

Академія наук України
Інститут гідромеханіки

На правах рукопису

Наумов Володимир Аркадійович

УДК 532.529

ЛАМІНАРНІ ТА ТУРБУЛЕНТНІ ПОЛІДИСПЕРСНІ ДВОФАЗОВІ ПОТОКИ
З ВЗАЄМОДІЄЮ ЧАСТИНОК ТА МІЖФАЗОВИМ МАСОБМІНОМ

Спеціальність 01.02.05 - механіка,
рідин, газу і плазми

Автореферат

дисертації на здобуття вченого ступеня доктора технічних наук

Київ 1993

AB 27.756



00802913 (N)

Робота виконана у Київському державному технічному інституті
рибно-промисловості і господарства та Інституті проблем енерго-
збереження АН України

Науковий консультант: доктор технічних наук О.А. ШРАЇБЕР

Офіційні опоненти:

доктор технічних наук

С.І. КРИЛЬ

доктор технічних наук, професор

В.І. ТИМОШЕНКО

доктор фізико-математичних наук, професор

Ю.І. ШМАКОВ

Провідна організація:

Інститут технічної теплофізики АН України

Захист відбудеться " " вересня 1993 року на засіданні
спеціалізованої вченої ради Д 01.04.01 при Інституті гідроме-
ханіки АН України о год. в залі засідань вченої ради за
адресою:

252057 Київ 57, вул. Желябова, 8/4.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці інституту.

Автореферат розіслано " " 1993р.

Вчений секретар
спеціалізованої ради

к. ф. - м. н.

М. Ю. Константинов

М. Ю. Константинов

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність проблеми. Газові потоки, які несуть дисперсні тверді частинки або краплі, широко розповсюджені в природі /рух водяних крапель у хмарах і туманах, піщані і пилові бурі, розсіювання шкідливих домішок в атмосфері та ін./ і використовуються практично в усіх галузях техніки /системи газоочистки і пневмотранспорту, проточні хімічні реактори з завислими частинками, апарати для термічної і механічної обробки сипких матеріалів, розпилувальні сушарки і теплообмінники, різні енергетичні установки з двофазовим робочим тілом чи з газодисперсними теплоносіями і т.д./. Для розробки нових і удосконалення існуючих технологічних пристроїв, що зв'язані з течією двофазового середовища, необхідно детальне математичне моделювання фізико-хімічних процесів, які протікають в таких течіях. Теоретичному і експериментальному вивченню різних аспектів гідродинаміки і теплообміну двофазових потоків присвячені роботи багатьох дослідників. Разом з тим через виключну складність проблеми загальна теорія руху двофазових потоків далека від свого завершення. Багато актуальних питань гідродинаміки двофазових потоків вивчено недостатньо. Так, турбулентні двофазові течії досліджені в основному у найпростішому випадку: при монодисперсних твердих частинках без взаємодії і інших фізико-хімічних явищ. На практиці часто турбулентний рух двофазового потоку ускладнений коагуляцією і подрібленням частинок /крапель/, фазовими переходами і хімічними реакціями. В дослідженні таких потоків зроблені перші кроки. Важливо підкреслити неадитивність вказаних явищ, їх неможливо вивчати окремо через істотний взаємний вплив. У зв'язку з цим проблема побудови моделей турбулентних течій полідисперсного двофазового середовища з сильною взаємодією частинок, фазовими переходами і хіміч-

ними реакціями є дуже актуальною.

Мета роботи:

- створення засад теорії полідисперсного двофазового потоку з взаємодією крапель і міжфазовим масообміном;
- дослідження з її допомогою газодисперсних течій у струменях, пограничних шарах і каналах при взаємному впливі турбулентності, коагуляції і подрібнення частинок, фазових переходів і хімічних реакцій;
- розробка методів і програм розрахунку на ЕОМ турбулентних двофазових течій стосовно до пристроїв сучасної техніки.

Наукова новизна. В дисертаційній роботі

1. Розроблені основи теорії руху полідисперсного двофазового потоку з сильною взаємодією частинок, фазовими переходами і хімічними реакціями:
 - одержана система рівнянь турбулентних полідисперсних двофазових потоків з коагуляцією і подрібненням частинок, міжфазовим масообміном;
 - запропонована модель турбулентного переносу у зсувних течіях з сильною взаємодією частинок та міжфазовим масообміном, яка включає рівняння для других моментів пульсаційних швидкостей обох фаз.
2. Вперше у рамках гідродинамічного напрямку розв'язаний ряд задач про рух двофазового потоку в різноманітних умовах:
 - в газодисперсному турбулентному пограничному шарі /ГПШ/, в т.ч. в соплах Лаваля;
 - в газодисперсних турбулентних струменях /ГТС/ із змінним фракційним складом, взаємодією частинок, їх плавленням, випаровуванням і горінням;
 - в каналі з урахуванням дисперсії швидкостей частинок окремих

фракції;

- в газодисперсному ламінарному пограничному шарі /ГТШ/ з урахуванням підіймальних сил, що діють на частинки, їх випаровування, коагуляції і подрібнення, утворення рідкої плівки.

3. Одержані нові результати в дослідженні фізичних явид, що відносяться з окремою частинкою в потоці /удр частинки об шорстку стінку, рух краплі, що випаровується, дія сили Магнуса на частинку, що обертається, та ін./.

Практична цінність роботи полягає у визначенні основних закономірностей ламінарного і турбулентного руху, тепло- і масопереносу полідисперсного двофазового потоку при наявності коагуляції і подрібнення частинок, фазових переходів і хімічних реакцій. Розроблені математичні моделі і методи розрахунку можуть бути використані при проектуванні енергетичних установок і технологічних апаратів, в яких робочим тілом є полідисперсний двофазовий потік.

На основі дисертаційних досліджень були розроблені і впроваджені такі пакети прикладних програм:

1. Турбулентного високотемпературного струменя з частинками, які плавляться при газополум'яному нанесенні покриття - у Білоруському НВО порошкової металургії /м.Мінськ/;

2. ГТШ в каналах змінного перерізу - у Московському інституті теплотехніки.

3. Полідисперсної течії з коагуляцією і подрібненням крапель у порожнистому масообмінному сирубері - в НВО "Державний інститут прикладної хімії" /м.Санкт-Петербург/.

4. Високошвидкісного полідисперсного двофазового потоку у фурмі для подачі інертних газів і порошоків в розплав - на підприємствах концерну "Азовмаш", Маріупольському металургійному комбінаті ім. Ілліча.

Впроваджені програмні комплекси використовують ся при проектуванні виробів нової техніки, а також для удосконалення технологічних процесів.

Результати роботи можуть бути використані в вузах при вивченні механіки багатофазових середовищ.

Автор захищає,

1. Задачі теорії полідисперсного двофазового потоку з сильною взаємодією частинок і міжфазовим масообміном;
2. Комплекс математичних моделей і методів розрахунку різноманітних типів турбулентних газодисперсних течій з коагуляцією і подрібненням крапель, фазовими переходами і хімічними реакціями;
3. Результати розрахунків двофазового потоку в турбулентних струменях, пограничних шарах і каналах в умовах взаємного впливу протікаючих в них фізичних процесів.

Апробація роботи. Основні результати дисертаційної роботи доповідалися і обговорювалися на:

- I конференції по механіці Академії наук соц. країн. - Прага, 1987;
- II Міжнародному міжнародному форумі по тепломасообміну, 1992;
- УІ Всесоюзному з'їзді по теоретичній і прикладній механіці. - Москва, 1991;
- I і II Всесоюзних конференціях "Теплофізика і гідрогазодинаміка процесів кипіння і конденсації". - Рига, 1982, 1988;
- XIV, XV Всесоюзних конференціях питання фізики аеродисперсних систем". - Одеса, 1986, 1989;
- Всесоюзній конференції по кінетичній теорії розріджених і щільних газових сумішей та механіці неоднорідних середовищ. - Ленінград, 1987;

- III і IX Всесоюзних симпозіумах по горінню і вибуху. - Ташкент, 1986; Суздаль 1989;
- IV, V і VI Всесоюзних наукових нарадах по теоретичних і прикладних аспектах турбулентних течій. - Таллінн, 1982, 1985, 1989.

Публікації. Матеріали дисертації опубліковані в 57 друкованих працях /в т.ч. монографії, яка перекладена на англійську мову/

Структура і обсяг роботи. Дисертація викладена на 275 сторінках, містить 148 малюнків, список літератури з 222 найменувань, усього 348 сторінок. Робота складається із вступу, восьми розділів і закінчення.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовується актуальність проблеми, формулюється мета роботи, коротко описана її структура.

Розділи 1-3 об'єднані в частину I - Основи теорії. Перший розділ присвячено виведенню системи рівнянь турбулентної течії двофазового полідисперсного середовища з коагуляцією і подрібненням частинок. В підрозділі 1.1 приведено огляд методів побудування математичних моделей газодисперсних потоків; вагомий внесок у розвиток теорії таких течій внесли Бусройд, О.М. Крайко, С.І. Криль, Кроу, Карієр, В.П.Лунькін, Р.І.Нігматулін, Х.А.Рахматулін, Соу, В.В.Струминський, Трудел, М.А.Фужо, Ф.І.Франкль та ін. Аналізуються роботи Г.Л.Бабухи і О.А.Шрайбера, І.М.Васеніча із співавторами, Джілеспі, Марбла, Л.Е.Стерніна, А.П.Тіміна із співавторами та ін., що присвячені моделюванню течій із змінним фракційним складом дисперсної фази. Обґрунтовується доцільність гібридного підходу, який сполучає елементи гідродинамічного і статистичного опису еволюції стану дисперсної фази і дозволяє, на від-

міну від традиційних методів, коректно урахувувати відмінності параметрів /швидкостей, температур і т.д./ частинок даної фракції в залежності від їх передісторії.

В підрозділах 1.2 і 1.3 сформульовано кінетичне рівняння для полідисперсного ансамблю крапель з урахуванням міжфазового масообміну внаслідок хімічних реакцій або фазових переходів, і з його допомогою одержані гідродинамічні рівняння для актуальних значень параметрів стану s -й фракції. В підрозділі 1.4 до рівнянь двофазового полідисперсного потоку застосована процедура Рейнольдса і одержана система рівнянь турбулентної двофазової течії з коагуляцією і подрібненням частинок, міжфазовим масообміном

$$\frac{\partial \langle \rho_s \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot (\langle \rho_s \rangle \langle \vec{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \vec{V}_s' \rangle) = \langle J_s \rangle + \langle J_{gs} \rangle \quad (1)$$

$$\frac{\partial \langle \rho_g \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot (\langle \rho_g \rangle \langle \vec{V}_g \rangle + \langle \rho_g' \vec{V}_g' \rangle) = - \sum_{s=1}^N \langle J_{gs} \rangle \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho_s \rangle \langle \vec{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \vec{V}_s' \rangle) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot (\langle \rho_s \rangle \langle \vec{V}_s \rangle \times \langle \vec{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \vec{V}_s' \rangle \times \langle \vec{V}_s \rangle + \\ & + \langle \rho_s \rangle \langle \vec{V}_s' \vec{V}_s' \rangle + \langle \vec{V}_s \rangle \langle \rho_s' \vec{V}_s' \rangle + \langle \rho_s' \vec{V}_s' \vec{V}_s' \rangle + \langle \rho_s \rangle \langle O_s \rangle + \langle \rho_s' O_s' \rangle) = \\ & = \langle \rho_g \rangle \langle \vec{F}_s \rangle + \langle \rho_s' \vec{F}_s' \rangle + \langle \vec{I}_s \rangle + \langle J_{gs} \rangle \langle \vec{V}_{gs} \rangle + \langle J_{gs}' \vec{V}_{gs}' \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho_g \rangle \langle \vec{V}_g \rangle + \langle \rho_g' \vec{V}_g' \rangle) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot (\langle \rho_g \rangle \langle \vec{V}_g \rangle \times \langle \vec{V}_g \rangle + \langle \rho_g' \vec{V}_g' \rangle \times \langle \vec{V}_g \rangle + \\ & + \langle \rho_g \rangle \langle \vec{V}_g' \vec{V}_g' \rangle + \langle \vec{V}_g \rangle \langle \rho_g' \vec{V}_g' \rangle + \langle \rho_g' \vec{V}_g' \vec{V}_g' \rangle) = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial \langle \tau_g \rangle}{\partial \vec{r}} - \\ & - \sum_{s=1}^N (\langle \rho_s \rangle \langle \vec{F}_s \rangle + \langle \rho_s' \vec{F}_s' \rangle + \langle J_{gs} \rangle \langle \vec{V}_{gs} \rangle + \langle J_{gs}' \vec{V}_{gs}' \rangle) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_s \rangle \langle h_s \rangle + \langle \rho_s' h_s' \rangle + \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \langle \rho_s \rangle \langle h_s \rangle \langle \bar{V}_s \rangle + \langle \rho_s' h_s' \rangle \langle \bar{V}_s \rangle + \\
 & + \langle \rho_s \rangle \langle h_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle h_s \rangle \langle \rho_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \rho_s' h_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \rho_s \rangle \langle \bar{W}_s \rangle + \langle \rho_s' \bar{W}_s' \rangle = \\
 & = \langle \rho_s \rangle \langle Q_s \rangle + \langle \rho_s' Q_s' \rangle + \langle \Pi_s \rangle + \langle J_{gs} \rangle \langle h_{gs} \rangle + \langle J_{gs}' h_{gs}' \rangle + \\
 & + \frac{1}{2} \langle J_{gs} \rangle [\langle (\bar{V}_{gs}) \rangle - \langle \bar{V}_s \rangle]^2 + \langle (\bar{V}_{gs}' - \bar{V}_s')^2 \rangle + \frac{1}{2} \langle J_{gs} \rangle \langle (\bar{V}_{gs}' - \bar{V}_s')^2 \rangle + \\
 & + \langle J_{gs}' (\bar{V}_{gs}' - \bar{V}_s') \rangle \cdot (\langle \bar{V}_{gs} \rangle - \langle \bar{V}_s \rangle) \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_g \rangle \langle h_g \rangle + \langle \rho_g' h_g' \rangle + \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \langle \rho_g \rangle \langle h_g \rangle \langle \bar{V}_g \rangle + \langle \rho_g' h_g' \rangle \langle \bar{V}_g \rangle + \\
 & + \langle \rho_g \rangle \langle h_g' \bar{V}_g' \rangle + \langle h_g \rangle \langle \rho_g' \bar{V}_g' \rangle + \langle \rho_g' h_g' \bar{V}_g' \rangle = \sum_{s=1}^N [\langle \rho_s \rangle \langle \bar{F}_s \rangle \cdot (\langle \bar{V}_g \rangle - \\
 & - \langle \bar{V}_s \rangle) + \langle \rho_s' \bar{F}_s' \rangle \cdot (\langle \bar{V}_g \rangle - \langle \bar{V}_s \rangle) + \langle \rho_s \rangle \langle \bar{F}_s' \rangle \cdot (\bar{V}_g' - \bar{V}_s') + \langle \bar{F}_s \rangle \cdot \langle \rho_s' (\bar{V}_g' - \bar{V}_s') \rangle + \\
 & + \langle \rho_s' \bar{F}_s' \rangle \cdot (\bar{V}_g' - \bar{V}_s') - \langle \rho_s \rangle \langle Q_s \rangle - \langle \rho_s' Q_s' \rangle] + \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} - \frac{\partial \langle \rho_s \rangle}{\partial \bar{t}} + \\
 & + (\langle \bar{V}_g \rangle \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{t}}) \langle \rho \rangle + (\bar{V}_g' \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{t}}) \rho' + \langle \tau_g \rangle \cdot \nabla \langle \bar{V}_g \rangle + \langle \tau_g' \rangle \cdot \nabla \bar{V}_g' - \\
 & - \sum_{s=1}^N \{ \langle J_{gs} \rangle \langle h_{gs} \rangle + \langle J_{gs}' h_{gs}' \rangle + \frac{1}{2} \langle J_{gs} \rangle [\langle (\bar{V}_{gs}) \rangle - \langle \bar{V}_g \rangle]^2 + \langle (\bar{V}_{gs}' - \\
 & - \bar{V}_g')^2 \rangle + \frac{1}{2} \langle J_{gs}' (\bar{V}_{gs}' - \bar{V}_g')^2 \rangle + \langle J_{gs}' (\bar{V}_{gs}' - \bar{V}_g') \rangle \cdot (\langle \bar{V}_{gs} \rangle - \langle \bar{V}_g \rangle) \} \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_g \rangle \langle b_{\ell} \rangle + \langle \rho_g' b_{\ell}' \rangle + \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \langle \rho_g \rangle \langle b_{\ell} \rangle \langle \bar{V}_g \rangle + \langle \rho_g' b_{\ell}' \rangle \langle \bar{V}_g \rangle + \\
 & + \langle \rho_g \rangle \langle b_{\ell}' \bar{V}_g' \rangle + \langle b_{\ell} \rangle \langle \rho_g' \bar{V}_g' \rangle + \langle \rho_g' b_{\ell}' \bar{V}_g' \rangle = - \frac{\partial \langle q \rangle}{\partial \bar{t}} - \sum_{s=1}^N \langle J_{\ell s} \rangle \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho_s \rangle \langle \bar{L}_s \rangle + \langle \rho_s' \bar{L}_s' \rangle + \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \langle \rho_s \rangle \langle \bar{L}_s \rangle \langle \bar{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \bar{L}_s' \rangle \langle \bar{V}_s \rangle + \\
 & + \langle \rho_s \rangle \langle \bar{L}_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \bar{L}_s \rangle \langle \rho_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \rho_s' \bar{L}_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \rho_s \rangle \langle C_s \rangle + \langle \rho_s' C_s' \rangle =
 \end{aligned}$$

$$= \langle \rho_s \rangle \langle \bar{M}_s \rangle + \langle \rho_s' \bar{M}_s' \rangle + \langle \bar{B}_s \rangle + \langle J_{gs} \rangle + \langle \bar{L}_{gs} \rangle + \langle J_{gs}' \bar{L}_{gs}' \rangle \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho_s \rangle \langle \delta_s \rangle + \langle \rho_s' \delta_s' \rangle) + \frac{\partial}{\partial \tau} (\langle \rho_s \rangle \times \delta_s \langle \bar{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \delta_s' \rangle \langle \bar{V}_s \rangle + \langle \rho_s \rangle \langle \delta_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \delta_s \rangle \langle \rho_s' \bar{V}_s' \rangle + \langle \rho_s' \delta_s' \bar{V}_s' \rangle) = \langle \delta_s \rangle (1/3 \langle J_s^{(4)} \rangle + 4/3 \langle J_{gs} \rangle + \langle J_s \rangle) + \langle \delta_s' (1/3 J_s^{(4)} + 4/3 J_{gs} + J_s) \rangle \quad (9)$$

$$\langle \rho \rangle = \rho_g^0 R_{\text{ун}} \langle T_g \rangle \sum_{\ell=1}^n \langle \nu_{\ell} \rangle / M_{\ell}, \quad \sum_{\ell=1}^n \langle J_{\ell s} \rangle = \langle J_{gs} \rangle \quad (10)$$

де \bar{V} - швидкість; h - ентальпія; \bar{L} - кінетичний момент; t - час; τ - радіус-вектор; T - температура; ρ - тиск; ρ, ρ^0 - розподілена і дійсна густина; δ - діаметр частинок; індекс g відноситься до параметрів газу, s - s -ї фракції дисперсної фази; \bar{F} - сила міжфазової взаємодії, віднесена до маси частинки; Q - інтенсивність міжфазового теплообміну; \bar{M} - момент опору несучого середовища; $J_s, \bar{I}_s, \Pi_s, \bar{B}_s$ - члени, що зумовлені коагуляцією і подрібненням частинок при їх взаємодії; J_{gs} - міжфазовим масообміном; $J_s^{(i)}$ - частинка J_s , зв'язана зі зміною діаметра крапель δ_s при їх взаємодії з дрібними краплями; $J_{\ell s}$ - інтенсивність переходу маси з ℓ -ї компоненти газу з масовою долею ν_{ℓ} в s -у фракцію частинок; $\bar{V}_{gs}, h_{gs}, \bar{L}_{gs}$ - швидкість, ентальпія, кінетичний момент маси, яка здійснює фазовий перехід $g \rightarrow s$; $R_{\text{ун}}$ - універсальна газова стала; M_{ℓ} - молекулярна маса ℓ -ї компоненти газової фази; $\ell = 1, 2, \dots, n$; $\bar{q}_s, \bar{q}_{\ell}$ - вектори теплового потоку в газі і потоку маси ℓ -ї компоненти; кутові дужки $\langle \rangle$ означають осереднення по часу, $'$ - пульсаційна складова. Через те, що об'ємна доля дисперсної домішки \mathcal{L}_p мала, тензор дотичних напружень в несучому середовищі τ_g визначається як в чистому га-

зі.

Середнені рівняння руху двофазового потоку, окрім кореляцій, які описують турбулентний перенос маси, імпульсу, тепла в течії $\langle \rho_s' \vec{V}_s' \rangle$, $\langle h_s' \vec{V}_s' \rangle$, $\langle \vec{V}_g' \vec{V}_g' \rangle$ та ін., містять кореляції, що зумовлені відхиленнями швидкостей, ентальпій, кінетичних моментів дисперсії частинок від середніх \sqrt{s} -ї фракції /ці відхилення позначаються " / $\overline{U_s} = \overline{V_s'' V_s''}$, $\overline{W_s} = \overline{h_s'' V_s''}$, $\overline{C_s} = \overline{L_s'' V_s''}$, де верхня риска означає осереднення по частинках даної фракції. Кореляція $\overline{U_s}$ зумовлена різними швидкостями частинок даної фракції у певній точці простору через різну передісторію. Кореляції вигляду $\langle \vec{V}_s' \vec{V}' \rangle$ зумовлені відхиленням в певній точці потоку миттєвого значення, в даному разі швидкості дисперсної фази, від осередненого по часу. Якщо припустити, що всі частинки s -ї фракції мають в даній точці однакові швидкості, то $\overline{U_s} = 0$, а $\langle \vec{V}_s' \vec{V}' \rangle \neq 0$, тому що причина появи останньої кореляції - в турбулентному характері потоку. В ламінарній течії $\langle \vec{V}_s' \vec{V}' \rangle = 0$, а $\overline{U_s} \neq 0$.

Другий розділ присвячено основним фізико-хімічним процесам, що відбуваються з частинкою /краплею/ в потоці газу. В підрозділі 2.1 наведені рівняння для сил, які діють на частинку: аеродинамічного опору, термофорезу, підймальних сил Саффмена і Магнуса. Представлені результати дослідів по визначенню коефіцієнту C_M у формулі Рубінова-Кіллера для сили Магнуса

$$P_M = 1/8 C_M \rho_g^0 \delta^3 [\vec{\Omega}_R \times \vec{V}_R], \quad \vec{V}_R = \vec{V}_g - \vec{V}_p, \quad \vec{\Omega}_R = \vec{\Omega}_g - \Omega_p \quad (11)$$

де $\vec{\Omega}_p, \vec{\Omega}_g$ - вектори кутової швидкості частинки і елементу газу, який її оточує, відповідно /при $Re_\omega = |\vec{\Omega}_R| \delta^2 / \nu \rightarrow 0, Re_p = |\vec{V}_R| \delta / \nu \rightarrow 0$ $C_M = 5$ /). На лабораторній установці вимірювалося відхилення кульки яка падала при різних початкових кутових швидкостях. У результаті

обробки дослідних даних сумісно з даними інших авторів виведена формула:

$$C_{m/\kappa} = \begin{cases} 1; & \text{при } Re_{\omega} < 100 \\ 6,05/Re_{\omega}^{0,39}; & \text{при } 100 \leq Re_{\omega} \leq 3,6 \cdot 10^4 \end{cases} \quad (12)$$

У тому ж підрозділі обчислена величина реактивної сили, що діє на сферичну краплю, яка випаровується у неоднорідному ламінарному потоці власного пару з лінійним профілем температури /на зовнішній границі шару $T_g = T_{кип}$ / і яка досягла температури кипіння $T_{кип}$

$$P^{ze} = \frac{\pi \delta^3}{3 \rho_n^0 a} \left(\frac{\alpha}{1\alpha} \right)^2 (T_w - T_{кип})^2 (1 - \gamma/\alpha) \quad (13)$$

де γ - відстань від стінки, α - коефіцієнт тепловіддачі поверхні краплі, T_w - температура стінки, a - товщина пристінного шару, ℓ^{α} - прихована теплота пароутворення, ρ_n^0 - густина пару біля поверхні краплі.

В підрозділі 2.2 наведені рівняння для інтенсивності тепло-і масообміну частинки в потоці газу, в т.ч. при випаровуванні і гетерогенному горінні.

Взаємодія частинок /крапель/ з твердою поверхнею і між собою розглянуто в підрозділі 2.3. На основі порівняння результатів розрахунків з дослідними даними за допомогою наочного графічного методу Рауса показано, що при ударі сферичної частинки об шорстку стінку з невеликою швидкістю на протязі всього часу взаємодії виконується закон тертя Кулона. При великих швидкостях, несферичнос-

ті частинок, немалих розмірах нерівностей поверхні слід користуватися гіпотезою про постійність /для деяких матеріалів частинок і стінки / відношення тангенціальних швидкостей точки дотикнення E після U_E^* і до удару U_E , $k_{\tau} \equiv U_E^* / U_E = const$. Розроблена блок-схема для визначення кінематичних характеристик несферичних частинок після удару об шоротку стінку. У тому ж підрозділі наведені формули для визначення кінематичних параметрів взаємодійних частинок /крапель/.

Підрозділ 2.4 містить рішення двох задач у наближенні одиначної частинки: 1/ частинка у порожнині що обертається; 2/ частинка у шарі Куетта, винесена з поверхні. На рис. 1. представлені залежності безрозмірного часу досягання частинкою зовнішньої стінки порожнини $\tilde{t}_* = t_* \Omega / \Omega$ - кутова швидкість обертання порожнини / від віддалі до осі $\kappa_0 = R_0 / R$ / R - радіус порожнини / у момент $t = 0$ для різних $Stk_{\Omega} = \delta^2 \Omega / (18 \nu \lambda_{\rho})$, $\lambda_{\rho} = \rho_g^0 / \rho_p^0$. Величина \tilde{t}_* швидко падає при збільшенні κ_0 . Аналітично і чисельно досліджені можливості нехтування окремими силами, які діють на частинку у порожнині, що обертається. Для шару Куетта встановлені умови, при яких винесена з твердої поверхні частинка не вертається на стінку.

Третій розділ присвячено розробці моделі турбулентності для зсувних двофазових течій з міжфазовим масообміном, коагуляцією і подрібненням частинок. У підрозділі 3.1 наведено огляд методів моделювання турбулентного переносу у газодисперсних потоках. Відмічається внесок у їх розвиток Г.Н.Абрамовича і Т.О.Гіршович, Ю.О.Буевича, Л.В.Гавіна, З.Р.Горбіса, Л.І.Зайчика, М.К.Лаатса, Ел.Хобаші, Хінце та ін.. У роботах вказаних авторів розглядається фактично монодисперсна домішка, взаємодія частинок відсутня. У небагатьох

роботах, присвячених створенню моделей турбулентних течій двофазового потоку з коагуляцією і подрібненням крапель /Д.В.Зуев і І.О. Гелешинський, С.В.Медведєв/, використовується спрощена схема утворення осколків, параметри взаємодії крапель визначаються по поздовжніх осереднених швидкостях фаз, кореляції, що зв'язані з коагуляцією, не враховуються, відсутній міжфазовий масообмін.

У роботах Л.І.Зайчика із співавторами і Л.В.Кондратьєва доведено, що для коректного опису турбулентних потоків маси імпульсу і тепла дисперсної фази в істотно неоднорідних потоках /наприклад, біля стінки/ необхідно використовувати рівняння переносу других моментів не тільки газу, але і частинок. В підрозділі 3.2 одержані диференціальні рівняння для других моментів пульсаційних швидкостей обох фаз. Рівняння для турбулентної енергії газу k і квадрату пульсаційної поперечної швидкості дисперсної фази $\langle \overline{V_s}'^2 \rangle$, мають вигляд

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \sum_j \langle V_{gj} \rangle \frac{\partial k}{\partial X_j} = \sum_j \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\nu \frac{\partial k}{\partial X_j} - \langle V_{gj}' \left(\sum_i V_{gi}'^2 / 2 + \frac{P'}{\rho_g} \right) \right] - \sum_{i,j} \langle V_{gi}' V_{gj}' \rangle \frac{\partial \langle V_{gi}' \rangle}{\partial X_j} + G_k - E - E_p - E_j, E = \nu \sum_{i,j} \langle \frac{\partial V_{gi}'}{\partial X_j} \frac{\partial V_{gj}'}{\partial X_j} \rangle \quad (14)$$

$$\langle \rho_g \rangle E_p = \sum_{s,i} \left[\langle \rho_s' V_{gi}' F_{si}' \rangle + \langle \rho_s \rangle \langle F_{si}' V_{gi}' \rangle + \langle \rho_s' V_{gi}' \rangle \langle F_{si}' \rangle \right] \quad (15)$$

$$\langle \rho_g \rangle E_j = \sum_{s,i} \left[\langle V_{gi}' J_{gs}' (V_{gzi}' - V_{gi}') \rangle + \langle J_{gs}' \rangle \langle V_{gi}' (V_{gzi}' - V_{gi}') \rangle + \langle V_{gi}' J_{gs}' \rangle \langle V_{gzi}' - V_{gi}' \rangle \right] \quad (16)$$

$$\langle \rho_s \rangle \left[\frac{\partial \langle V_s'^2 \rangle}{\partial t} + \sum_j \left(\langle V_{sj}' \frac{\partial V_s'^2}{\partial X_j} \rangle + 2 \langle V_s' V_{sj}' \rangle \frac{\partial \langle V_s \rangle}{\partial X_j} + \langle V_{sj}' \rangle \frac{\partial \langle V_s'^2 \rangle}{\partial X_j} \right) \right]$$

$$+ \langle \rho'_s \frac{\partial V'_s{}^2}{\partial t} \rangle + 2 \langle \rho'_s V'_s \rangle \frac{\partial \langle V_s \rangle}{\partial t} + \sum_j \left[\langle \rho'_s V'_{sj} \frac{\partial V'_s{}^2}{\partial X_j} \rangle + 2 \langle V_{sj} \rangle \langle \rho'_s V'_s \rangle \frac{\partial \langle V_s \rangle}{\partial X_j} + \langle \rho'_s \frac{\partial V'_s{}^2}{\partial X_j} \rangle \right] = \Psi_F + \Psi_\Phi + \Psi_J \quad (14)$$

$$\Psi_F = 2 \left(\langle \rho'_s \rangle \langle V'_s F'_{sy} \rangle + \langle \rho'_s V'_s \rangle \langle F'_{sy} \rangle + \langle \rho'_s V'_s F'_{sy} \rangle \right) \quad (18)$$

$$\Psi_\Phi = 2 \left(\langle I'_{sy} V'_s \rangle - \langle J'_s V'_s \rangle \langle V_s \rangle - \langle J_s \rangle \langle V'_s{}^2 \rangle - \langle J'_s V'_s{}^2 \rangle \right) \quad (19)$$

$$\Psi_J = 2 \left(\langle I'_{gsy} V'_s \rangle - \langle J'_{gs} V'_s \rangle \langle V_s \rangle - \langle J_{gs} \rangle \langle V'_s{}^2 \rangle - \langle J'_{gs} V'_s{}^2 \rangle \right) \quad (20)$$

Рівняння /14/, /17/ відрізняються від аналогічних рівнянь, одержаних іншими авторами, врахуванням міжфазового масообміну /доданки ϵ_J, Ψ_J /, коагуляції і подрібнення крапель /член Ψ_F /
Доданки ϵ_ρ, Ψ_F зумовлені міжфазовою силою, G_k - генерацією турбулентності у сліді за частинкою. Одержано також рівняння для ϵ .

Представлення інших кореляцій у рівняннях /1/ - /9/ розглянуто в підрозділі 3.3. Нехтуючи в диференціальних рівняннях для кореляцій $\langle U'_s V'_s \rangle, \langle h'_s V'_s \rangle$ конвективними і дифузійними членами, одержані рівняння

$$\langle U'_s V'_s \rangle = -\nu_{si} \partial \langle U_s \rangle / \partial X_i + \Psi_s \langle U'_g V'_g \rangle \quad (21)$$

$$\nu_{st} = \frac{\langle V_s'^2 \rangle}{\gamma_{sx} + \gamma_{sy}}, \quad \psi_s = \frac{\gamma_{sx} \gamma_{sy}}{\gamma_{sx} + \gamma_{sy}} \left(\frac{1}{\gamma_{sx} + \varphi_{xy}} + \frac{1}{\gamma_{sy} + \varphi_{xy}} \right) \quad (22)$$

$$\langle h'_s V'_s \rangle = -\lambda_{st} / (\langle \rho_s \rangle C_p) \partial \langle h_s \rangle / \partial Y + \psi_s^T \langle h'_g V'_g \rangle \quad (23)$$

$$\frac{\lambda_{st}}{\langle \rho_s \rangle C_p} = \frac{\langle V_s'^2 \rangle}{\gamma_{st} + \gamma_{sy}}, \quad \psi_s^T = \frac{\gamma_{st} \gamma_{sy}}{\gamma_{st} + \gamma_{sy}} \left(\frac{C_p / C_g}{\gamma_{st} + \varphi_T} + \frac{1}{\gamma_{sy} + \varphi_T} \right) \quad (24)$$

$$\gamma_{sx} = \gamma_s + \gamma_{s0}, \quad \gamma_{sy} = \gamma_s, \quad \gamma_s = \beta_s (1 + a_1 Re_s^*{}^{1/2} + a_2 Re_s^*),$$

$$a_1 = 0,149, \quad a_2 = 0,013; \quad \gamma_{s0} = \beta_s (0,5a_1 Re_s^*{}^{1/2} + a_2 Re_s^*),$$

$$Re_s^* = |\langle \vec{V}_{R_s} \rangle| \delta_s / \nu$$

де ν_{st} , λ_{st} - коефіцієнти турбулентної в'язкості і теплопровідності дисперсної фази; C_g , C_p - теплоємності газу при постійному тиску і матеріалу частинок; φ_{xy} , φ_T - показники загасання кореляцій параметрів газу вздовж траєкторій руху частинки; γ_{st} - величина зворотня до часу теплової релаксації частинки s -ї фракції; $\beta_s = 18 \nu \lambda_p / \delta_s^2$.

Формули /21/, /23/ узагальнюють гіпотези, які раніше використовувались іншими авторами. Перший доданок в /21/ залежить не

тільки від профілю осередненої швидкості дисперсної фази у даній точці, але й від передісторії, оскільки ν_{st} / а також λ_{st} і коефіцієнт турбулентної дифузії частинок D_{st} / залежить від квадрата пульсаційної швидкості частинок, а $\langle V_s'^2 \rangle$ знаходиться з диференціального рівняння /17/. У зв'язку з цим указані формули можуть бути використані і при моделюванні неоднорідних турбулентних потоків в т.ч. пристінних течій двофазових сумішей. Другий доданок обумовлений локальними явищами. Для неінерційних частинок $\chi_{sx} = \chi_{sy} = \beta_s \rightarrow \infty$, $\psi_s \rightarrow 1$, $\nu_{st} \rightarrow 0$, тоді $\langle U_s' V_s' \rangle \rightarrow \langle U_g' V_g' \rangle$. Для інерційних частинок $\chi_{sx}, \chi_{sy} \rightarrow 0$, $\psi_s \rightarrow 0$; коефіцієнт ν_{st} визначається відношенням двох малих величин $\langle V_s'^2 \rangle$ та $(\chi_{sx} + \chi_{sy})$, тому він може бути скінченим.

Показано, що коефіцієнт турбулентної в'язності газу ν_t у рівняннях

$$-\langle U_g' V_g' \rangle = \nu_t \partial \langle U_g \rangle / \partial Y, \quad -\langle h_g' V_g' \rangle = \nu_t / Pr_t \partial \langle h_g \rangle / \partial Y \quad (25)$$

доцільно обчислювати за гіпотезов М.І.Акатнова, згідно з якою для $1/k - \epsilon$ / і k моделей турбулентності можна, відповідно, записати

$$\nu_t = C_\mu k^2 / (\epsilon + \epsilon_p) \quad (26)$$

$$\nu_t = C_\mu k^{1/2} l_t / (1 - \epsilon_p l_t / k^{3/2}) \quad (27)$$

Формула /27/ випливає з /26/, якщо покласти $\epsilon = C_D k^3 / l_t$, $C_D = 1$, l_t - макромасштаб турбулентності, C_μ , C_D - емпіричні константи. Формули /26/, /27/ відрізняються від звичайно використовуваних $\nu_{t2}^0 =$

$= C_{\mu} k^e / \varepsilon$, $\nu_{t1}^{\circ} = C_{\mu} \ell_t k^{1/2}$ тим, що враховується не тільки дисипація турбулентної енергії під дією в'язких напружень ε , але й дисипація за рахунок сили міжфазової взаємодії ε_p . На рис. 2 представлені розраховані у турбулентному струмені профілі $\nu_t^{\circ} = \nu_t^{\circ} / (U_{gz} d)$ / кризі: 2 - ν_{t1}° ; 3 - ν_t° за формулою /27// і дослідні точки 1 / Флекхауз та ін., 1987/ при $X/d = 20$, U_{gz} - швидкість газу на осі струменя на зрізі труби діаметром d . Видно, що результат розрахунку за формулою /27/ краще відповідає експериментальним даним.

В підрозділі 3.4 для різних умов розраховані осереднені по часу інтенсивності міжфазового масообміну і досліджений його вплив на пульсації швидкості обох фаз. На рис. 3 як приклад наведена залежність $\varepsilon_{\Sigma} = \varepsilon_p + \varepsilon_j$ ($\tilde{\varepsilon}_{\Sigma} = 0,5 \varepsilon_{\Sigma} \tau_E / k$, $\tau_E = 1 / \varphi_{xy}$) в рівнянні /14/ від відносної інерційності монодисперсних крапель при їх випаровуванні в ізобаричному турбулентному однорідному потоці газу; $\beta_L = 2/3$, $\alpha \equiv \langle \rho_p \rangle / \langle \rho_g \rangle = 1$, $B = C_p (T_g - T_*) / \ell^u$, T_* - рівноважна температура випаровування при даному тиску; C_p - теплоємність пару. При $\beta \tau_E \rightarrow 0$ дуже інерційні краплі не відгукуються на пульсації швидкості газу, тому $\varepsilon_{\Sigma} \rightarrow 0$. При $\beta \tau_E \rightarrow \infty$ пульсаційна енергія дисперсної фази така ж, як несучої, знову $\varepsilon_{\Sigma} \rightarrow 0$. У цих граничних випадках вплив дисперсної фази, в т. ч. і масообміну, на турбулентну енергію несучого середовища можна не враховувати. При проміжних значеннях $\beta \tau_E$ більші значення B призведуть до збільшення ε_{Σ} за рахунок зростання інтенсивності переходу слабо турбулентної маси дисперсної фази в несучу. При цьому рівень k знижується.

В підрозділі 3.5 знайдені осереднені по часу інтенсивності тепломасообміну і обміну імпульсом при коагуляції і подрібненні

крапель. Наприклад, складова J_s зв'язана із зміною діаметра крапель δ_s при їх взаємодії з меншими краплями, визначається

$$\langle J_s^{(1)} \rangle = 3 \langle \rho_s \rangle / (2 \rho_p^0 \delta_s^3) \sum_{z=1}^{s-1} K_{zs}^0 \bar{C}_{zs}^0 \langle \rho_s \rangle (1 + Na_{zs}) \quad (28)$$

$$K_{zs}^0 = (\delta_z + \delta_s)^2 \mathcal{J}_{zs} V_{zs}, \quad V_{zs} \equiv |V_z - V_s| \quad (29)$$

$$Na_{zs} = (\langle \rho_s \rangle \langle \rho_z' \bar{V}_z' \rangle - \langle \rho_z \rangle \langle \rho_s' \bar{V}_s' \rangle) \cdot \langle \bar{V}_{zs} \rangle / (V_{zs}^2 \langle \rho_z \rangle \langle \rho_s \rangle) \quad (30)$$

де \mathcal{J}_{zs} - коефіцієнт осадження малих частинок на великих; \bar{C}_{zs}^0 - відношення зміни маси мішені розміром δ_s до загальної маси снарядів розміром δ_z ($\delta_s > \delta_z$), які з нею зіткнулися. Проведений аналіз показав, що в течіях типу пограничного шару $Na_{zs} \ll 1$;

величини J_s, Π_s, \bar{I}_s можна обчислювати по осереднених значеннях параметрів /підставляючи у формулу для \bar{I}_s швидкості $\langle \bar{V}_s \rangle^* = \langle \bar{V}_s \rangle + \langle \rho_s' \bar{V}_s' \rangle / \langle \rho_s \rangle$.

Одержано вираз для величини $\Psi_{\bar{\Phi}}$, яка характеризує зміну $\langle V_s'^2 \rangle$ при взаємодії крапель /див. рівняння /17//; у випадку повної коагуляції він має такий вигляд

$$\Psi_{\bar{\Phi}} / \langle \rho_s \rangle = 3 / (\rho_p^0 \delta_s^3) \sum_{z=1}^{s-1} K_{zs} \langle \rho_z \rangle (\langle V_z' V_s' \rangle - \langle V_s'^2 \rangle) \quad (31)$$

На рис. 4 показано залежність відношення $\Psi = \Psi_{\bar{\Phi}} / \Psi_F$ від числа Рейнольдса $Re_{zs} = V_{zs} \delta_s / \nu$ при $\langle \rho_z \rangle / \langle \rho_s \rangle = 0,125$ і різних $\tilde{\delta}_{zs} = \delta_z / \delta_s$. Видно, що при реальних для турбулентних потоків значеннях параметрів величини $\Psi_{\bar{\Phi}}$ і Ψ_F одного порядку. Наприклад, $Re_{zs} = 20$ у повітрі при $\delta_s = 150$ мкм і $V_{zs} = 2$ м/с. При збільшенні Re_{zs} і зменшенні $\tilde{\delta}_{zs}$ величина $\Psi_{\bar{\Phi}}$

зростає через посилення інтенсивності взаємодії крапель і коагуляції. При $Re_{rs} \rightarrow 0$, $\delta_{rs} \rightarrow 1$ взаємодія відсутня, $\Psi_{\phi} \rightarrow 0$.

Розділи 4-8 складають частину II - Прикладні задачі. Четвертий розділ присвячено високошвидкісним двофазним турбулентним течіям з твердим полідисперсним матеріалом у каналі. В підрозділі 4.1 в однісмірному чисто гідродинамічному наближенні одержана система рівнянь вказаної течії без міжфазового масообміну, коагуляції і подрібнення частинок. Аналіз граничних умов на стінці до рівняння збереження імпульсу дисперсної фази для турбулентної течії в трубі дозволив обчислити величину коефіцієнта тертя /коефіцієнта гідравлічних витрат твердої домішки/. На рис.5 показано, що результати розрахунку двофазової течії в каналі за такою однісмірною моделлю добре узгоджуються з дослідними точками /Вебер, 1986/.

В підрозділі 4.2 запропоновано метод розрахунку високошвидкісної течії полідисперсного двофазового середовища в каналі при нестационарному теплопідводі через стінки. Для врахування теплопідводу до двофазового потоку разом з системою рівнянь, які описують його течію, розв'язують рівняння теплопровідності циліндричного каналу. На основі методу стрільби розроблено алгоритм, що дозволяє проводити розрахунки і при дозвуковому витіканні потоку з труби, і при звуковому. В підрозділі 4.3 проведені розрахунки двофазового потоку стосовно до продувки на металургійних виробництвах інертних газів і порошків через фурму. Такий процес - невід'ємний елемент нових методів одержання високоякісних сталей. Фурма являє собою трубу в захисній футеровці, яка опущена у розплавлений метал.

На рис. 6, 7 представлені результати розрахунків при довжині

фурми $H = 4$ м, внутрішньому діаметрі $d = 20$ мм, довжині частини фурми в розплаві 3,5 м, протитиску 3,57 ат. На рис. 6 показана зміна тиску вздовж каналу при різних об'ємних витратах газу G_g і порошку α_p - відношення масових витрат дисперсної і несучої фаз/. Видно, що при незмінному G_g і зростаючій α_p треба збільшити p_0 /криві 3, 4/. На рис. 7 при $G_g = 0,155$ м³/с, $\alpha_p = 2$ представлено зміну швидкостей газу /нульова крива/ і різних фракцій частинок вздовж каналу. Штрихова лінія - результат розрахунку швидкості без урахування співударяння частинок.

Розрахунки показали, що на металургійних комбінатах через неправильний підхід до конструювання фурм для продувки розплаву в ковшах від 50 до 95% енергії стислого газу втрачається в регулюючих пристроях. При зменшенні діаметра фурми і збільшенні температури її стінки втрати енергії стислого газу зменшуються, вона витрачається в основному на збільшення імпульсу струменя, що важливо для перемішування розплаву, розсередження газу і порошку в об'ємі металу.

П'ятий розділ присвячено дослідженню полідисперсних газокраплинних течій в каналі. В підрозділі 5.1 проведено чисельне дослідження полідисперсної газокраплинної течії з коагуляцією і подібленням за допомогою системи рівнянь, яка одержана в чисто гідродинамічному одномірному наближенні. При цьому враховується подіблення крапель не тільки при їх взаємодії, але й газодинамічне.

В підрозділі 5.2 для опису руху дисперсної фази записана система рівнянь, яка впливає з $1/10$ в одномірному ізотермічному наближенні і враховує різницю швидкостей крапель, які належать до однієї фракції

$$\frac{d}{dX} (\rho_s \bar{U}_s) = J_2, \quad \frac{d}{dX} (\rho_s \bar{U}_s \delta_s) = \delta_s (1/3 J_3^{(4)} + J_3) \quad (32)$$

$$\frac{d}{dX} [\rho_s (\bar{U}_s^2 + \sigma_s^2)] = \rho_s (U_g - \bar{U}_s) / \tau_s + I_s + \rho_s g_x \quad (33)$$

$$\frac{d}{dX} (\rho_s \bar{U}_s \sigma_s^2) = -2 \sigma_s^2 \rho_s (1/\tau_s + \frac{d\bar{U}_s}{dX}) + D_s \quad (34)$$

де $\sigma_s^2 = \overline{U_s''^2}$ - дисперсія швидкості s -ї фракції, τ_s - час динамічної релаксації частинок s -ї фракції, g_x - проекція прискорення вільного падіння на вісь каналу X , D_s - інтенсивність зміни величини $\rho_s \sigma_s^2$ внаслідок коагуляції і подрібнення крапель.

Одержано вираз для D_s ; наприклад, складова, зв'язана з поповненням s -ї фракції осколками має такий вигляд:

$$D_s^{(3)} = \frac{3}{2\rho_p} \sum_{z=s+1}^N \frac{\rho_z}{\delta_z^3} \sum_{q=1}^{z-1} \rho_q K_{qz} + (1 - \Phi_{qz}) \alpha_{qzs} [\sigma_{qzs}^2 + (\bar{U}_{qzs} - \bar{U}_s)^2] \quad (35)$$

де \bar{U}_{qzs} , σ_{qzs}^2 - середня швидкість і дисперсія швидкості осколків розміром δ_s при взаємодії q -снарядів і z -мішеней. Із /35/ видно, що $D_s^{(3)}$ залежить не тільки від дисперсії швидкостей, але й від квадрату різниці середніх швидкостей. Проведено аналіз залежності інтенсивності взаємодії частинок однієї фракції, що

мають різні швидкості, від різних факторів.

На рис. 8-10 представлені результати розрахунків низхідної водоповітряної течії у вертикальному каналі при таких значеннях параметрів у верхньому перерізі: $U_{s0} = 1$ м/с, $\sigma_{s0} = 0$, $U_{g0} = 5$ м/с, витрата води - $7 \text{ м}^3/\text{м}^2 \text{ год.}$. Початковий фракційний склад крапель: 1 - $\delta_s = 50$ мкм, 2 - 100, 3 - 200, 4 - 400, 5 - 800, 6 - 1500. Номери кривих на рисунках відповідають номерам фракцій.

Чисельне дослідження показало, що величина σ_s^2 обумовлюється в основному генерацією $D_s^{(3)}$ за рахунок осколків, які приходять в s -у фракцію, і дисипативним членом, зв'язаним силою міжфазової взаємодії ($Z_s = 2 \rho_s \sigma_s^2 / \tau_s$) в рівнянні /34/. Інтенси́вність утворення крупних осколків /у даному розрахунку $\delta_s \geq 0,8$ мкм/ мала, тому - в грубих фракціях σ_s^2 близька до нуля. Разом з тим кількість осколків, які поступають в дрібні фракції, велика, тому σ_s^2 помітно збільшується по X . А для самих малих частинок суттєву роль у рівнянні /34/ відіграє дисипативний член Z_s . Через це на рис. 8 крива 1 проходить нижче кривої 2. Згідно з рис. 8 величина σ_s дрібних фракцій не тільки має такий же порядок, що і середня швидкість, але й може перевищувати її в 2 рази.

На рис. 9, 10 штрихові криві - результати розрахунку в цьому гідродинамічному наближенні / $\sigma_s \equiv 0$ /. Як видно з рис. 9, швидкість 6-ї фракції під дією сили тяжіння збільшується вниз по колоні. Сила аеродинамічного опору, що діє з боку зустрічного потоку газу на маленькі краплі, значно більша, тому на початковій ділянці їх швидкості падають /лінії 2-4/, концентрації - збільшуються /рис. 10/. В міру збільшення різниці швидкостей фракцій починає виявлятися взаємодія крапель. Спочатку переважає процес осадження

дрібних крапель на крупних, відповідно з цим концентрації дрібних крапель /лінії 1, 3/ інтенсивно зменшуються від $X \approx 0,5$ м до $X \approx 2$ м. При більших X цей процес компенсується утворенням осколків при зіткненнях крапель, і ρ_2, ρ_3 змінюються незначно. На середніх швидкостях і концентраціях крупних фракцій /криві 5, 6/ урахування σ_s^2 практично не виявляється, тому що для них σ_s^2 дуже мала. Розрахунок середніх швидкостей і ρ_s дрібних крапель у гідродинамічному наближенні, як видно з рисунків, призводить до великої погрішності для течії у вертикальній колоні.

Підрозділи 5.3, 5.4 присвячені розробці моделі газокраплинової течії з коагуляцією і подрібненням в противотоці і застосування її для розрахунку очистки газів від шкідливої компоненти у порожнистих масообмінних скруберах. При цьому краплі подаються зверху, а газ - знизу, $U_g < 0$. У зв'язку з тим, що в даних течіях маленькі краплі можуть виноситися угору зустрічним потоком газу, кожна s -а фракція розбивається на дві групи:

1/ краплі, що мають швидкість, направлену донизу, $U_{ds} > 0$;

2/ краплі, швидкість яких направлена угору, $U_{us} < 0$.

Рівняння, на відміну від /32/ - /34/, осереднюються по краплях, які належать до вказаних груп і містять члени, обумовлені переходом крапель з групи "низхідних" у групу "висхідних". На рис. 11 порівнюються дослідні дані /Е.Я.Тарат, 1976/ і результати розрахунку об'ємного коефіцієнта масопередачі, що дорівнює $K_v = V_k |U_g| / H$, $V_k = -\ln(v_k / v_0)$, де v_k, v_0 - концентрація шкідливої домішки у верхньому перерізі колони /на виході газу/ і в нижньому /на вході/, відповідно. Висота робочої ділянки скрубера 3,3 м, густина зрошення $9 \text{ м}^3 / \text{м}^2 \cdot \text{год.}$, швидкість крапель в початковому /верхньому/ перерізі $\bar{U}_{ds} = 8,6 \text{ м/с}$. Трихорова крива - розрахунок без урахування коагуляції і подрібнення крапель. При

зростанні швидкості зустрічного потоку газу приблизно до 9 м/с виявляється два фактори, які поліпшують масообмін. По-перше, через збільшення різниці швидкостей збільшується число Шервуда, по-друге, підсилюється подрібнення при взаємодії крапель з утворенням дрібних осколків, тобто збільшується поверхня масообміну. За рахунок першого з цих факторів збільшується K_V і при розрахунку без урахування взаємодії крапель /штрихові криві/. При збільшенні швидкості газу понад 9 м/с поряд з вказаними факторами все більш помітну роль відіграє зменшення часу перебування крапель в колоні. З рис. 11 видно, що розрахунок без урахування коагуляції і подібнення крапель значно зменшує значення K_V . Однак і суцільна крива пролягає трохи нижче дослідних точок. Мабуть тут виявляється присутність в експериментальній установці зон завихрення і рециркуляції газу, які викликають збільшення масообміну.

Розділ 6 присвячено дослідженню ГТС. В підрозділі 6.1 з /1-/ /10/ у наближенні турбулентного струменя одержано систему рівнянь осесиметричного ГТС зі змінним фракційним складом і міжфазовим масообміном.

В підрозділі 6.2 описано метод розрахунку ГТС і проведено порівняння результатів розрахунків з дослідними даними для ізотермічних монодисперсних струменів. Чисельні дослідження показали, що однопараметрична K -модель з використанням формули /27/ для обчислення ν_t дає при порівнянні з експериментальними даними результати не гірші ніж $k-\varepsilon$ модель; значення $\langle V_p'^2 \rangle$, розраховані за допомогою рівняння /17/ і обчислені у локалію однорідному наближенні, відрізняються в основній частині струменя не більше ніж на 15-20%. Вплив метода розрахунку $\langle V_p'^2 \rangle$ на осереднені параметри - менше 3%. В подальшому в цьому розділі рівняння для ε і $\langle V_p'^2 \rangle$ не використовуються.

Підрозділ 6.3 присвячено експериментальному і чисельному дослідженню неізотермічного ГТС з частинками, що плавляться, в установках для газополум'яного нанесення покриттів з порошків на поверхню пошкоджених деталей і виробів. Процес напилення покриттів газополум'яним методом поєднує в собі нагрівання і прискорення дисперсних частинок у факелі згорілого газу і послідує нанесення цих частинок, нагрітих до розплавленого стану, на попередньо підготовлену поверхню.

Експериментальні дослідження проводилися на установці газополум'яного напилення Білоруського республіканського НВО порошкової металургії. Температура в струмені вимірювалася за допомогою термостари, швидкість - вимірником швидкостей об'єктів, що світяться. Профіль потоку маси дисперсної фази оцінювався по шліфу нанесеного покриття на зразках за допомогою мікроскопа. Як дисперсна фаза в досліджах використовувались вузькі фракції порошків з формою частинок, близькою до сферичної.

У зв'язку з тим, що довжина робочої ділянки струменя при газополум'яному напиленні набагато більша за його радіус, область впливу поверхні, що обробляється, на газову фазу порівняно невелика. На параметри частинок поверхня справляє дуже слабкий вплив через їх істотну інерційність. Задача розв'язувалась для області течії, в якій завершилося горіння і сформувався ізобаричний струмінь. Зроблені припущення дали змогу використати систему рівнянь неізотермічного ГТС, одержану в підрозділі 6.1. Доля маси частинок в рідкому стані в даній точці течії при чисельному дослідженні визначалася за допомогою величини

$$\chi_{пл} = \begin{cases} 0, & T_p < T_{пл} \\ (h_p - h_p^{TB}) / (h_p^I - h_p^{TA}), & T_p = T_{пл} \\ 1, & T_p > T_{пл} \end{cases} \quad (36)$$

де h_p^{TB} , h_p^I - ентальпія дисперсної фази з температурою плавлення $T_{пл}$ у твердому і рідкому стані, відповідно; $h_p^x - h_p^{TB} = \ell^{пл}$, $\ell^{пл}$ - питома теплота плавлення.

На рис. 12 суцільні криві - розраховані осьові швидкості газу, штрихові - дисперсної фази, крапки - швидкості частинок, визначені експериментально при таких розмірах: 1 - $\delta = 30$ мкм, 2 - 60. Тут витрата горючої суміші - 0,75 г/с; мідного порошку - 1 г/с; координата X відраховується від сопла. Спостерігається добра згода дослідних точок і розрахункових кривих. На рис. 13 показана зміна величини $\chi_{пл}$ вздовж осі струменя: 1 - $\delta = 30$ мкм; 2 - 60; 3, 4 - 60. Крива 4 отримана при збільшенні у два рази витраті порошку /тобто 2 г/с/. При надмірному збільшенні витрати дисперсної домішки /крива 4/ зменшується доля маси частинок у розплавленому стані, що негативно впливає на якість напилення. До аналогічного результату приводить зменшення витрати горючого газу при незмінній витраті порошку. Створена на основі даної моделі програма розрахунку ГТС з частинками, що плавляться, впроваджена і використовується для удосконалення технології нанесення покриття газополум'яним методом.

В підрозділі 6.4 проведено розрахунок полідисперсного струменя з частинками, що горять гетерогенно. При цьому процес горіння розглядався на основі припущення про ефективну кінетику /реакція між паливом і окислювачем вважалася одноступінчастою/. Продукти реакції мали температуру і швидкість частинок, теплота реакції йшла на нагрівання частинок, а після цього за рахунок міжфазового

теплообміну - на нагрівання газу. Як приклад наведені результати розрахунку ГТС з горінням вуглецевих частинок. Показана принципова можливість розрахунку горіння пиловидного палива за допомогою моделі неізотермічного ГТС з міжфазовим масообміном.

В підрозділі 6.5 представлено порівняння результатів чисельного дослідження полідисперсних турбулентних струменів при наявності коагуляції, подрібнення, випаровування крапель з дослідними даними. На рис. 14 показана зміна діаметра Заутера вздовж осі струменя. Точки - дослідні дані /Джул, Браут, Унгут, 1983/, криві - результати розрахунку /штрихова - при повній коагуляції крапель/. Видно, що розрахунок без урахування подрібнення крапель значно збільшує їх середній розмір. І в дослідних даних, і в розрахунку помірне збільшення $\delta_{3,2}$ на початковій ділянці струменя потім змінюється значно більш інтенсивним. Це пояснюється даними рис. 15, на якому представлена зміна на осі струменя поздовжніх швидкостей двох фракцій / 1 - з початковим діаметром $\delta = 15$ мкм, 2 - 85/, суцільна крива - швидкість газу, точки - дослідні дані. На зрізі сопла краплі усіх фракцій мали низькі швидкості, близькі за величиною; інтенсивність їх взаємодії була невелика. Із рис. 15 видно, що по X швидкості дрібних фракцій збільшуються значно швидше, ніж крупних; різниці $|\langle U_s \rangle - \langle U_n \rangle|$ збільшуються по X , через зростання $\langle J_s \rangle$ величина $\delta_{3,2}(X)$ швидко росте. При $X > 110$ мм поздовжні швидкості різних фракцій зближуються, тому темпи росту $\delta_{3,2}(X)$ сповільнюються. Чисельні дослідження ГТС із значним випаровуванням крапель показали, що розрахунки без урахування взаємодії крапель приводять до значного заниження їх розмірів.

Розділ 7 присвячено дослідженню ГЛШ. В підрозділі 7.1 методом зрощувальних асимптотичних розкладень, вперше використаним

для ГЛШ О.М.Осипцовим, одержана система рівнянь руху двофазового потоку в ЛШ на пластині з урахуванням підймальних сил, що діють на частинки. Проекція рівняння збереження імпульсу в -ї франції дисперсної домішки на поперечну вісь Y для нерівношвидкої по швидкостях фаз області ГЛШ має такий вигляд /тут $J_s = 0, \bar{I}_s = 0$

$$U_s \frac{\partial V_s}{\partial X} + V_s \frac{\partial V_s}{\partial Y} = (V_g - V_s) / \tau_s + b_1 \left(\frac{\partial U_g}{\partial Y} \right)^{1/2} (U_g - U_s) \quad (37)$$

де $b_1 = 3,075 \lambda_p \nu^{1/2} / \delta$. В рівнянні /37/ останній доданок являє собою підймальну силу Сафмена F_{saf} . При поздовжньому обтіканні пластинки рівноважним потоком газу з частинками в ЛШ $U_s \geq U_g$, тому $F_{saf} \leq 0$, тобто сила Сафмена спрямована до пластини. В результаті в області, нерівноважній по швидкостях фаз, поперечна швидкість частинок $V_s < 0$, що викликає осідання домішки на пластині. На рис. 16 показані розраховані по монодисперсній моделі поперечні швидкості частинок біля пластини $v_{pr}^0 (v_p^0 = V_p \sqrt{X} / U_\infty)$, $x = X / \ell_p, \ell_p = U_\infty \tau_p$ - довжина динамічної релаксації частинки /при різних $Re_\delta = U_\infty \delta / \nu$. Модуль v_{pw}^0 досягає максимума і потім прямує до нуля в дальній /по x / рівноважній по швидкостях області ГЛШ. На рис. 17 показані профілі розподіленої густини дисперсної фази в різних перерізах ГЛШ ($\zeta = Y [U_\infty / (X \nu)]^{1/2}$); профіль 1 відповідає області осідання частинок /нерівноважній по швидкостях фаз/; 2, 3 - рівноважній, біля стінки відбувається накопичення домішки. Встановлено, що домішка, яка осідає, збільшує коефіцієнт тертя

$$C_f \approx \mu_w (\partial U_g / \partial Y)_w / (0,5 \rho_g^\circ U_\infty^2) \quad (38)$$

Причому при збільшенні Re_δ величина максимуму $C_f(X)$ змен-

жується.

В підрозділі 7.2 аналітично показано, що сила Сафмена не впливає на структуру ГЛШ в дальній по X області пластини. Зокрема, коефіцієнт тертя $C_f = C_f^0 (1 + \alpha_\infty)^{1/2}$, де C_f^0 - коефіцієнт тертя в однофазному ЛШ. Однак рівноважна область розташована по X далі, ніж без урахування $F_{saf} \cdot F_{saf}$ впливає на динаміку поведінки швидкостей фаз в області їх слабкої нерівноважності. В цьому ж підрозділі одержано інтегральний закон збереження імпульсу в ГЛШ.

$$0,5 C_f = \frac{d\delta_g^*}{dX} + \frac{d\delta_p^*}{dX} + (U_{pw}/U_\infty - 1) \rho_{pw} V_{pw} / (\rho_{p\infty} U_\infty) \quad (39)$$

де δ_g^* , δ_p^* - товщина втрати імпульсу несучої і дисперсної фаз. Аналогічне співвідношення, яке отримане в роботах інших авторів /І.М. Дружинінська, С. Соу/, не містять останнього доданку, тому що у цих роботах не враховані підймальні сили, що діють на частинки в ГЛШ.

Підрозділ 7.3 присвячено розрахунку ГЛШ з частинками, які покидають поверхню, у двох випадках: 1/ ЛШ з домішкою, яка виноситься з поверхні потоком; 2/ ЛШ з відскоком частинок. В першому випадку задача розв'язується за допомогою рівнянь, які одержано в підрозділі 7.1; як гранична умова на поверхні задається потік домішки, що виноситься, за емпіричною формулою. У другому випадку параметри частинок розраховуються за лагранжевими рівняннями /траєкторний метод/, а газу - за рівняннями гідродинаміки.

В підрозділі 7.4 досліджено полідисперсний ЛШ на пластині з випаровуванням, коагуляцією і подрібненням крапель, утворенням рідкої плівки. Оскільки товщина δ_f і швидкість U_f плівки,

що утворюється при випаданні крапель на поверхню, невеликі, профілі U_f , T_f вважались лінійними; δ_f визначалась з інтегрального закону збереження маси рідини в плівці. На поверхні плівки задавались умови збереження маси імпульсу і тепла. Були проведені розрахунки при умовах дослідів /Хішида, Маеда, Ікаї, 1980/ з малою концентрацією крапель у набігаючому потоці $x_\infty = 0,01$. На рис. 18 показані профілі діаметра Заутера. В напрямку до стінки δ_{32} зменшується через випаровування крапель, а біля стінки значно збільшується внаслідок їх коагуляції. Останнє обумовлено тим, що дрібні краплі вже пройшли область осідання /по x / і відбувається їх ^{зростання} концентрації біля стінки /див. рис. 17/.

На рис. 19 представлено порівняння дослідних даних /точки/ з результатами розрахунків локального коефіцієнта тепловіддачі пластини в ГПШ $\alpha = Q / (T_w - T_\infty)$, де Q - локальний тепловий потік, α^0 - коефіцієнт тепловіддачі в однофазному ЛПШ. Штрихова лінія - в розрахунках краплі вважались монодисперсними з діаметром, що дорівнює діаметру Заутера /взаємодія крапель не враховувалась/. Результати розрахунків добре відповідають дослідним даним, якщо ж не враховувати коагуляції в пристінній зоні, то обчислене значення α виявляється значно завищеним.

В розділі В досліджено ГПШ. Вивченню пристінних турбулентних двофазових потоків присвячено багато робіт, однак в значній більшості розглядаються течії в довгих, вузьких каналах /трубах/. Аналіз малочисельних опублікованих праць, в яких для вивчення ГПШ використовуються рівняння Рейнольдса обох фаз /Безе, М.М. Ісмаїлов/, показує, що на шляху створення моделі ГПШ зроблені тільки перші кроки. Не досліджені ГПШ в соплах, вплив на структуру ГПШ різних ускладнюючих факторів /прискорення зовнішньої течії, полідисперсних частинок/.

В підрозділі 8.1 метод зрощуваних асимптотичних розкладань, який є узагальненням підходу В.В.Сичова на випадок запиленого потоку, використовується для аналізу рівнянь Рейнольдса в ГТШ на пластині. При цьому вважається, що параметри обох фаз на зовнішній границі ТШ визначені з розв'язання системи рівнянь "нев'язкої" течії. Показано, що у випадках інерційного осідання частинок ($V_{s\infty} \sim U_{s\infty}$) в першому наближенні їх параметри можна вважати незмінними уперек ТШ, рівними $V_{s\infty}$, $U_{s\infty}$, $\rho_{s\infty}$; тоді система рівнянь ізотермічного ГТШ має вигляд ($\langle \rho \rangle = \rho_{\infty}(X)$)

$$\langle U_g \rangle \frac{\partial \langle U_g \rangle}{\partial X} + \langle V_g \rangle \frac{\partial \langle U_g \rangle}{\partial Y} = - \frac{1}{\langle \rho_g \rangle} \frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\nu \frac{\partial \langle U_g \rangle}{\partial Y} - \right.$$

$$\left. - \langle U_g' V_g' \rangle \right) - \sum_s \rho_{s\infty} (\langle U_g \rangle - U_{s\infty}) / (\tau_s \langle \rho_g \rangle),$$

$$\partial \langle U_g \rangle / \partial X + \partial \langle V_g \rangle / \partial Y = 0 \quad (40)$$

Тут рух двофазового середовища описується в рамках моделі "замороженої" течії. Частинки, які попадають в ТШ з великою поперечною швидкістю, "протикають" його, майже не встигаючи змінити свої параметри під дією газу. Несуче ж середовище змінює параметри своєї течії під дією дисперсної фази.

Якщо з розв'язку "нев'язкої" задачі без урахування ТШ визначено, що немає інерційного випадання частинок на поверхню, необхідно враховувати зміну параметрів обох фаз в ТШ.

В підрозділі 8.2 проведено розрахунок ТШ з частинками, які осідають на плоску поверхню, за допомогою рівнянь /40/, /14/ та рівняння для ϵ . Останні два рівняння модифіковані у відповідності з моделлю Лаундера-Шарми для пристінних течій. На рис. 20

показані профілі безрозмірної пульсаційної енергії несучого середовища при двох значеннях $Re_{\delta} (k_{+} = k/U_{\tau}^2, Y_{+} = U_{\tau} Y/\nu, U_{\tau}$ - динамічна швидкість/, нульова крива - однофазний ТПШ. Генерація турбулентної енергії у сліді за інерційними частинками G_k приводить до збільшення k у пристінній зоні порівняно з однофазним випадком. При зменшенні Re_{δ} збільшується дисипація пульсаційної енергії на частинках ϵ_p , тому рівень k знижується.

В підрозділі 8.3 одержана система рівнянь криволінійного ТПШ з коагуляцією і подрібненням частинок, міжфазовим масообміном. Результати чисельного розв'язання системи рівнянь з відповідними граничними умовами для ТПШ сопла Лаваля /Б.М.Маслов, Л.6. Стернін, О.А.Шрайбер, 1982/ представлені в підрозділі 8.4. На рис. 21 показана зміна товщини ТПШ розрахованої за 95-процентним рівнем $U_{g\infty}$: 0 - $\alpha_{\rho} = 0,1$ - 4 - $\alpha_{\rho} = 3$; 1 - домішка полідисперсна; 2-4 - монодисперсна /штрихові криві/; 2 - $10 \delta/R_{*} = 3,0$, R_{*} - радіус сопла в критичному перерізі при $z = Z/R_{*} = 0$, Z - координата, що відраховується вздовж осі сопла; 3 - 1,72; 4 - 0,92 /тобто друга крива є результат розрахунку по монодисперсній моделі з розміром δ_{43} - середнім для полідисперсного ансамблю/. На надавуковій ділянці сопла / $z > 0$ / частинки різних розмірів починають випадати на стінку при різних Z : дрібні - ближче до критичного перерізу, чим більш крупні. При розрахунках з монодисперсною домішкою, починаючи з точки випадання частинок відповідного розміру на стінку, відносна товщина приграничного шару значно зменшується в порівнянні з однофазним ТПШ /особливо різко при невеликих δ - через велику силу міжфазової взаємодії/. Полідисперсність домішки приводить до більш плавного зменшення δ_{\pm}/R_w /крива 1/.

На рис. 22 представлені результати розрахунку інтегрального коефіцієнта втрат на тертя газу об стінки сопла

$$\zeta_c = 2 \int_0^X R_w \mu_w (\partial \langle U_g \rangle / \partial Y)_w dX / (\rho_{g*} R_*^2 U_*^2) \quad (41)$$

Позначення як на рис. 21. Градієнт $(\partial \langle U_g \rangle / \partial Y)_w$ біля стінки збільшується у двофазовому ТПШ в порівнянні з однофазовим, тому і втрати на тертя в ГТШ зростають. При розрахунках з монодисперсними частинками зменшення δ призводить до збільшення ζ_c .

В підрозділі 8.5 проведено розрахунок ГТШ в саплі Лавала з утворенням рідкої плівки з частинок, що осідають. В розрахунку вважалось, що при $z = 0$ відбувається зрив плівки із стінок сопла. В надзвуковій частині сопла плівки з'являється після початку осідання частинок найменшої фракції. Розраховані теплові потоки в стінку: при однофазній течії

$$Q_g^0 = (\lambda \partial \langle T_g \rangle / \partial Y)_w \quad (42)$$

в ГТШ без плівки

$$Q_p = \left(\lambda \frac{\partial \langle T_s \rangle}{\partial Y} \right)_w - \sum_s \left[(\langle \rho_s \rangle \langle V_s \rangle + \langle \rho_s' V_s' \rangle) C_p \langle T_s \rangle \right]_w \quad (43)$$

в ГТШ з плівкою

$$Q_f = (\lambda_f \partial T_f / \partial Y)_w \quad (44)$$

На рис. 23 показані відношення теплових потоків у двофазовому і однофазовому ТПШ: 1 - без плівки $0t_a = Q_p / Q_g^0$; 2, 3 - з плівкою $0t_a = Q_f / Q_g^0$; 2 - за полідисперсною моделлю, 3 - монодисперсною $10^5 \delta / R_* = 3$. У двофазовому потоці при відсутності плівки тепловий потік в стінку на невеликій ділянці зростає більш

ніж у 2 рази в порівнянні з однофазовим потоком за рахунок осідання на стінці частинок з високою температурою /другий доданок у правій частині /43//. При наявності плівки поблизу входу сопла Q_f наростає з тієї ж причини, але в міру збільшення δ_f тепловий потік в стінку зменшується, величина $0t_a$ стає меншою за одиниць. Плівка за рахунок свого термічного опору зменшує тепловий потік в стінку.

У закінченні перелічені основні результати дисертації

1. Розроблені основи теорії ламінарних і турбулентних полідисперсних двофазових потоків з сильною взаємодією частинок і міжфазовим масообміном:

1.1. У рамках безперервного підходу до опису взаємодії частинок /метод Лагранжа/ одержана система рівнянь еволюції стану двофазового середовища. Запропоновано гібридний підхід, який поєднує елементи гідродинамічного і статистичного опису руху двофазових потоків і який дозволяє враховувати відмінність параметрів окремих частинок однієї фракції шляхом введення відповідних кореляційних моментів.

1.2. Запропонована модель турбулентного переносу у зсувних полідисперсних двофазових потоках, яка включає

- рівняння для пульсаційної енергії газу k і дисперсної домішки $\langle V_s'^2 \rangle$, що відрізняються врахуванням міжфазового масообміну, коагуляції і подрібнення частинок;

- представлення кореляційних моментів, зв'язаних з турбулентним переносом маси, імпульсу і тепла обох фаз;

- врахування взаємного впливу турбулентних ефектів та інших явищ, що мають місце в потоці.

2. На базі теорії п.1 одержані системи рівнянь, проведені аналітичні і чисельні дослідження різних типів турбулентних і

ламінарних двофазових течій. В результаті встановлено:

2.1. Для турбулентних газодисперсних струменів

- застосування гіпотези М.І.Акатнєва для ν_t (27) дозволяє за допомогою однопараметричної k - моделі отримати узгодження з дослідними даними не гірше, ніж по $(k-\epsilon)$ - моделі;

- обчислення кореляцій, що зв'язані з дисперсною фазою, у рамках локально-однорідного підходу не вносить значної похибки в визначення осереднених параметрів у порівнянні з використанням диференціальних рівнянь для зв'язаних кореляцій;

- розрахунок випаровування крапель при відношенні вагових витрат фаз $\alpha_p \sim 1$ без урахування їх коагуляції і подрібнення приводить до значного зниження середнього розміру крапель;

2.2. Для газокрапельних течій в каналах

- ріст дисперсії швидкостей окремих фракцій зумовлений в основному утворенням осколків із швидкостями, відмінними від швидкостей "старих" крапель того ж розміру;

- у вертикальних колонах, на відміну від течій, що прискорюються /наприклад, у соплах/, величини σ_3 дрібних фракцій мають такий же порядок, що і середні швидкості \bar{U}_2 , і навіть можуть перевищувати їх;

2.3. Для газодисперсного ламінарного приграничного шару

- при поздовжньому обтіканні пластини, рівноважним двофазовим потоком підймальна сила Сафмена, що спрямована до поверхні, приводить до осідання частинок біля передньої кромки і до розширення нерівноважної по швидкостях фаз області донизу за потоком;

- виявлене в дослідях значне збільшення коефіцієнта тепловіддачі нагрітої пластини при її обтіканні потоком з малим вмістом крапель пояснюється випаровуванням і коагуляцією дрібних фракцій дисперсної фази, які накопичуються біля пластини.

2.4. Для турбулентного приграничного шару

- за допомогою методу зрощуваних асимптотичних розкладань показаного в першому наближенні форма безрозмірного рівняння руху газу у в'язкому підшарі не залежить не тільки від градієнту, але й від сили міжфазової взаємодії;

- при інерційному осіданні частинок ГТШ можна описувати у рамках наближення "замороженої" течії;

- вплив дисперсної домішки зменшує товщину ТШ і збільшує коефіцієнт тертя;

3. Одержані нові результати при вивченні фізичних процесів, які відбуваються з одиночною частинкою /краплею/;

- отримана формула для реактивної сили, яка діє на краплю, що випаровується в неоднорідному температурному полі;

- шляхом порівняння з дослідними даними показано, що при ударі сферичної частинки з невеликою швидкістю об шоротку стінку справедливий закон тертя Кулона;

- експериментально встановлено, що при великих числах Рейнольдса Re_{ω} коефіцієнт сили Магнуса C_M зменшується, запропонована емпірична залежність $C_M(Re_{\omega})$;

- встановлені умови, при яких частинка після здуву з поверхні покине пристінний шар.

4. Розроблені чисельні методи, алгоритми і пакети прикладних програм для розрахунку;

- ГТС з коагуляцією і подрібненням частинок, їх плавленням, випаровуванням і горінням;

- ГЛШ з випаровуванням, коагуляцією і подрібненням крапель;

- ГТШ з урахуванням утворення рідкої плівки з осідаючих крапель;

- течія в каналах з твердими частинками або краплями.

5. На базі результатів пп. 1-4 проведені широкі чисельні дослідження робочого процесу в деяких пристроях сучасної техніки. Отримано ряд практичних висновків і рекомендацій щодо удосконалення конструктивних і режимних параметрів.

5.1. Зменшення внутрішнього діаметра промислових фурм дозволяє енергії стисненого газу, яка губиться у регулюючому клапані, використовувати для змішування розплаву, розсередження інертного газу і порошку в об'ємі ковша.

5.2. У пристроях для газополум'яного нанесення покриття при зменшенні розмірів частинок порошку необхідно зменшувати витрату горючої суміші; в протилежному випадку може відбутися перегрів частинок значно вище температури плавлення, що приведе до розбризкування крапель, які взаємодіють з поверхнею;

5.3. В рамках розроблених моделей знаходить пояснення експериментальний факт збільшення об'ємного коефіцієнта масопередачі при очистці газу в скрубєрі з ростом швидкості газу;

5.4. В ТПШ сопл Лаваля при наявності рідкої плівки з осідаючих крапель істотно зменшується тепловий потік в отінку.

Основні публікації по темі дисертації:

1. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газовзвеси.-Киев: Наукова думка, 1987.-240с.

2. Shraiber A. A., Gavin L. B., Naumov V. A., Yatsenko V. P. Turbulent flows in gas suspensions. - Hemisphere Publishing Corporation. - New York, 1990. - 248 p.

3. Гавин Л.Б., Медведев С.В., Наумов В.А. Модель турбулентной парожидкостной струи и ее численное исследование// Материалы Всес. конференции "Теплофизика и гидрогазодинамика процессов кипения и конденсации". Рига, 1982.- Т.2, Ч.2 - С.41-47.

4. Гавин Л.Б., Наумов В.А., Шор В.В. Модель ($k-\epsilon$) двухфазной турбулентной струи и ее численное исследование// Физико-химические процессы в энергетических установках. - Минск: ИТМО АН БССР, 1983. - С.11-15.

5. Гавин Л.Б., Наумов В.А. Турбулентная двухфазная струя и ее численное исследование// ИЖЖ. - 1983.-Т.44, № 6.-С.927-932.

6. Гавин Л.Б., Наумов В.А. Корреляция пульсационных скоростей дисперсной фазы в струйных течениях// Изв. АН СССР. МЖГ. - 1983. - № 4. - С.61-65.

7. Гавин Л.Б., Наумов В.А., Шор В.В. Численное исследование газовой струи с тяжелыми частицами на основе двухпараметрической модели турбулентности// ПМТЭ. - 1984. - № 1. - С.62-67.

8. Наумов В.А. Турбулентная структура двухфазной струи в условиях динамической неравновесности фаз// Турбулентные двухфазные течения и техника эксперимента.-Таллинн, 1985. - С.83-87.

9. Гавин Л.Б., Наумов В.А. Численное исследование распределения дисперсной примеси в турбулентной струе// ИЖЖ.- 1985. - Т.49, № 4. - С.548-555.

10. Гавин Л.Б., Наумов В.А. Влияние дисперсной примеси на турбулентную структуру струи// Доклады АН СССР. - 1985. - Т.283, № 2. - С. 336-339.

11. Гавин Л.Б., Медведев В.А., Наумов В.А. Модель двухфазной турбулентной струи с горящими в диффузионном режиме дисперсными частицами// Материалы 8 Всес. симпозиума по горению и взрыву. Горение гетерогенных и газовых систем. Ташкент, 1986. - С.79-82.

12. Гавин Л.Б., Наумов В.А. Турбулентная структура двухфазной струи// Проблемы турбулентных течений. - М.: Наука, 1986. - С.135-141.

13. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Тур-

булентные течения газозвеси// Материалы первой конференции по механике Академии наук социалистических стран. - Прага, 1967. - Т.8. - С.249-252.

14. Гавин Л.Б., Медведев В.А., Наумов В.А. Модель двухфазной турбулентной струи с учетом гетерогенного горения частиц// Физика горения и взрыва. - 1988. - Т.24, №3. - С.12-17.

15. Наумов В.А. Расчет ламинарного пограничного слоя на пластине с учетом подъемных сил, действующих на дисперсную примесь// Изв. АН СССР. МЖГ. - 1988. - №6. - С.171-173.

16. Наумов В.А. Ламинарный пограничный слой с осаждающейся дисперсной примесью// ИЖ. - 1988. - Т.55, №4. - С.559-565.

17. Наумов В.А. Расчет теплообмена и осаждения дисперсной примеси в ламинарном пограничном слое на пластине// Моделирование в механике. - Новосибирск, 1989. - Т. 3 /20/, №5. - С. 71-78.

18. Наумов В.А. О методе аналитического исследования газодисперсного ламинарного двухфазного слоя// Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. - 1989. - №4. - С.170-171.

19. Наумов В.А. Два подхода к описанию удара сферического тела о шероховатую стенку // Прикладная механика. - 1989. - Т.25, №5. - С.116-119.

20. Наумов В.А., Кутузова Т.А. Расчет ламинарного пограничного слоя с инерционной примесью в сужающемся канале// Гидротранспорт и судовые системы: Сб. науч. трудов КТИРП. - Калининград, 1989. - С.25-31.

21. Наумов В.А. Сопротивление продольно обтекаемой пластины в потоке двухфазной жидкости// Гидротранспорт и судовые системы: Сб. науч. трудов КТИРП. - Калининград, 1989. - С.31-36.

22. Наумов В.А. Об уравнениях турбулентного газодисперсного пограничного слоя// Турбулентные течения и техника эксперимента.

- Таллинн, 1989. - С.166-188.

23. Наумов В.А. Расчет неизоэтермического ламинарного пограничного слоя на пластине с учетом подъемных сил, действующих на дисперсную примесь// Теплофизика высоких температур. - 1990. - Т. 28, №4. - С.814-816.

24. Наумов В.А. Влияние межфазного массообмена на турбулентную энергию течения газозвеси// ПМТФ. - 1990. - № 1. - С.66-69.

25. Наумов В.А. Об одной ошибке расчета движения частицы при сушке// ИЖМ. - 1990. - Т.58, №6. - С.1030.

26. Куземко Р.Д., Наумов В.А. Математическая модель течения в фурмах для глубинной продувки расплавов порошками и инертными газами// Вопросы теории и практики сталеплавильного производства. - М: Металлургия, 1991. - С.103-126.

27. Наумов В.А., Кондратьев Л.В., Шор В.В. Расчет газодисперсного турбулентного пограничного слоя в соплах Лаваля// Моделирование в механике. - Новосибирск, 1991. - Т.5 /22/, № 1, С.153-161.

28. Наумов В.А. Расчет неизоэтермического газодисперсного ламинарного пограничного слоя на пластине с учетом частиц// Моделирование в механике. - Новосибирск, 1991. - Т.5 /22/, №4. - С.96-101.

29. Наумов В.А., Кондратьев Л.В. Математическое моделирование теплопереноса при полидисперсном газокапельном течении в полом скруббере// Теплометрия и теплосбережение: Об: науч. трудов Института проблем энергосбережения АН Украины, - Киев, 1991.- С. 69-75.

30. Броунштейн Б.И., Кондратьев Л.В., Наумов В.А., Поляков О.Л. Экспериментальное и численное исследование полидисперсных газокапельных течений в полых скрубберах// Аннотации докладов УП Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. - Москва,

1991. - С.63.

31. Кондратьев Л.В., Наумов В.А., Тихонович Я.З., Шор В.В. Экспериментальное и численное исследование двухфазной турбулентной струи при газопламенном напылении// Теплофизика высоких температур.- 1992. - Т.30, №1. - С.139-144.

32. Броунштейн Б.И., Кондратьев Л.В., Наумов В.А., Поляков О.Л. Тепломассообмен при полидисперсном газок капельном течении в поле скруббера// Тепломассообмен-ММЭ-92. Тепломассообмен в химико-технологических устройствах. - Т.11. - Минск, 1992. - С.7-10.

33. Кондратьев Л.В., Наумов В.А., Тихонович Я.З., Шор В.В. Экспериментальное и численное исследование тепломассообмена, плавления и распределения дисперсных частиц в турбулентной струе// Тепломассообмен-ММЭ-92. Тепломассообмен в дисперсных системах.- Т.5. - Минск, 1992.- С.141-144.

34. Наумов В.А. Динамика тяжелой частицы во вращающейся полости// Теоретические основы химической технологии. - 1992. - Т.26, №2. - С.300-304.

35. Наумов В.А. Удар выпуклого твердого тела о шероховатую стенку// Прикладная механика. - 1992. - Т. 28, №4. - С.38-42.

36. Наумов В.А. Расчет газодисперсного ламинарного пограничного слоя на пластине с учетом образующейся жидкой пленки// Изв. Российской АН. МКТ. - 1992. - №2. - С.179-181.

37. Наумов В.А. Ламинарный пограничный слой с дисперсной примесью, уносимой с поверхности пластины// ИЖ. - 1992. - Т.63, №2. - С.189-193.

38. Наумов В.А. Тепломассообмен у ламинарному приграничному шарі на пластині з коагуляцією, подрібненням, випаровуванням крапель і утворенням рідкої плівки// Доповіді АН України. Математика, природознавство, технічні науки.- 1992.- №7.- С.87-91.

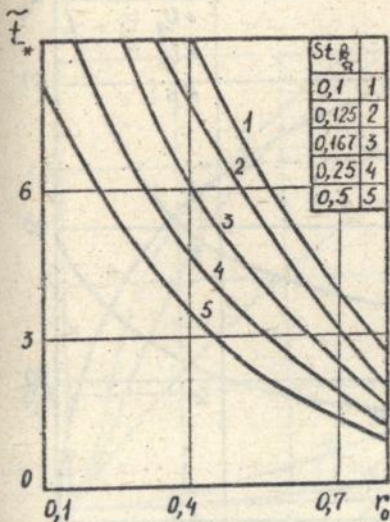


Рис. 1

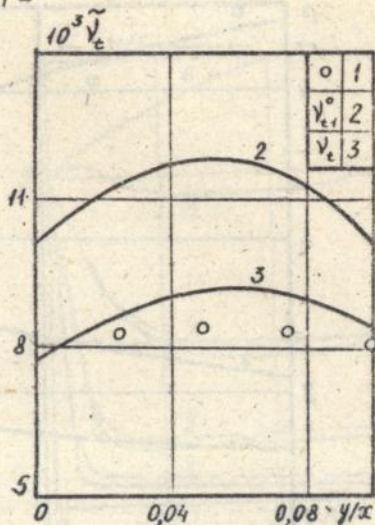


Рис. 2

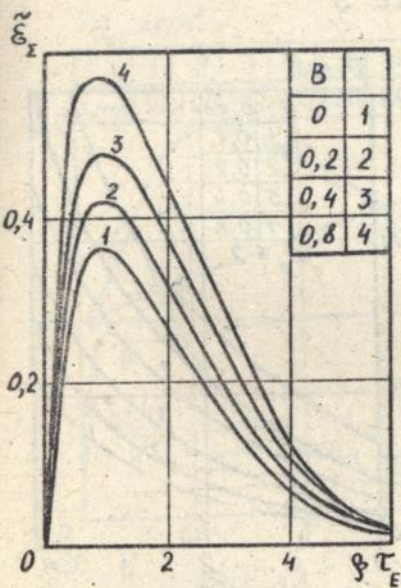


Рис. 3

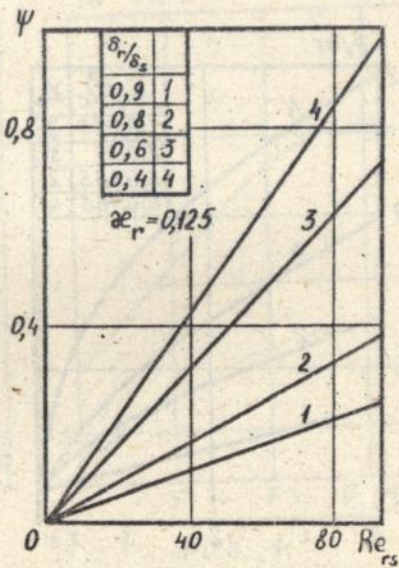


Рис. 4

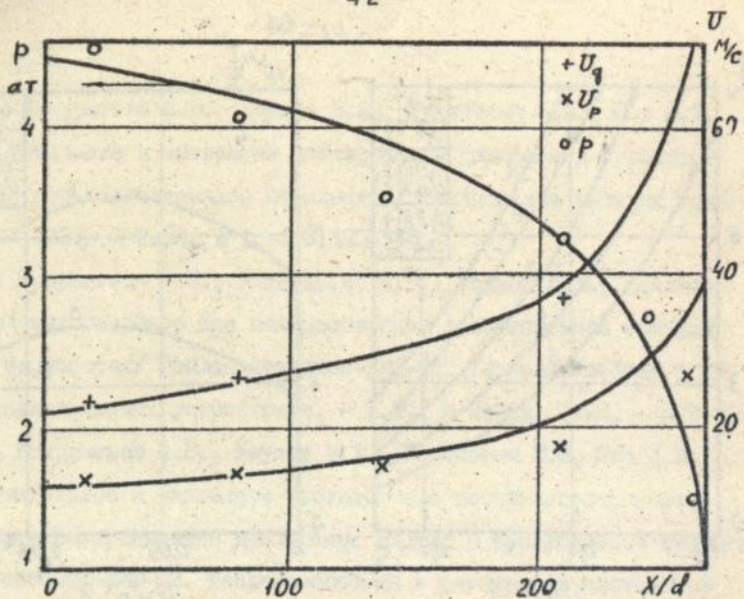


Рис. 5

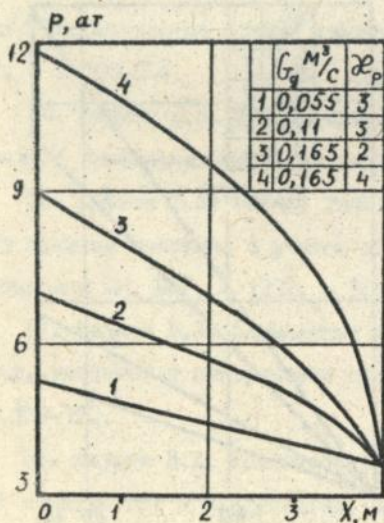


Рис. 6

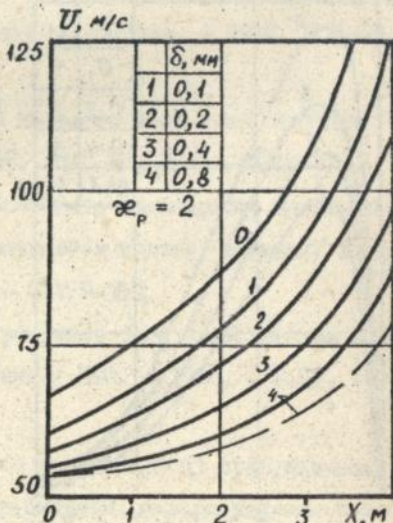


Рис. 7

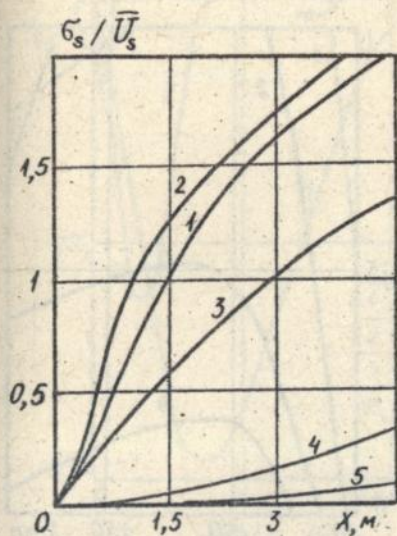


Рис. 8

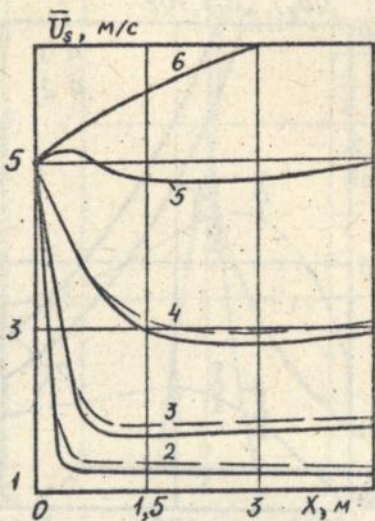


Рис. 9

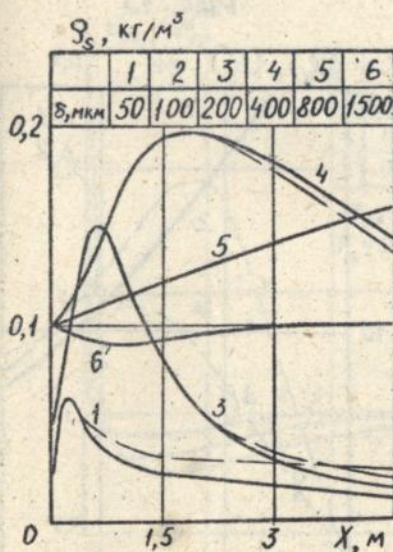


Рис. 10

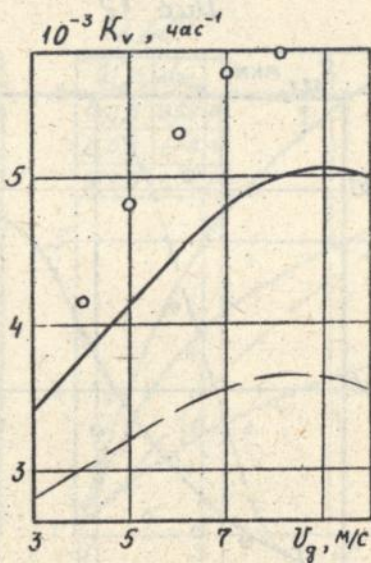


Рис. 11

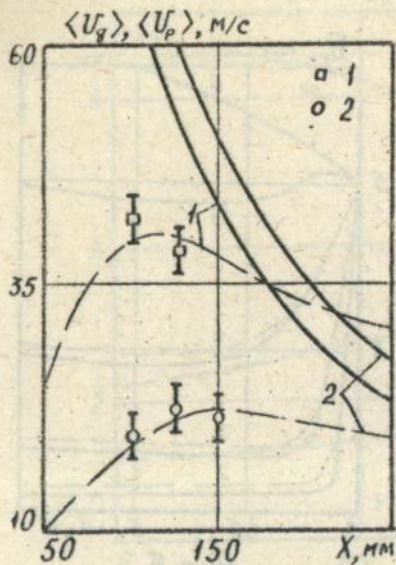


Рис. 12

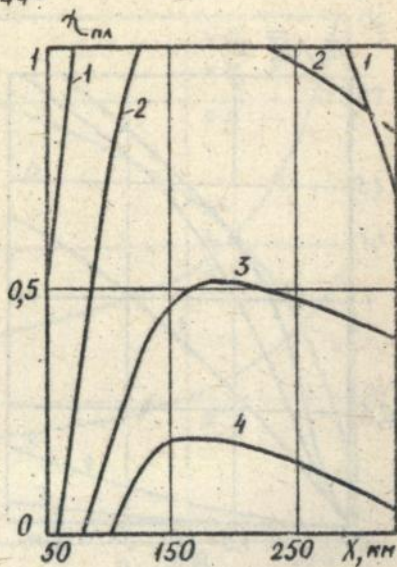


Рис. 13

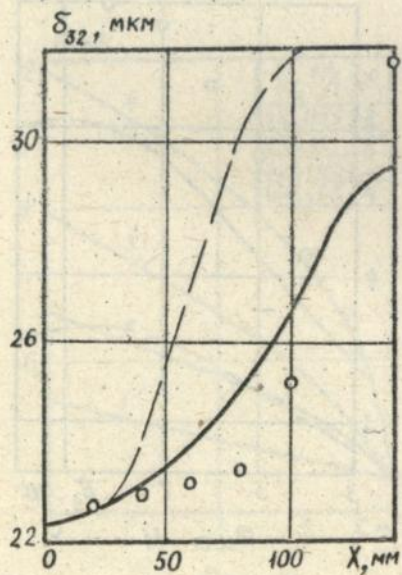


Рис. 14

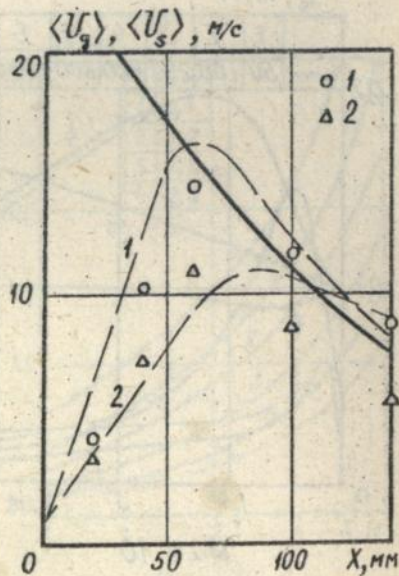


Рис. 15

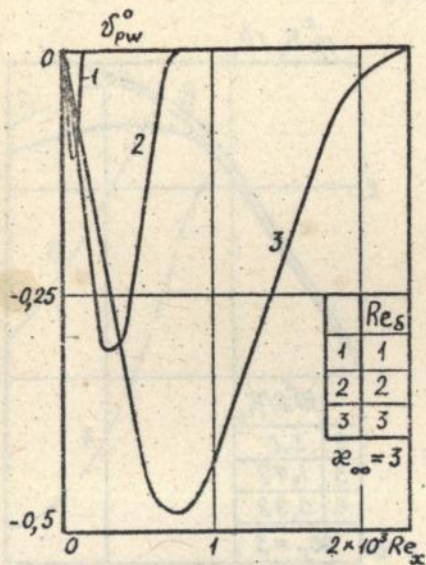


Рис. 16

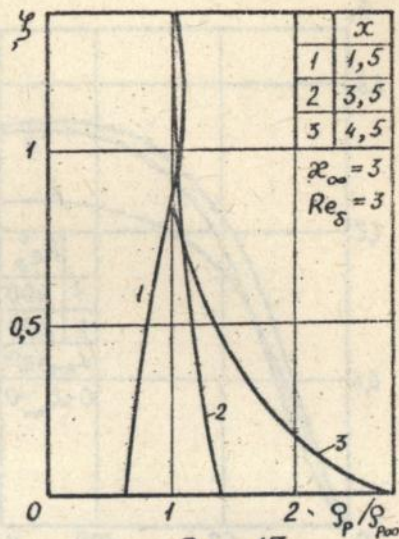


Рис. 17

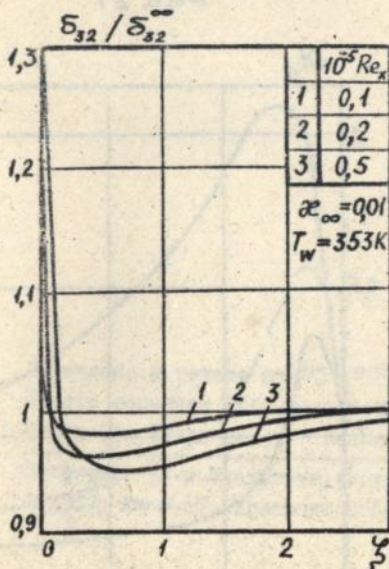


Рис. 18

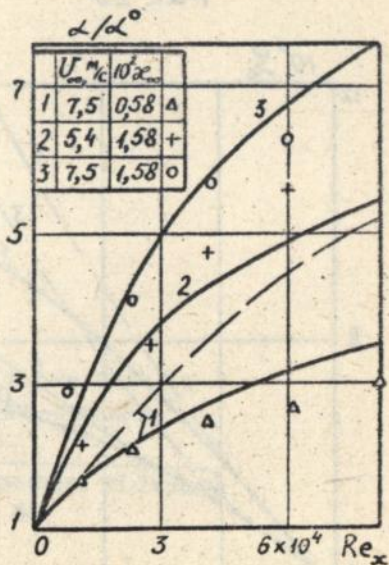


Рис. 19

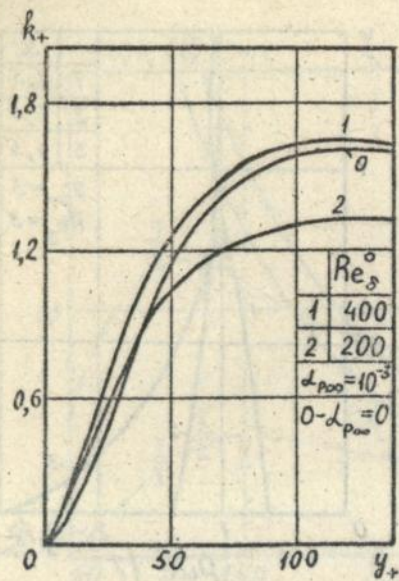


Рис. 20

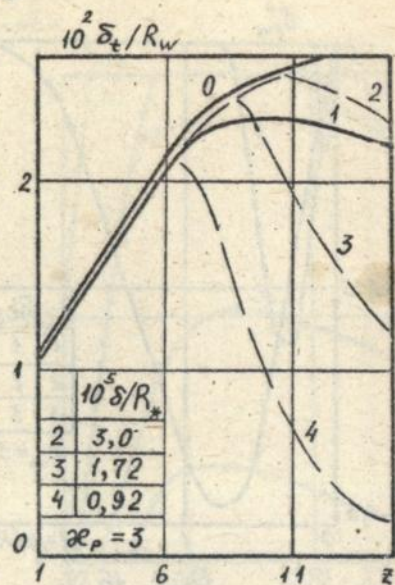


Рис. 21

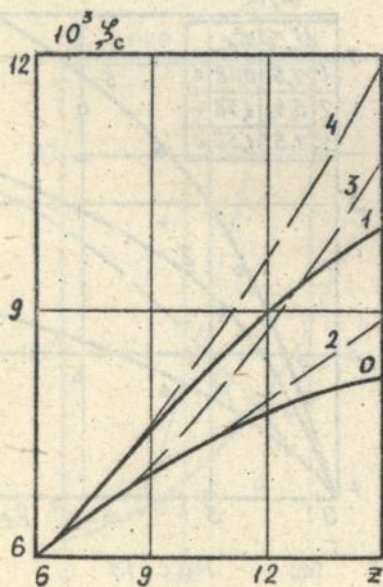


Рис. 22

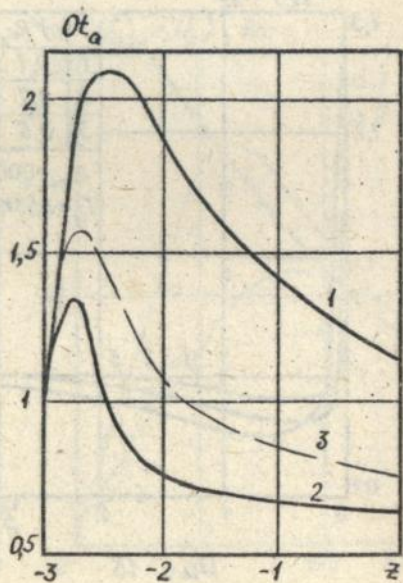
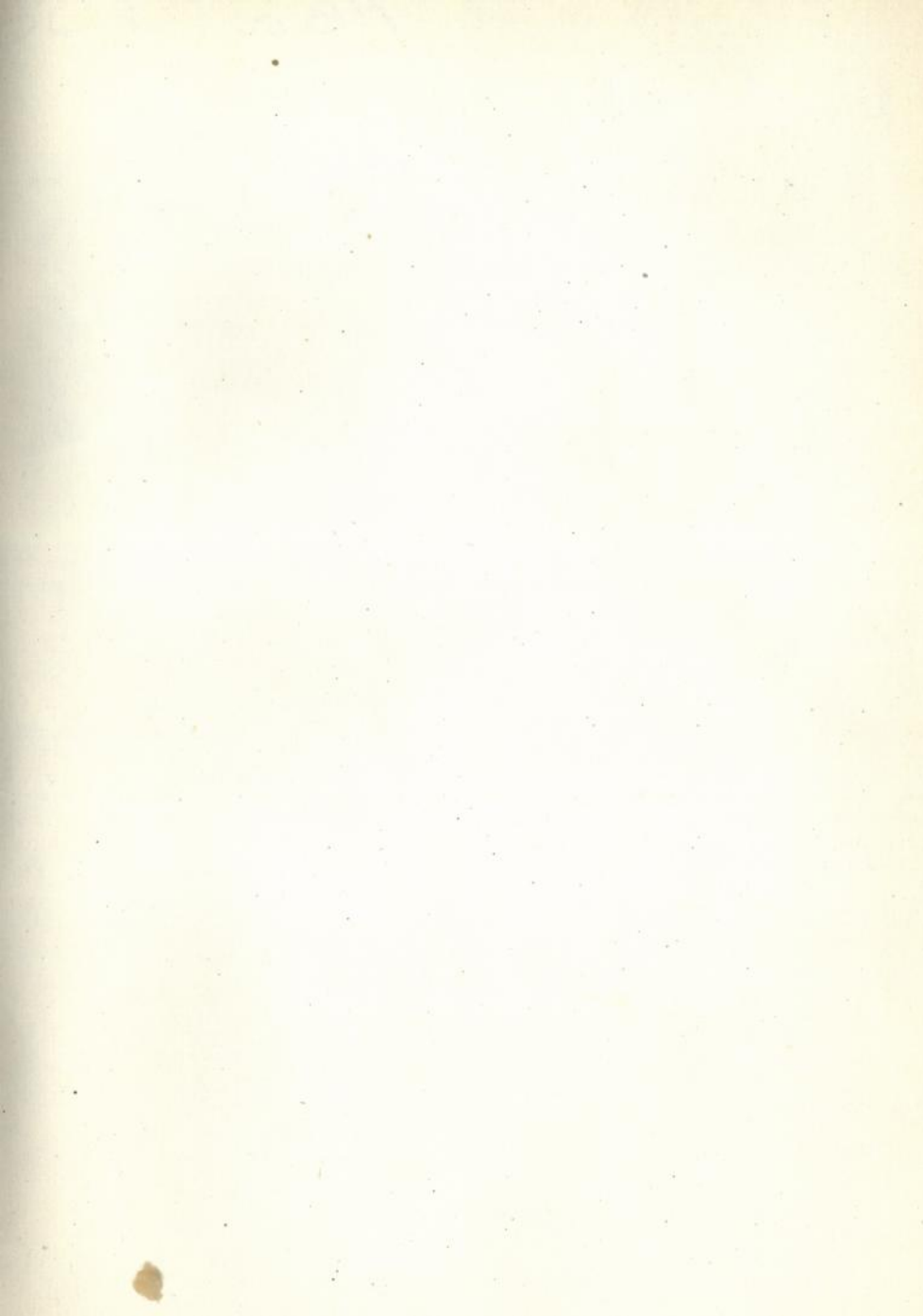


Рис. 23

Подписано к печати 27.05.1993г. Формат 60x84/16
Бумага офсетная Усл.-печ.лист.2,0.Уч.-изд.лист 2,0
Тираж 40. Заказ 662. Бесплатно

Полиграф. уч-к Института электродинамики АН Украины
252057, Киев-57, проспект Победы, 56.

1.01753.2



AB 27.756

AB 27.756