{\rho}_g \frac{\bar{C}_{pg}\bar{v}_{tg}}{R.Pr_t}$	$-\bar{y}\bar{Q} + \bar{F}_x \cdot \bar{y} (\bar{U}_g - \bar{U}_p) +$ $+\bar{F}_y \cdot \bar{y} (\bar{V}_g - \bar{V}_p)$

\bar{T}_p	$\frac{\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \bar{U}_p \cdot \bar{C}_{pp}}{R}$	$\frac{\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \bar{U}_p \cdot \bar{C}_{pp}}{R} - \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left[\frac{\bar{C}_{pp} \cdot \bar{v}_{tp}}{R \cdot \text{Pr}_t} \right] -$ $-\bar{y} \cdot \frac{\bar{C}_{pp} \cdot \bar{v}_{tp}}{R \cdot \text{Sc}_t} \frac{\partial \bar{\rho}_p}{\partial \bar{y}}$	$\frac{\bar{C}_{pp} \cdot \bar{v}_{tp}}{R \cdot \text{Pr}_t}$	$\bar{y} \cdot \bar{Q}$
\bar{K}_g	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{U}_g$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{V}_g - \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \frac{\bar{v}_{tg}}{\sigma_k} \right)$	$\frac{\bar{v}_{tg} + \frac{\chi_0}{1 + \chi_0} \cdot \bar{v}_{tp}}{\sigma_k}$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{v}_{tg} \cdot \left(\frac{\partial \bar{U}_g}{\partial \bar{y}} \right)^2 - \bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot (\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_p)$
\bar{K}_p	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \bar{U}_p$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \bar{V}_p - \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \frac{\bar{v}_{tp}}{\sigma_k} \right)$	$\frac{\bar{v}_{tp} + \frac{1}{1 + \chi_0} \cdot \bar{v}_{tg}}{\sigma_k}$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_p \cdot \bar{v}_{tp} \cdot \left(\frac{\partial \bar{U}_p}{\partial \bar{y}} \right)^2 - \bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{\varepsilon}_p^*$
$\bar{\varepsilon}$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{U}_g$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{V}_g - \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \frac{\bar{v}_{tg}}{\sigma_\varepsilon} \right)$	$\bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \frac{\bar{v}_{tg}}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{C_{\varepsilon 1} \cdot \bar{y} \cdot \bar{\rho}_g \cdot \bar{\varepsilon}}{K_g} \left[\bar{v}_{tg} \cdot \left(\frac{\partial \bar{U}_g}{\partial \bar{y}} \right)^2 + G \right] -$ $-\bar{\rho}_g \cdot \bar{y} \cdot \bar{\Phi}_p - \frac{\bar{\rho}_g \cdot \bar{y} \cdot \bar{\varepsilon}^2 \cdot (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 3})}{K_g}$

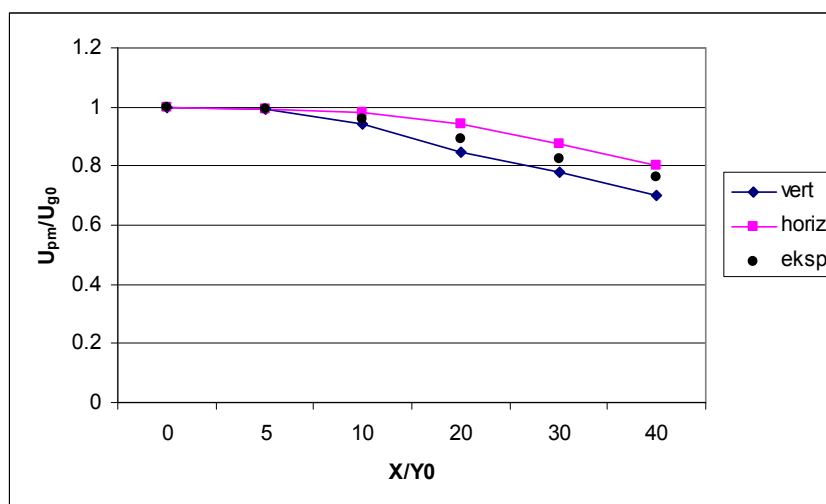
4.6. Числено изследване на двуфазна неизотермична вертикална струя по метода на крайните разлики.

4.6.1. Тестване на програмата

Поради липса на експериментални данни за вертикални неизотермични двуфазни струи тестването е направено с хоризонтални струи по данни от [20]. На фиг. 4.1 и 4.2 са дадени резултатите за разпределение на скоростта на двуфазна изотермична при следните условия на изтичане са следните $\chi = 1,0$; $D_p = 45 \mu m$; $U_{g0} = U_{p0} = 35 m/s$; $\rho_{g0} = 1,14 kg/m^3$; $\rho_{p0} = 8340 kg/m^3$; $T_{g0} = T_{p0} = T_2 = 300 K$. На фигурите е направено сравнение между вертикална, хоризонтална и експериментални данни за хоризонтална струя. Вижда се, че както и при интегралния метод и тук скоростта на затихване при вертикалните е по-бързо поради действието на масовите сили.



Фиг.4.1



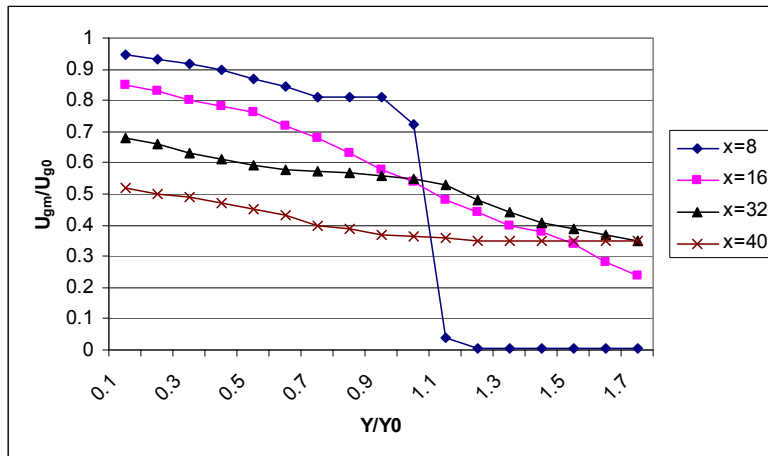
Фиг.4.2.

4.6.2. Резултати от числени експеримент

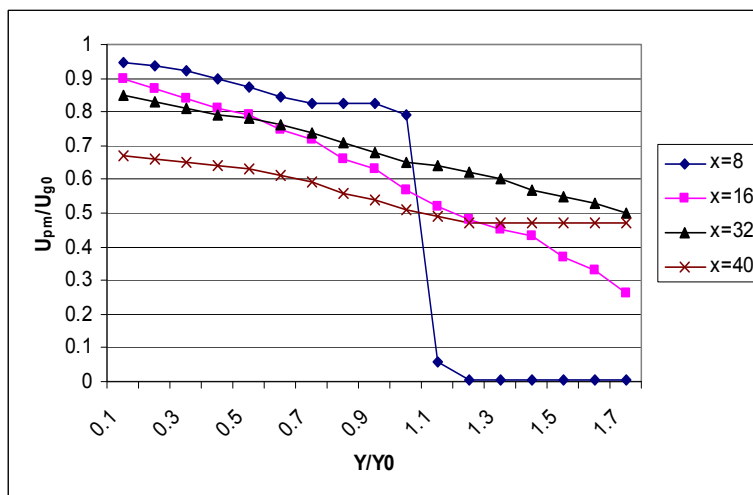
На фиг. 4.4 - 4.7 са дадени резултатите за вертикална неизотермична двуфазна струя получени при следните условия на

изтичане $\chi=1,0$; $D_p=32\mu m$; $U_{g0}=U_{p0}=36m/s$; $\rho_{g0}=0,59kg/m^3$; $\rho_{p0}=3950kg/m^3$; $T_{g0}=T_{p0}=600K$.

На фиг.4.4 и 4.5 са дадени числените пресмятания за осевите скоростни компоненти. Вижда се, че скоростта на газова фаза намалява по-бързо, което бе отбелязано и при интегралния метод.

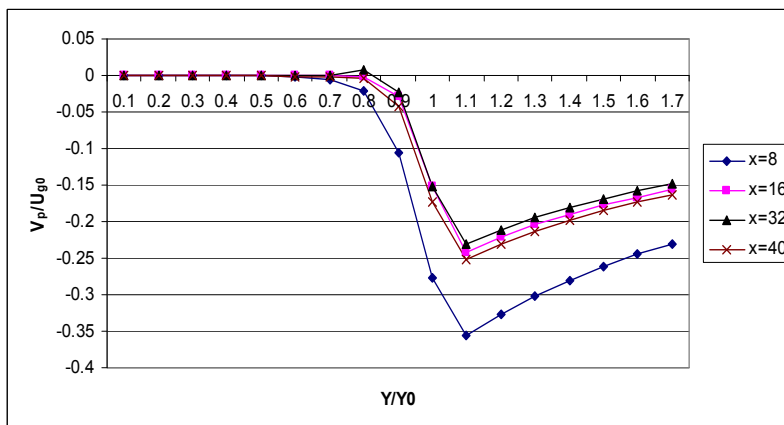


Фиг.4.4

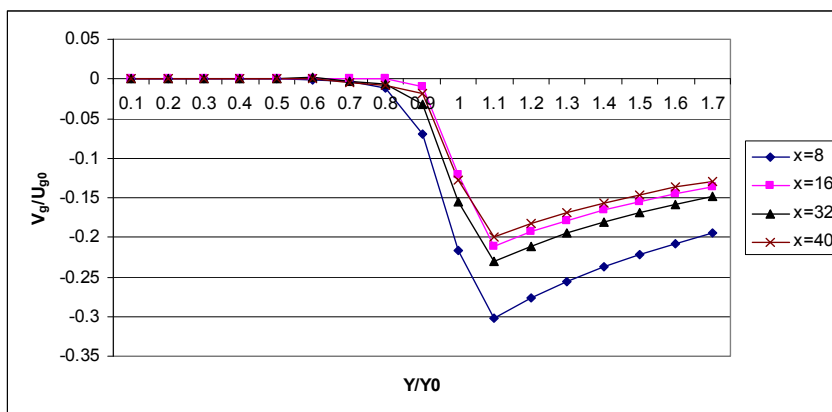


Фиг.4.5

Изменението на радиалните скорости за двете фази е дадено на фиг. 4.6 и фиг.4.7.



Фиг.4.6

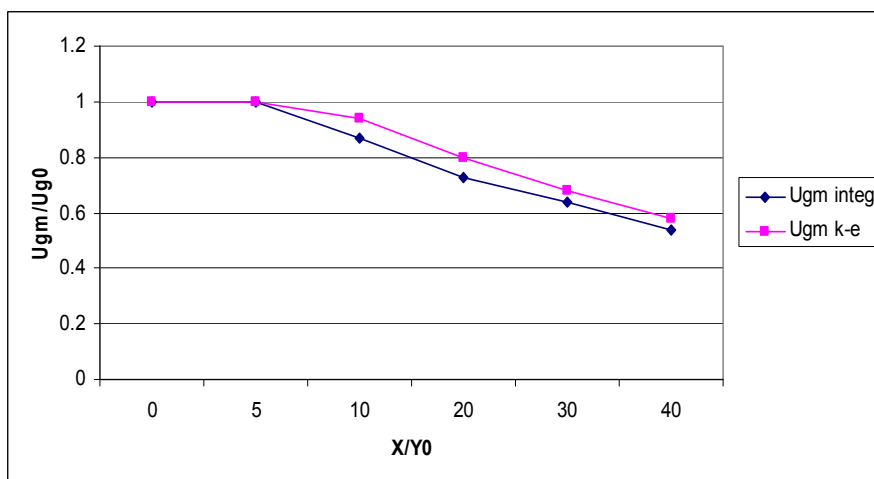


Фиг. 4.7.

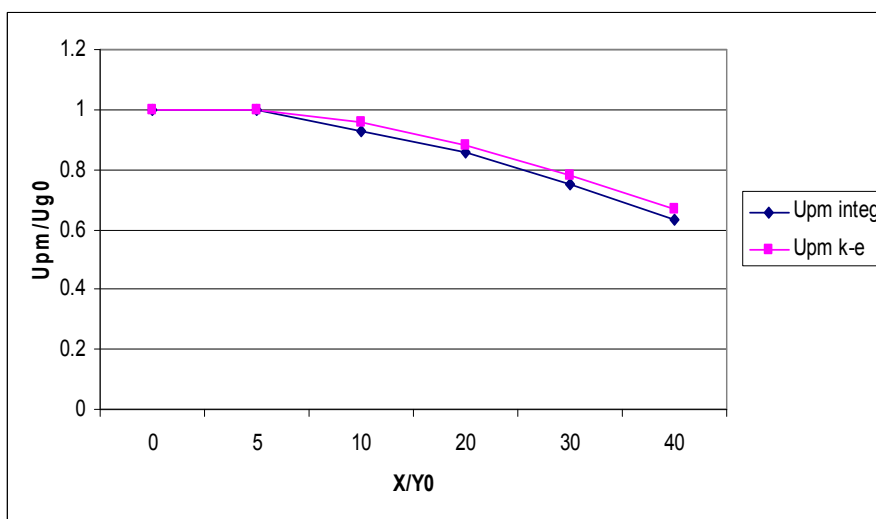
4.6.3. Съпоставяне на резултатите от числено решение по интегрален метод и метод на крайните разлика.

На фиг. 4.20÷4.24 е дадено сравнение между интегралния метод и модела при едни същи начални условия $\chi = 1,0$; $D_p = 32\mu m$;

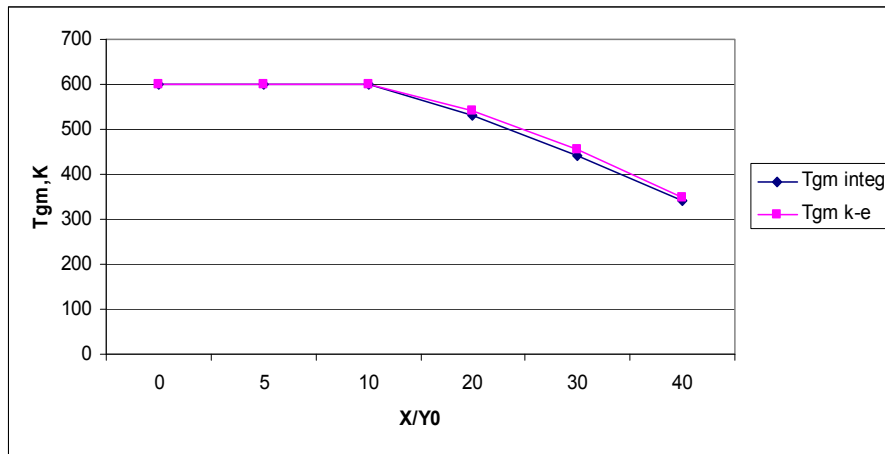
$U_{g0} = U_{p0} = 36 m/s$; $\rho_{g0} = 0,59 kg/m^3$; $\rho_{p0} = 3950 kg/m^3$; $T_{g0} = T_{p0} = 600 K$.



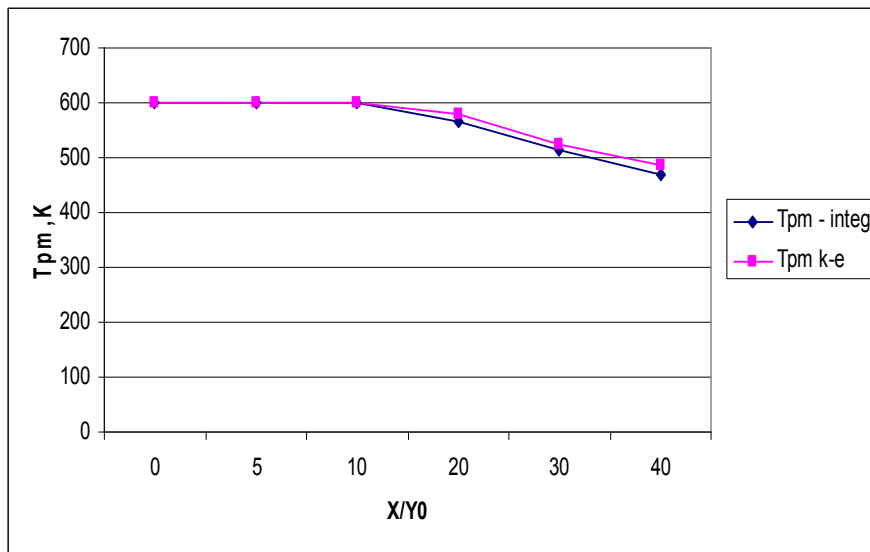
Фиг. 4.20



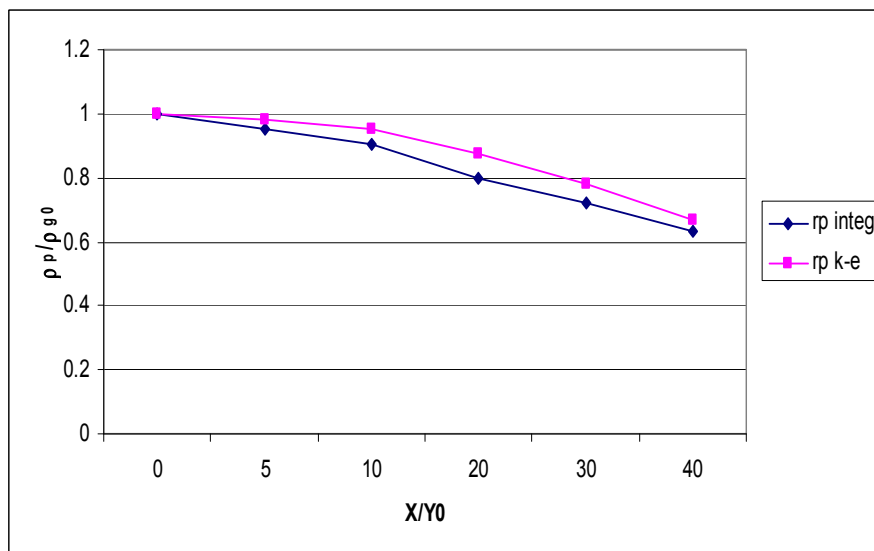
Фиг.4.21



Фиг. 4.22



Фиг.4.23



Фиг.4.24

Разликата при двата метода не надхвърля 5%, което дава право на избор на изследователя да използва всеки един от тях изхождайки от необходимите за изследване резултати.

Изводи към глава четвърта

От изложението в глава четвърта численото решение по $k_g - k_p - \varepsilon$

модел позволява да направят следните изводи:

1. Съставен е числен модел на двуфазна неизотермична вертикална струя и е направена програма за численото му пресмятане.
2. Направена е верификация на числените резултати като сравнението с експериментите дава много добри резултати.
3. Показани са възможности на програмния продукт като за един случай на изтичане $\chi = 1,0$; $D_p = 32 \mu m$; $U_{g0} = U_{p0} = 36 m/s$; $\rho_{g0} = 0,59 kg/m^3$; $\rho_{p0} = 3950 kg/m^3$; $T_{g0} = T_{p0} = 600 K$ са дадени основните параметри на течението във функция на координатите x и r .
4. Направено е сравнение на двата използвани в докторската работа модели:

- интегрален
- числен по $k_g - k_p - \varepsilon$ модел на турбулентност

доказва допустимостта за работата съобразени с нуждите на изследването.

ГЛАВА 5. Приложение на вертикални неизотермични струи.

5.1. Моделиране на движението на единична частица примеси по метода на Лагранж.

Моделиране на движението на единична частица примеси във въздушна среда се описва от уравненията на Лагранж. Тези уравнения в примерна постановка при ос z насочена вертикално нагоре имат вида:

$$5.1. m_p \frac{du_p}{dt} = -\frac{1}{2} C_R S \rho_g (u_p - u_g) \sqrt{(u_p - u_g)^2 + (v_p - v_g)^2 + (w_p - w_g)^2}$$

$$5.2. m_p \frac{dv_p}{dt} = -\frac{1}{2} C_R S \rho_g (v_p - v_g) \sqrt{(u_p - u_g)^2 + (v_p - v_g)^2 + (w_p - w_g)^2}$$

$$5.3. m_p \frac{dw_p}{dt} = -\frac{1}{2} C_R S \rho_g (w_p - w_g) \sqrt{(u_p - u_g)^2 + (v_p - v_g)^2 + (w_p - w_g)^2}$$

5.1.1. Движение на частица примеси в неподвижна въздушна среда

При движение в неподвижна въздушна среда скоростта на газовата фаза респ. нейните компоненти са равни на нула:

$$5.18. u_g = v_g = w_g = 0$$

Ако липсва определено външно въздействие върху движещата се частица може да се приеме, при което системата уравнения се свежда до:

$$5.19. m_p \frac{dw_p}{dt} = -m_p g - \frac{1}{2} C_R S \rho_g w_p^2$$

С така опростеното уравнение може да се пресмята движението на единична частица във вертикално направление.

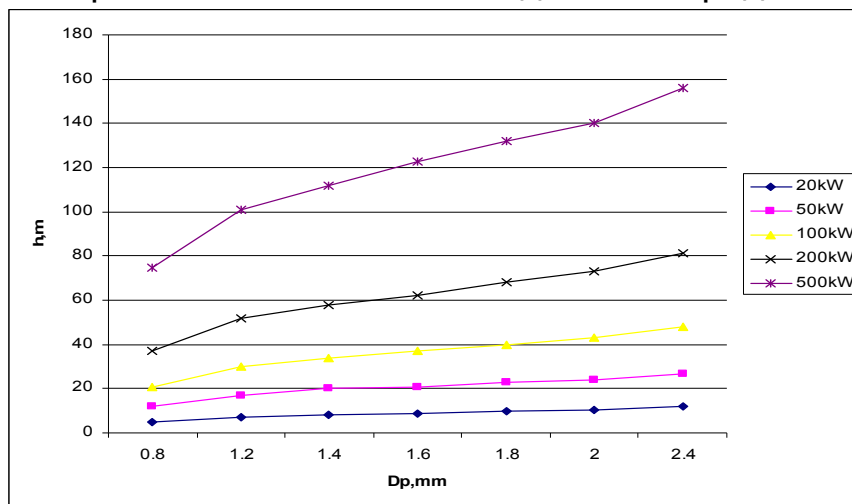
Начални условия на задачата: Решението се реализира при следните начални условия:

$$t = 0; x = 0; w_p = w_g = u_{om}; u_p = u_g = 0$$

Пресмятането продължава до тогава докато вертикалната скорост на частиците примеси не стане равна на скоростта на витаене. Това означава, че при дадени големини на частицата и съответната и плътност тя ще изпадне в състояние на витаене. След това са възможни два варианта: да бъдат отнесени от вятъра при наличие на стартификация по [26] или да се утаят при липса на вятър.

Скоростта на витаене дава края на пресмятането на w_{pm} т.е. $w_{pm} \leq w_{pv}$

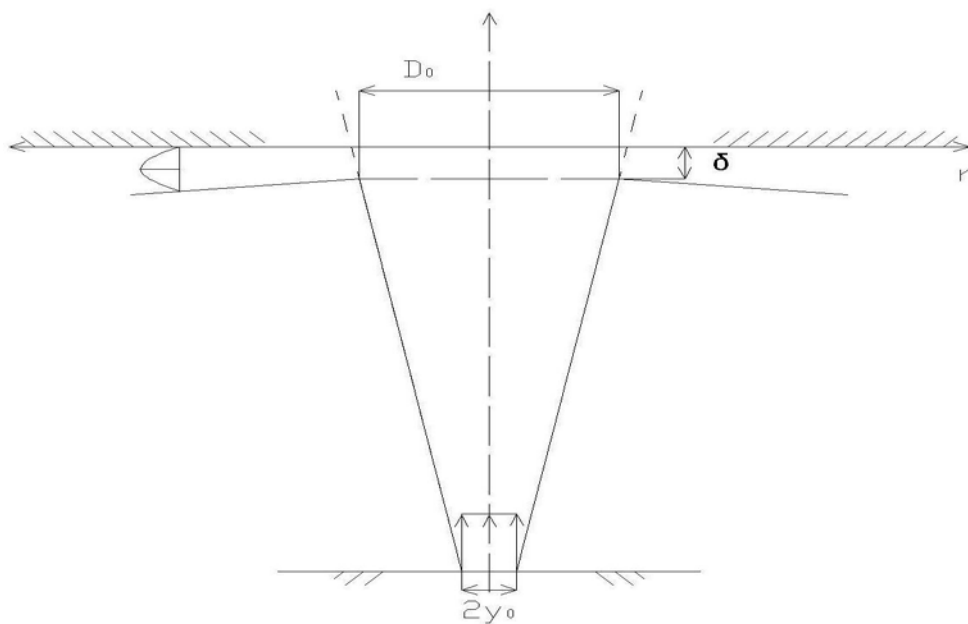
В процеса на горене на горски насаждения се отделят коксови частици с преобладаващи размери $D_p = 0,8 \div 2,4mm$. Приема се, че определена част от тези частици изгарят, но голяма част се изнасят във вертикално направление. На фиг. 5.1 е показан резултат от числено решение реализирано при следните стойности на параметрите $D_p = 0,8 \div 2,4mm; Q = 20 \div 500kW; D = 5m$. Вижда се, че колкото е по-голяма мощността на пожара толкова по-на високо достигат вредните частици.



Фиг.5.1

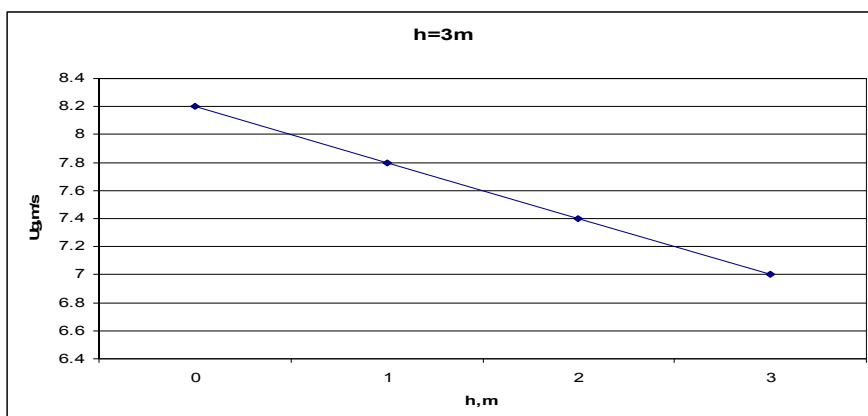
5.2. Приложение на интегралния метод за вертикални неизотермични струи в ограничено пространство.

Разглежда се сечение, възникнало над горящ автомобил в закрит гараж с височина съответно $h = 3; 3,5; 4; 4,5m$. Над горящия автомобил възниква конвективна струя. Мощността на пожара е $Q = 1,5kW$, началния радиус на пожара е $y_0 = 0,5m$, температурата $T = 1453K$, диаметърът на частиците пепел се приемат за $D_p = 45\mu m$ (фиг. 5.6).

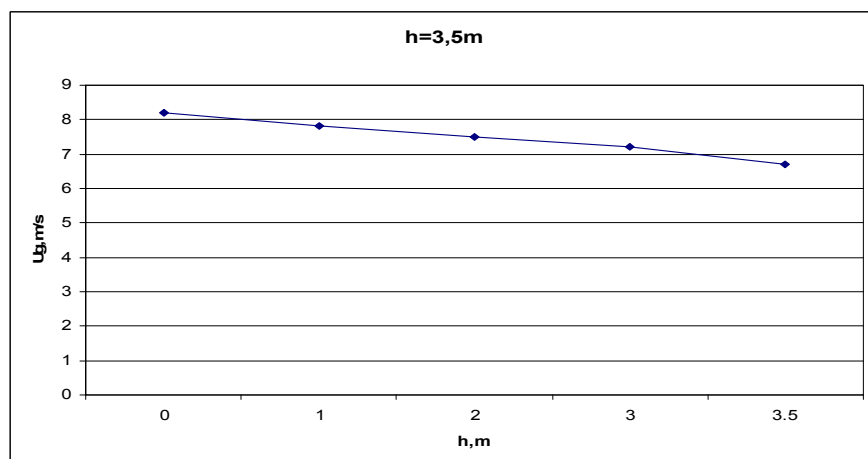


Фиг. 5.6

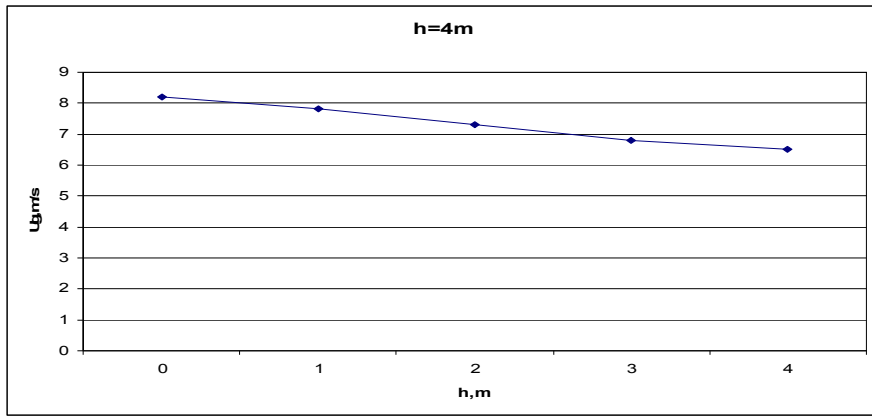
На фиг. 5.7 а-г, 5.8а-г и 5.9а-г е дадено разпределението на скоростта, температурата и дебелина на граничния слой на газовата фаза в зависимост от височините на помещението. Началните условия са $U_{g0} = 8,2 m/s$; $T_{g0} = 1473 K$; $D_p = 45 \mu m$, $y_0 = 0,5 m$.



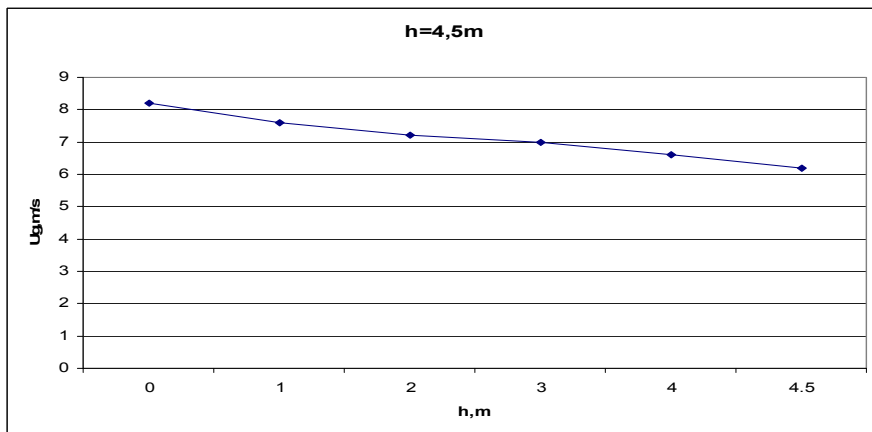
Фиг.5.7а



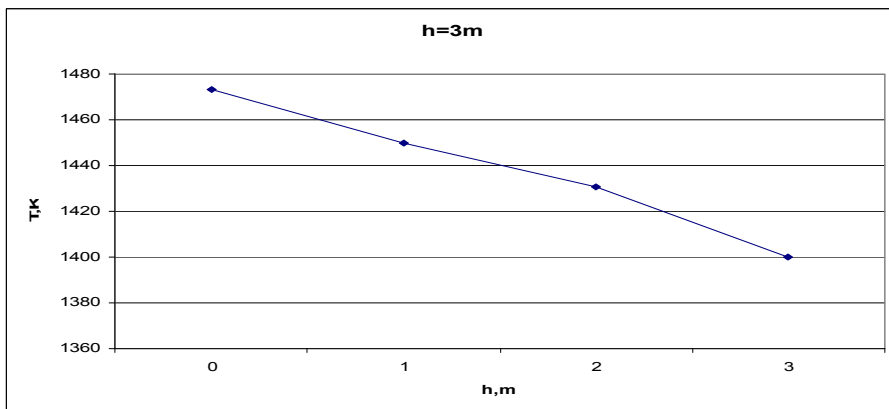
Фиг. 5.7б



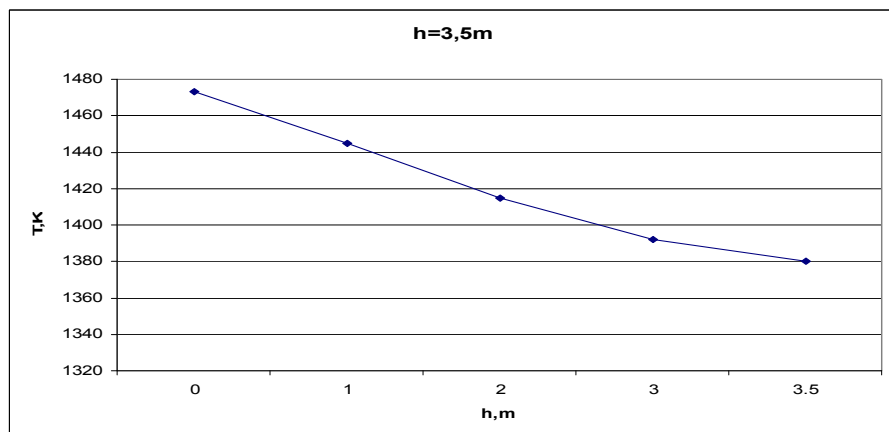
Фиг. 5.7в



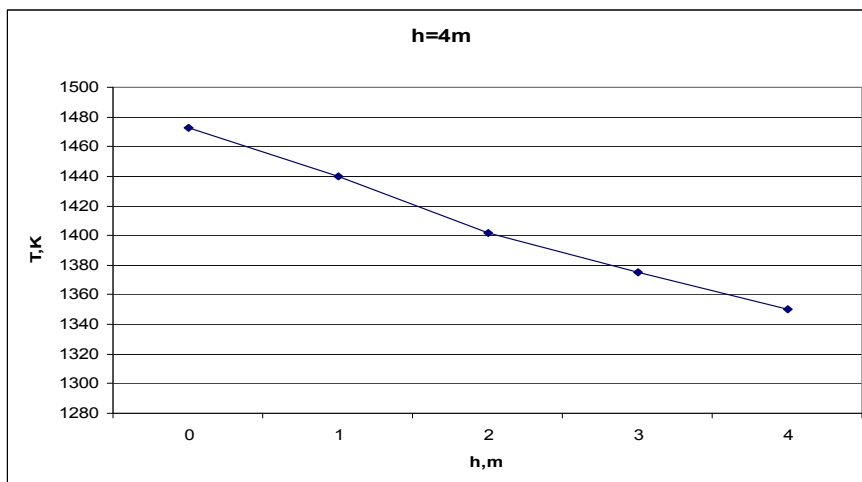
Фиг. 5.7г



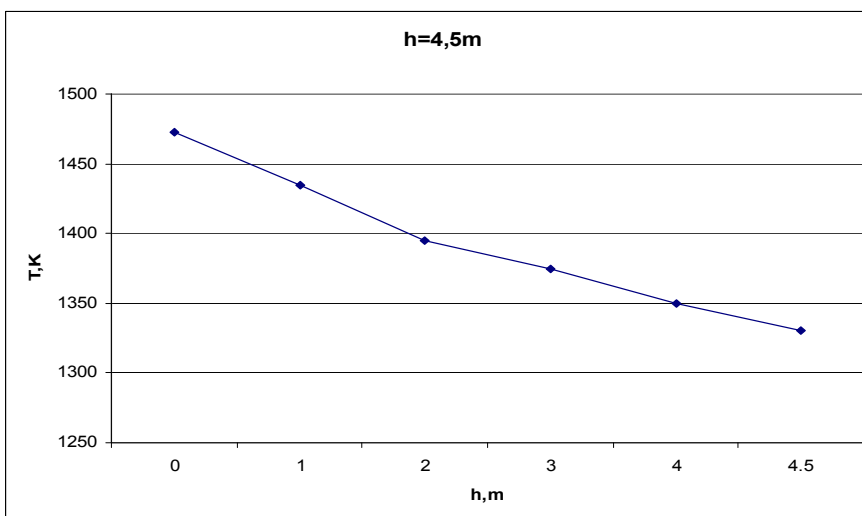
Фиг. 5.8а



Фиг. 5.8б

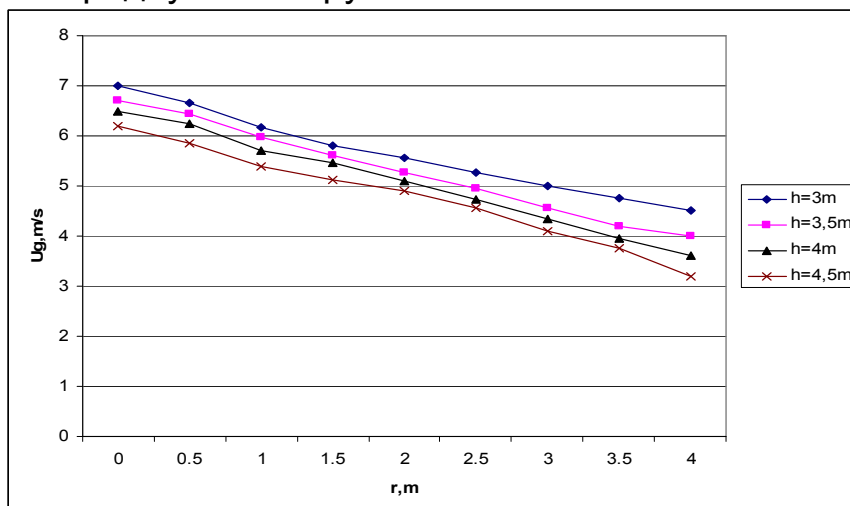


Фиг. 5.8в

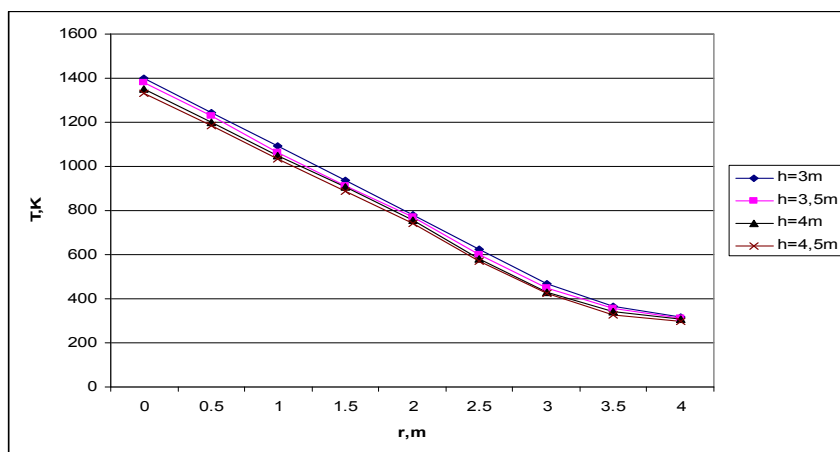


Фиг. 5.8г

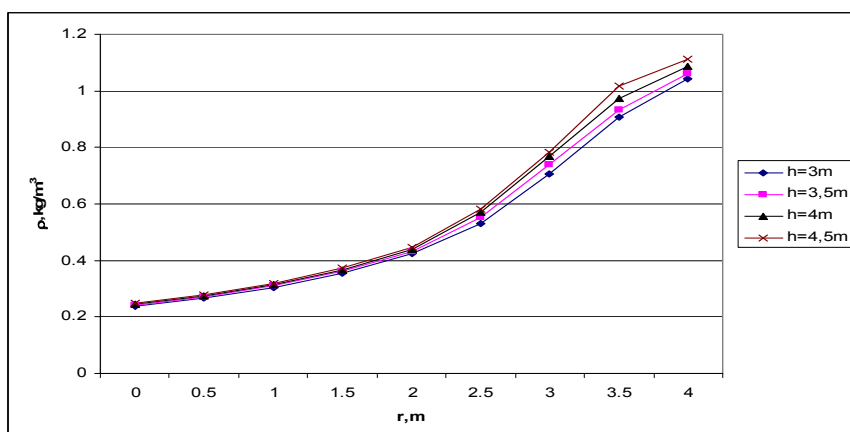
На фиг. 5.10, 5.11 и 5.12 са дадени резултатите от пресмятането им в зависимост от радиуса на струята



Фиг. 5.10



Фиг. 5.11



Фиг. 5.12

НАУЧНО – ПРИЛОЖНИ ПРИНОСИ

1. Съставен е математически модел на вертикална неизотермична двуфазна турбулентна струя
2. Разработено е ново решение на двуфазна неизотермична вертикална струя на основата на интегралния метод.
3. Направен е анализ и са получени въз основа на числения експеримент графични резултати за изменението на основните параметри на течението при отчитане влиянието на началните условия.
4. Разработен е нов числен модел на вертикална неизотермична двуфазна струя и е направена съпоставка на резултатите от двата метода (интегрален и метод на крайните разлики).

ИНЖЕНЕРНО - ПРИЛОЖНИ ПРИНОСИ:

1. Разработена са числени програми за пресмятане параметрите на неизотермична вертикална двуфазна струя по интегралния метод и МКР.
2. Разработена е компютърна програма за моделиране на движението на единична частица примеси по метода на Лагранж
3. Числената процедура за пресмятане на неизотермични вертикални двуфазни струи е приложена при анализа на течение

в ограничено пространство (подземен паркинг, в който брандмауерите са заменени с водни завеси).

Публикувани части от дисертационния труд

1. Величкова Р., Вертикални двуфазни неизотермични течения, Сборник доклади на XII научна конференция с международно участие, ЕМФ' 2007, Созопол стр. 39-45
2. Величкова Р., Интегрално съотношение на вертикална неизотермична турбулентна струя, отпечатано в научни трудове с доклади на научната конференция с международно участие "Хранителна наука, техника и технологии" Пловдив'2007 стр. 158-162.
3. Агонцев Е.,Р. Величкова, Неизотермични вертикални турбулентни течения. Математически модел на течението, Сборник с доклади на XIII – та научна конференция с международно участие на ЕМФ'2008, Созопол, стр. 35-40
4. Р.Величкова, Разпространение на вредности над огнището на пожара, Сборник с доклади на XV – та научна конференция с международно участие на ЕМФ'2010, Созопол, стр. 15-20
5. Р.Величкова, Интегрално изследване на неизотермична вертикална струя, Сборник с доклади на XV – та научна конференция с международно участие на ЕМФ'2010, Созопол, стр. 20-25

RESUME:

In the doctor's thesis is presented different models for non-isothermal two-phase turbulent vertical flow. A dissertation includes 5 chapters.

The basic equations for non-isothermal two-phase turbulent vertical flow are given in Chapter 2.

In chapter 3 is presented the integral method. It is made a mathematical model on base of integral method for investigation of non-isothermal two-phase turbulent vertical flow. The computational code is made. It is made numerical investigation of the influence of the initial conditions on the basic integral parameters.

In chapter 4 is made a numerical model for non-isothermal two-phase turbulent vertical flow and it is made a computational code for it. It is made a verification of the numerical results with the experimental data. It is made a compare between integral method and $k_g - k_p - \varepsilon$. A maximal miscount between two methods is lower than 5 %.

In chapter 5 is given the application of non-isothermal two-phase turbulent vertical flow for two cases: a mathematical model for single particle by the method of Lagrange. The second application is for non-isothermal two-phase turbulent vertical flow in confined spaces.