

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ЗАГАЛЬНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ

На правах рукопису

Антонець Ірина Валеріївна

УДК 532.529:536.24:66.074

**МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ У ТРИФАЗОВИХ
ПОЛІДИСПЕРСНИХ ПОТОКАХ СТОСОВНО ДО МОКРОЇ ОЧИСТКИ
ГАЗІВ ВІД ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК**

Спеціальність 01.02.05 – механіка рідини, газу та плазми

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата технічних наук

Науковий керівник:

Шрайбер Олександр Авраамович
доктор технічних наук, професор

КИЇВ – 2016

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, символів, скорочень і термінів.....	4
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1.ОГЛЯД ТАК АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРИ З МОДЕЛЮВАННЯ БАГАТОФАЗОВИХ ПОТОКІВ ТА ОЧИСТКИ ГАЗІВ ВІД ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК.....	12
1.1 Математичні моделі багатофазових потоків.....	12
1.2 Процеси очистки газів від твердих частинок.....	21
1.3 Методи розрахунку мокрої очистки газів від твердих частинок.....	28
1.4 Висновки до розділу 1. Мета і задачі досліджень.....	34
РОЗДІЛ 2. МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРИФАЗОВИХ ПОЛІДИСПЕРСНИХ ПОТОКІВ ГАЗ – КРАПЛІ – ТВЕРДІ ЧАСТИНКИ.....	37
2.1 Методичні засади.....	37
2.2 Рівняння збереження для крапель.....	39
2.3 Рівняння збереження для твердих частинок.....	50
2.4 Вплив турбулентності газового потоку.....	53
2.5 Висновки до розділу 2.....	61
РОЗДІЛ 3. РЕАЛІЗАЦІЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ.....	62
3.1 Замикання систем рівнянь.....	62
3.2 Алгоритми і програми.....	74
3.3 Висновки до розділу 3.....	83
РОЗДІЛ 4. ЧИСЛОВІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ В АПАРАТАХ ДЛЯ МОКРОЇ ОЧИСТКИ ГАЗІВ.....	84
4.1 Порожнистий скруббер.....	84
4.2 Скрубер Вентурі.....	96
4.3 Порівняння з дослідними даними та спрощеними моделями.....	106
4.4 Висновки до розділу 4.....	107
РОЗДІЛ 5. ОПТИМІЗАЦІЯ ПРОЦЕСУ МОКРОЇ ОЧИСТКИ ГАЗІВ.	109
5.1 Методичні основи.....	109
5.2 Очистка газів у порожнистому скруббері.....	112

	3
5.3 Оптимізація скрубера Вентурі.....	120
5.4 Рекомендації щодо підвищення ефективності мокрої очистки газів.	
Висновки до розділу 5.....	126
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	128
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....	130
ДОДАТОК А.....	139

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

b, B – масовий вміст «чужої» фази у краплях і твердих частинках (ТЧ);
 b, c – параметри функції розподілу крапель за розмірами;
 C – коефіцієнт аеродинамічного опору; концентрація частинок;
 c – питома теплоємність;
 E – коефіцієнт осадження;
 f – функція розподілу крапель за розмірами; функція розподілу частинок за пульсаційними швидкостями;
 g, G – питома витрата крапель і ТЧ;
 H – число подібності, що враховує передісторію навантаження краплі;
 K, L, N, P, Q – константи взаємодії;
 L – довжина ділянки труби Вентурі;
 m, M – маса крапель і ТЧ;
 N – розмірність факторного простору;
 N_l, N_s – кількість фракцій крапель і ТЧ;
 R – радіус труби Вентурі;
 t, T – температура крапель і ТЧ;
 T – інтегральний часовий масштаб турбулентності;
 U – швидкість;
 u, v – осереднена і пульсаційна компоненти швидкості;
 V – питомий масовий потік пари з поверхні крапель;
 x, y – декартові координати;
 z – кодові позначення змінних;
 α, ζ – функції розподілу уламків;
 β – коефіцієнт налипання рідини на ТЧ;
 δ, Δ – розмір крапель і ТЧ;
 η – ефективність очищення;
 λ – коефіцієнт теплопровідності;

Λ – інтегральний просторовий масштаб турбулентності;
 μ – коефіцієнт динамічної в'язкості; концентрація частинок;
 ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості;
 ρ – густина;
 τ – час;
 τ_f – час власних коливань краплі;
 Φ, X, Ψ – параметри коагуляції (і подрібнення);
 ω – частота пульсацій.

Числа подібності

L_p – число Лапласа;
 Pr – число Прандтля;
 Re – число Рейнольдса;
 Stk – число Стокса;
 We – число Вебера.

Індекси

c – конфузор;
 d – дифузор;
 g – газ;
 i, j, k, p – номер фракції частинок;
 p – частинки;
 t – горловина труби Вентурі.

Скорочення

МВЧФ – масовий вміст чужої фази;
 ТЕС – теплова електростанція;
 ТЧ – тверді частинки;
 ФП – факторний простір.

ВСТУП

Актуальність теми. Типова ТЕС потужністю 1200 МВт спалює за рік більше ніж 4,2 млн. т вугілля і викидає в атмосферу, крім низки інших речовин, близько 25 тис. т золи. При спалюванні вугілля за рахунок вигорання його органічної маси концентрація важких металів, токсичних речовин, радіоактивних ізотопів та ін. у золі і шлаках значно підвищується у порівнянні з вихідним паливом. Наприклад, у легкій золі донецького вугілля середній вміст міді складає 246 г/т, свинцю – 223 г/т, нікелю – 194 г/т, цинку – 158 г/т. Крім того, у продуктах згоряння міститься значна кількість різноманітних токсичних елементів (миш'яку, ртуті, хлору) та радіонуклідів (^{235}U , ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{40}K та ін.). Отже, очистка димових газів пиловугільних котлів від твердих частинок є важливою екологічною задачею. Її актуальність буде тільки зростати з переходом на європейські екологічні стандарти.

Згідно з чинними нормативами ефективність очистки димових газів від золи повинна сягати 99,6 – 99,8 %. В Україні 36 % енергоблоків, які працюють на вугіллі, обладнані пристроями мокрої очистки газів – скруберами, трубами Вентурі, емульгаторами, які не забезпечують таку ефективність. У наш час є закордонні апарати, які відповідають сучасним екологічним вимогам, проте вони надто дорогі. Щоб покращити ефективність очистки, існує інший шлях, пов'язаний із модернізацією та реконструкцією вітчизняного устаткування для мокрої очистки. Зрозуміло, що найбільш доцільно розв'язувати цю задачу за допомогою математичного моделювання, але для цього необхідно знати закономірності процесів переносу маси, імпульсу та енергії у трифазових полідисперсних потоках газ – краплі – тверді частинки, що відкриє можливість побудувати методи розрахунку та оптимізації роботи вказаних пристроїв.

На жаль, трифазові потоки, особливо полідисперсні, вивчені дуже слабо (і, зрозуміло, чому – таке середовище являє більш багату та різноманітну фізичну картину, ніж двофазове). Наприклад, у монографії [1] трьох провідних спеціалістів із фізики гетерогенних середовищ – представників Америки (Кроу),

Європи (Зоммерфельд) та Азії (Цудзі), що узагальнює результати XX століття у цій галузі, відзначається: «There is little work reported in the literature on three-phase flows» (В літературі є мало праць по трифазових потоках). У капітальному огляді провідного російського фахівця чл.-кор. РАН А. Ю. Вараксіна [2] присвяченому сучасному стану фізики гетерогенних середовищ, ніякі колективні ефекти взагалі не розглядаються. У монографії того ж автора [3], що присвячена міжчастинковій взаємодії, аналізуються тільки явища за участю твердих частинок (ТЧ). Тому цю дисертаційну роботу присвячено дослідженню закономірностей переносу маси, імпульсу та енергії у трифазових полідисперсних потоках із сильною взаємодією (коагуляцією та подрібненням) частинок, побудові відповідних математичних моделей, алгоритмів і програм, визначенню впливу різних факторів на ефективність роботи апаратів для мокрої очистки газів від частинок та їх оптимізації. Зважаючи на викладене, цю тему слід визнати актуальною як у науковому, так і у практичному плані.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Наукові результати, представлені у дисертації, були отримані в Інституті загальної енергетики Національної Академії Наук України у межах виконання таких держбюджетних науково-дослідних робіт: НДР 0110U002116 «Розробка теорії тепло- і масообміну у трифазових полідисперсних потоках та оптимізація робочого процесу в апаратах для мокрої очистки димових газів пиловугільних котлів (2010 – 2012)»; НДР 0110U004322 «Оптимізація робочого процесу в апаратах для очистки димових газів пиловугільних котлів від леткої золи» (2010 – 2012); НДР 0112U003394 «Розроблення теорії переносу в багатофазових полідисперсних потоках стосовно до задач удосконалення та оптимізації робочих процесів в енергетичних установках» (науковий проект НАН України та Російського фонду фундаментальних досліджень, 2012 – 2013); НДР 0114U001059 «Удосконалення очисного та охолоджувального енергетичного устаткування на основі новітніх технологій із багатофазовими середовищами» (2014 – 2016).

Мета роботи: Вивчити закономірності процесів переносу маси, імпульсу та енергії у трифазових полідисперсних потоках із сильною взаємодією дисперсних

включень та на цій основі знайти шляхи покращення ефективності роботи апаратів для мокрої очистки газів від твердих частинок.

Для досягнення цієї мети треба розв'язати такі задачі:

1. Вибрати найбільш ефективний підхід до опису еволюції стану полідисперсного ансамблю частинок із сильною взаємодією.

2. Визначити параметри, які впливають на робочий процес в апаратах для мокрої очистки газів від леткої золи.

3. На основі фундаментальних законів збереження маси, імпульсу та енергії побудувати системи диференціальних рівнянь відносно маси (розміру), питомої витрати, швидкості і температури кожної фракції крапель і твердих частинок, вмісту «чужої» фази в них, а також температури та складу газу стосовно до робочого процесу у порожнистому скрубєрі та скрубєрі Вентурі.

4. Розробити метод урахування впливу турбулентності на ефективну швидкість ковзання частинок двох фракцій.

5. Для замикання систем рівнянь п. 3 на основі аналізу наукової літератури обрати найбільш точні та надійні способи обчислення допоміжних величин, що описують інтенсивність процесів переносу при взаємодії однорідних чи різнорідних частинок між собою та із транспортуємим газом.

6. Розробити алгоритми для реалізації згаданих моделей та створити пакет прикладних програм.

7. За допомогою розроблених програм провести числові дослідження впливу різних параметрів на ефективність уловлювання ТЧ краплями у порожнистому скрубєрі та скрубєрі Вентурі.

8. На основі аналізу результатів числових досліджень знайти оптимальні режими роботи скрубєрів та оптимальну геометрію труби Вентурі, а також розробити рекомендації щодо підвищення ефективності мокрої очистки газів від леткої золи.

Об'єкт дослідження. Робочий процес в апаратах для мокрої очистки газів від леткої золи.

Предмет дослідження. Закономірності робочого процесу в апаратах для мокрої очистки газів від леткої золи.

Методи досліджень. Математичне моделювання процесів переносу у багатофазових середовищах; методи пошуку екстремальної точки у багатофакторному просторі шляхом крутого сходження (спуску) та квадратичної апроксимації.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Вперше побудовано замкнені системи диференціальних рівнянь переносу маси, імпульсу та енергії у трифазовому полідисперсному потоці для порожнистого скрубера та скрубера Вентурі. Ці системи відрізняються від відомих моделей урахуванням зміни усіх параметрів середовища: маси, питомої масової витрати, швидкості, температури та масового вмісту «чужої» фази у кожній фракції крапель і ТЧ, а також температури газу та густини водяної пари у ньому. Розроблено ітераційний алгоритм інтегрування системи рівнянь для порожнистого скрубера.

2. Вперше проведено ретельне дослідження впливу турбулентності газового потоку на закономірності масопереносу при зіткненнях частинок. Зокрема, узагальнено відому формулу Лав'євілля та ін. для відносної пульсаційної швидкості при взаємодії монодисперсних частинок на випадок полідисперсних частинок. Крім того, розроблено новий, більш точний метод обчислення ефективної швидкості ковшання.

3. На основі розроблених моделей вивчено залежність ефективності уловлювання ТЧ від параметрів робочого процесу в порожнистому скрубери та скрубери Вентурі, а також знайдено оптимальні режими їх роботи.

Практичне значення отриманих результатів.

1. Розроблені програми для розрахунку трифазових полідисперсних потоків являють інструмент для вивчення закономірностей робочого процесу у порожнистому скрубери та скрубери Вентурі, розроблення та удосконалення таких апаратів.

2. Визначено оптимальні режими роботи порожнистого скрубера та скрубера Вентурі, а також оптимальну геометрію останнього.

3. Розроблено рекомендації щодо підвищення ефективності очистки відпрацьованих газів пиловугільних котлів від легкої золи.

4. Результати роботи використовуються Інститутом вугільних енерготехнологій НАН України та Об'єднаним Інститутом високих температур РАН для аналізу роботи апаратів для очистки газів від пилу, а також у навчальному процесі на Теплоенергетичному факультеті Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут».

Апробація результатів дисертації. Матеріали дисертації докладалися і обговорювалися на XXVI Міжнародній науковій конференції «Дисперсні системи» (2 доповіді) (Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова, вересень 2014 р., VI Міжнародній науково-технічній конференції «Енергетика. Екологія. Людина» (Інститут енергозбереження та енергоменеджменту НТУУ «КПІ»), травень 2014 р. та науково-технічному семінарі НТУУ «КПІ» «Підвищення ефективності використання органічних палив в енергетиці та промисловості», листопад 2013 р.

Особистий внесок здобувача. У роботах, опублікованих у співавторстві, автору дисертації належать:

[4] – участь у розробленні підходу до побудови математичних моделей; виведення рівнянь щодо маси, питомої витрати, швидкості, температури і фазового складу ТЧ і крапель; участь у розробленні алгоритму інтегрування;

[5, 6, 7] – виведення формул для пульсаційної та ефективної (повної) швидкості ковзання між двома фракціями; розроблення методу врахування впливу турбулентності газового потоку на ефективність уловлювання ТЧ у скрубери Вентурі; пояснення парадоксу аномальної залежності частоти ударів частинок від масштабу турбулентності; проведення числових досліджень;

[8] – обчислення щільності зрошування горизонтального перетину скрубера; розрахунок поправкових коефіцієнтів для витрати води та швидкості газу; обчислення ефективності очистки.

[9] – Здобувач склала повний список параметрів, що описують процес уловлювання твердих частинок краплями; провела дослідження впливу різних факторів на ефективність мокрої очистки газів; знайшла область оптимальних розмірів крапель.

Публікації. За темою дисертації опубліковано 10 наукових праць, з них 7 у фахових виданнях (1 в іноземному журналі «Теплофизика высоких температур» та 4 у вітчизняних виданнях, що включені до міжнародних наукометричних баз даних) та 3 – у матеріалах та тезах конференцій. Здобувач приймала участь у XIII Всеукраїнському конкурсі «Молодь – енергетиці України – 2013: відкритий конкурс молодих енергетиків та вчених» та отримала диплом I ступеня.

Структура дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, списку використаних джерел із 86 найменувань та додатків. Обсяг дисертації становить 141 сторінку, 37 рисунків, 24 таблиць.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ТА АНАЛІЗ ЛІТЕРАТУРИ З МОДЕЛЮВАННЯ БАГАТОФАЗОВИХ ПОТОКІВ ТА ОЧИСТКИ ГАЗІВ ВІД ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК

1.1 Математичні моделі багатофазових потоків

При вивченні закономірностей переносу маси, імпульсу та енергії в багатофазових потоках значну роль грають методи математичного моделювання, оскільки отримання детальної інформації з експерименту пов'язано зі значними складностями та матеріальними витратами. Побудова математичних моделей пов'язана з пошуком компромісу між надмірною складністю і недостовірністю: модель повинна адекватно описувати реальні фізичні явища і в той же час бути достатньо простою, щоб її можна було застосувати для розв'язання практичних задач.

При побудові моделей процесів переносу у багатофазових середовищах перш за все виникає питання, чи можна описати рух ансамблю частинок методами механіки неперервного середовища. Континуальне наближення застосовується тоді, коли можна підібрати просторовий масштаб, достатньо малий у порівнянні з масштабом зміни макроскопічних параметрів течії і в той же час достатньо великий, щоб містити значну кількість частинок і допускати коректне визначення їх розподіленої густини, швидкості тощо [1, 10, 11]. Відомо, що при статистичній незалежності поведінки окремих мікрооб'єктів (частинок, молекул) відносна флуктуація ϵ розподіленої густини дорівнює $N^{-1/2}$, де N – число частинок в об'ємі, що розглядається. Для монодисперсних сферичних частинок ребро L куба, що містить N частинок, згідно з Кроу [10] приблизно дорівнює $L/\delta \sim (2\epsilon^2\alpha_p)^{-1/3}$. Якщо похибка у визначенні густини не повинна перевищувати 3 %, то при об'ємній концентрації $\alpha_p = 10^{-3}$ відношення $L/\delta \sim 80$, тобто для частинок розміром 30 мкм $L \sim 2,4$ мм. Отже, на масштабах порядку L і особливо менше L частинки не можна вважати суцільним середовищем – у цьому випадку треба аналізувати поведінку окремих частинок, і динаміка їх руху стає надзвичайно складною [1, 10 – 12].

Якщо для колективу частинок застосовується континуальне наближення, вони являють собою певне стисливе середовище. Крім того, для множини частинок немає рівняння стану. В роботі Кроу [10] розрізняються потоки з нещільною та щільною множиною частинок: у першому випадку рух частинок визначається взаємодією з несучим середовищем (і, можливо, впливом зовнішніх полів), у другому – ще і зіткненнями між частинками. «Щільність» множини залежить перш за все від відношення часу γ динамічної релаксації частинки до середнього часу τ_c її вільного руху між послідовними зіткненнями.

Важливими параметрами двофазової системи, які визначають можливість використання наближених моделей, є масова концентрація частинок χ та число Стокса Stk , яке дорівнює відношенню γ до характерного часового масштабу T потоку. При дуже малих Stk частинки встигають реагувати на зміни параметрів несучого середовища; тому наближено можна вважати, що у всіх точках геометричного простору швидкості і температури частинок дорівнюють швидкості і температурі газу. У цьому випадку може бути використане рівноважне наближення – багатофазовий потік апроксимується потоком однофазового середовища з певними ефективними властивостями (густиною, газовою сталою, теплоємністю, показником ізентропи) [13]. В іншому крайньому випадку (при $Stk \gg 1$) частинки не встигають змінити свій стан у відповідності зі зміною параметрів газу, і потік називається замороженим [13], тобто приймається, що параметри частинок лишаються такими ж, як і в початковий момент часу. При цьому також розглядається однофазовий потік, але вже не рівноважної суміші, а чистого газу, причому зворотний вплив частинок враховується як розподілені джерела опору і теплоти. Особливий інтерес представляє ще один випадок: при дуже малих χ можна вважати, що наявність частинок не впливає на параметри потоку несучого середовища (наближення одиничної частинки). Тут спочатку розв'язуються рівняння руху газу, а потім за відомими його параметрами визначаються траєкторії частинок і зміна їх стану вздовж траєкторій. Варто відзначити, що наведені міркування носять досить наближений характер: очевидно, можливість використання спрощених моделей не може бути

однозначно визначена величиною тільки одного параметра подібності i , крім того, повинна залежати від типу потоку [11].

Якщо жодна із вказаних наближених моделей не може бути використана, тоді треба розглядати задачу у повній постановці. У найпростішому випадку монодисперсних частинок розглядається модель двошвидкісного та двотемпературного середовища, що була запропонована узбецьким вченим Х. А. Рахматуліним у 1956 р. [14]. Тут в кожній точці мають місце дві швидкості (швидкість газу та швидкість «газу» частинок) і аналогічно – дві температури. При цьому параметри цього «газу» прирівнюються до швидкості і температури ізольованої частинки. Природне узагальнення такого підходу для полідисперсного потоку – це модель багатошвидкісного та багатотемпературного середовища.

При побудові моделей гетерогенних середовищ звичайно приймаються такі спрощення:

- частинок достатньо багато в елементарному об'ємі, щоб замість окремих частинок розглядати квазісуцільне середовище – «газ» частинок, проте їх достатньо мало, щоб не враховувати тиск, що створюється частинками внаслідок їх хаотичного руху;
- кожна частинка являє суцільну сферу без внутрішніх пустот, що складається з однорідного матеріалу; діаметр сфери δ ;
- вміст частинок у газі вважається не настільки великим, щоб виникла необхідність враховувати об'єм частинок: принаймні, витрата частинок не повинна перевищувати витрату газу більше ніж на порядок ($\chi < 10$). Відносний об'єм, який займають частинки навіть при $\chi = 10$, становить $\sim 10^{-2}$, оскільки густина газу приблизно на три порядки нижче густини матеріалу частинок;
- градієнт температури в частинках через їх малий розмір та не дуже низьку теплопровідність приймається рівним нулю;
- електричними, магнітними, гравітаційними та іншими масовими силами можна знехтувати.

Як відомо, переважна більшість дисперсних речовин багатозафазових середовищ як у природі, так і у техніці є полідисперсною. Тому (навіть без

урахування впливу турбулентності) осереднене ковзання викликає масові зіткнення частинок, що у загальному випадку призводять до їх коагуляції і подрібнення та в остаточному підсумку – до зміни їх фракційного складу. Тому розглянемо характеристики існуючих підходів до побудови моделей гетерогенних середовищ зі змінним фракційним складом.

Чітка класифікація таких підходів була вперше побудована Гіллеспі [15]. Розглянуто найпростішу систему об'ємом Ω , що містить у початковий момент дві фракції: N_0 частинок маси m_0 та N частинок маси μ , причому $m_0 \gg \mu$ і $N_0 \ll N$. Кожний акт взаємодії $m_0 - \mu$ призводить до їх коагуляції (подрібнення не враховується), а зіткнення між частинками однієї фракції неможливі. Число N настільки велике, що практично не змінюється за час спостереження. Далі вводиться константа взаємодії [15]

$$k(m, \mu) = 0,25\pi E \Omega^{-1} (\delta_m + \delta_\mu)^2 |\mathbf{v}(\mu) - \mathbf{v}(m)| \approx \text{const} \quad (1.1)$$

($\mathbf{v}$ – вектор швидкості частинки; E – коефіцієнт осадження), так що kN дорівнює середній частоті зіткнень для крупної частинки m . При цьому можливі три варіанти фізичної інтерпретації величини $dv = kNdt$ (середньої кількості зіткнень за час dt), яким відповідають три підходи:

а) неперервний (Ленгмюр [16]) – dv є *кількість* частинок μ , які кожна частинка m приєднує за час dt ; тоді маса всіх частинок m зростає однаково, і, отже, можна ввести функцію

$$m(\tau) = m_0 + k N \mu \tau; \quad (1.2)$$

б) кінетичний (Смолуховський [17] – Мюллер [18]) – dv є *частка* частинок m , які за dt зазнають по одному зіткненню; отже, тут немає сенсу використовувати функцію типу (1.2), тому що різні крупні частинки будуть

мати в момент τ різні маси, і замість (1.2) слід ввести функцію $N^0(m, \tau)$, що дорівнює кількості частинок m у момент τ ;

в) стохастичний (Гіллеспі) – dv є *ймовірність* об'єднання будь-якої частинки m із частинкою μ за час $d\tau$.

Для дослідження еволюції стану полідисперсних систем найбільш широко використовується кінетичний підхід. Його фізичною основою є уявлення про стрибкоподібну міграцію зображуючих точок вздовж осі мас або розмірів частинок при їх взаємодії. Так, наприклад, акт об'єднання двох частинок m та μ описується моментальним переносом їх речовини в точку $(m+\mu)$, що відповідає зникненню (загибелі) початкових частинок та народженню нової частинки з масою $m + \mu$. Якщо взаємодія $m - \mu$ призводить до подрібнення з утворенням вторинних частинок $m_1, m_2, \dots, m_n$, то разом із зникненням частинок m та μ враховується народження нових частинок із відповідними масами. Взаємодія частинок m з будь-якими іншими частинками (як більшими, так і меншими) тут описується однаково – кожне зіткнення призводить до того, що обидві частинки, які приймають у ньому участь, втрачають свою індивідуальність, тобто їх речовина стрибком переходить в інші фракції.

При виводі кінетичних рівнянь зазвичай приймаються наступні умови:

i) дисперсна система достатньо розріджена, тому можна розглядати лише парні зіткнення, причому на зближення, зіткнення та об'єднання двох частинок інші частинки не чинять значного впливу;

ii) характерний час зближення та об'єднання двох частинок (мікромасштаб) значно менше характерного часу еволюції стану системи (макромасштабу);

iii) певні фактори добре перемішують ансамбль, тому його можна вважати просторово однорідним, а поведінку окремих частинок між актами взаємодії – статистично незалежними (в задачі Гіллеспі ці умови виконуються). В. М. Волощук [19] пропонує ансамблі, що задовольняють

умовам і – iii, називати системами Смолуховського, а процес коагуляції, що не супроводжується іншими явищами (подрібненням, випаровуванням, конденсацією, введенням або виведенням частинок), – вільним.

Кінетичний підхід дає більш реалістичну картину, ніж неперервний (див. нижче), але має істотний недолік – фронт коагуляції тут рухається вздовж осі m із нескінченною швидкістю. Тому при його практичному використанні слід розглядати велику кількість фракцій.

Стохастичний підхід, на відміну від кінетичного, не дозволяє точно передбачити кількість частинок m в момент τ , і тому, замість функції N^0 , тут визначається величина $p(n, m, \tau)$ – ймовірність того, що в момент τ в системі міститься n крупних частинок, які мають масу m . Цей підхід призводить до дуже складних обчислень і далі не розглядається.

Як для розрахунку зіткнення крапель у хмарах і туманах, так і для аналізу процесів коагуляції в різних технічних пристроях широко використовується неперервний підхід. Його фізичною основою є умовна заміна дискретної зміни маси крупної частинки при зіткненнях неперервною, тому взаємодія даної фракції з частинками меншого та більшого розміру описується по-різному. Приймається, що деяка частинка зберігає свою індивідуальність (тобто речовина продовжує належати до тієї ж фракції) при зіткненнях із меншими частинками і втрачає її лише при взаємодії з більш крупною частинкою.

Важливою перевагою неперервного підходу є обмежена швидкість росту найбільш крупних частинок. При числовому інтегруванні рівнянь коагуляції це дозволяє обмежитись невеликою кількістю фракцій. Крім того, тут легко враховуються як парні, так і трійні і т. д. зіткнення. Нарешті, неперервний підхід не потребує визначення параметрів частинок «проміжних» розмірів, що полегшує обчислення та підвищує їх точність. Неперервний підхід тим більше виправданий, чим більше різниця розмірів частинок, що взаємодіють. Для «технологічних» задач, де треба визначити лише середній розмір частинок, неперервний підхід дає приблизно таку ж точність, як і кінетичний [1, 13].

Для опису еволюції стану ансамблю частинок можливе використання двох методів: Ейлера та Лагранжа. Згідно з першим методом задаються поля швидкостей рідини у фіксованих точках простору в кожний момент часу, а з другим – вказують залежність координат всіх частинок рідини від часу. Тобто метод Ейлера – це опис еволюції стану ансамблю, при якому розглядаються фракції (групи), нерухомі у просторі мас або розмірів; очевидно, що за рахунок неперервної зміни фазових координат у певну точку в різні моменти часу будуть потрапляти різні частинки. Метод Лагранжа – це опис, пов'язаний із розглядом еволюції стану фіксованих (мічених) частинок, що мігрують у фазовому просторі.

У більшості робіт по багатофазових потоках зі змінним фракційним складом приймається, що всі частинки даної фракції мають одну швидкість і одну температуру. В рамках таких моделей (називатимемо їх гідродинамічними) двофазова система розглядається як багатошвидкісне і багатотемпературне неперервне середовище, що являє сукупність взаємопроникаючих континуумів. Це дозволяє суттєво спростити опис еволюції стану середовища, оскільки швидкість та температура стають однозначними функціями розміру (або маси) частинки. Проте при використанні гідродинамічних моделей виникає необхідність у прийнятті додаткових гіпотез про перерозподіл надлишку (нестачі) імпульсу та енергії нових (що виникли внаслідок коагуляції та подрібнення) частинок m у порівнянні з іншими частинками тієї ж фракції. Як показано в [13], відсутність урахування вказаного надлишку призводить до порушення законів збереження енергії та імпульсу. У цій роботі розглядається випадок стаціонарного квазіодновимірного потоку. Якщо з усіх сил, що діють на частинку, враховувати лише силу f аеродинамічного опору, рівняння руху газу і частинок можна записати у вигляді

$$u(m)\partial u(m)/\partial x = f(m); \quad (1.3)$$

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dx} + \frac{dp}{dx} + \int_0^\infty m n(m) f(m) dm = 0, \quad (1.4)$$

де p – тиск; $n(m)dm$ – число частинок маси m , dm в одиниці об'єму суміші; $u(m)$ – швидкість фракції m ; u_g – швидкість газу; сила f віднесена до одиниці маси частинок.

Поряд з n , введено також нормовану витратну функцію розподілу частинок за масами $g(m)$ так, що витратна масова концентрація частинок m , dm складає $d\kappa(m) = \kappa g(m)dm$ (при цьому $\int g dm = 1$). Закон збереження імпульсу для двофазової суміші може бути представлено у вигляді

$$\rho_g u_g \frac{d}{dx} \left[u_g + \int_0^\infty g(m) u(m) dm \right] + \frac{dp}{dx} = 0, \quad (1.5)$$

або після розкривання дужок –

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dx} + \frac{dp}{dx} + \rho_g u_g \left[\int_0^\infty u(m) \frac{\partial g(m)}{\partial x} dm + \int_0^\infty g(m) \frac{\partial u(m)}{\partial x} dm \right] = 0. \quad (1.6)$$

З іншого боку, підставляючи (1.3) в (1.4) та враховуючи визначення g , отримаємо

$$\rho_g u_g \frac{du_g}{dx} + \frac{dp}{dx} + \rho_g u_g \int_0^\infty g(m) \frac{\partial u(m)}{\partial x} dm = 0. \quad (1.7)$$

Порівняння (1.6) та (1.7) показує, що для виконання закону збереження імпульсу необхідно і достатньо, щоб

$$\int_0^\infty u(m) \frac{\partial g(m)}{\partial x} dm = 0. \quad (1.8)$$

У той же час з умови збереження маси частинок випливає

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty g dm = 0, \text{ або } \int_0^\infty \frac{\partial g(m)}{\partial x} dm = 0. \quad (1.9)$$

Очевидно, у загальному випадку умови (1.8) та (1.9) не можуть бути виконані одночасно. На рис. 1.1 як приклад наведено загальний вигляд функцій $\partial g(m)/\partial x$ і $u(m)$ у випадку вільної коагуляції у газовому потоці, що прискорюється [13]. Якщо заштриховані площі на рис. 1.1, *a* рівні між собою, то після умноження на $u(m)$ рівність порушиться.

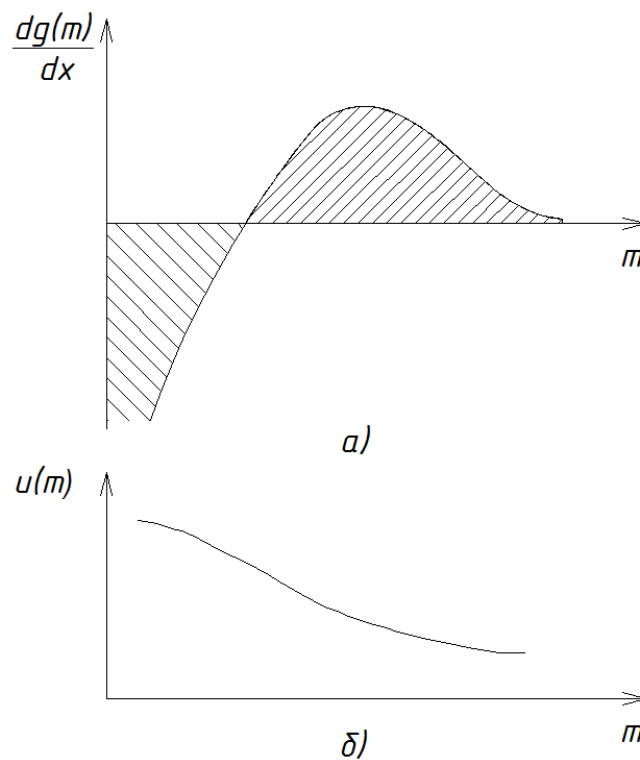


Рис. 1.1. До доказу несумісності умов (1.8) та (1.9) [13]

Таким чином, до системи рівнянь двофазового полідисперсного потоку слід додати «коагуляційні» поправки, які враховують надлишок імпульсу та енергії нових частинок і забезпечать виконання усіх законів збереження. Ці поправки можна включити у рівняння для частинок (у роботі [13] таке припущення зветься гіпотезою I) або газу (гіпотеза II). Розглядається також і загальна гіпотеза – певна частина надлишку включаються у рівняння для частинок, а решта – для газу.

На відміну від гідродинамічних моделей, статистичні моделі [20, 21]

виходять за рамки уявлень механіки неперервного середовища. В цих моделях враховується різниця швидкостей і температур окремих частинок кожної фракції, тобто розмірність задачі зростає (і це призводить до досить складних обчислень). Розрахунки за статистичною моделлю [21] свідчать, що найбільш близькі до неї результати дає гідродинамічна модель із гіпотезою I.

Нарешті, треба ще розглянути моделі подрібнення крапель при зіткненнях. Найпростіша (*монодисперсна*) модель передбачає, що розмір уламків дорівнює діаметру снаряду (меншої з двох крапель, що зіштовхуються), а їх швидкість та температура – відповідним параметрам мішені [22]. У монографії Васеніна [23] розглядаються дві наближені моделі, де параметри вторинних крапель або дорівнюють відповідним параметрам вихідних крапель, або мають рівні швидкості та температури (вони дають крайні оцінки слабкої або сильної взаємодії). Нарешті, найбільш загальна (*полідисперсна*) модель подрібнення була запропонована Підвисоцьким в [24] на основі отриманих тут дослідних даних: уламки мають полідисперсний склад, а їх початкова швидкість та температура можуть відрізнятися від параметрів вихідних крапель.

1.2 Процеси очистки газів від твердих частинок

Із промисловими викидами від різних джерел в атмосферу Землі щорічно надходить близько 250 млн. т пилю, більше 200 млн. т оксиду вуглецю, близько 150 млн. т двоокису сірки та 120 млн. т оксидів азоту. Серед галузей економіки, що роблять значний внесок у забруднення атмосфери, слід перш за все назвати теплову енергетику, що працює на вугіллі. Так, типова ТЕС потужністю 1000 МВт спалює за рік більше ніж 3 млн. т вугілля і викидає в атмосферу, крім низки інших речовин, близько 30 тис. т золи. Летка зола вугільних ТЕС містить токсичні елементи (ртуть, миш'як), важкі метали (свинець, мідь, цинк, кобальт, нікель), радіоактивні ізотопи калію, урану, радію та ін., що призводить до довготривалого забруднення оточуючого середовища.

Кількість леткої золи, що виноситься з топок енергетичних котлів, у загальній масі золошлакових відходів складає:

- для однокамерних пиловугільних топок із сухим шлаковидаленням – 95 %;
- для однокамерних пиловугільних топок з рідким шлаковидаленням – 85 %;
- для топок із циркулюючим киплячим шаром – 50 – 60 %.

Тому розробка, дослідження і використання нових, ефективних методів зниження вмісту шкідливих речовин у викидах ТЕС є актуальною задачею для енергетики України.

Димові гази, що мають у своєму складі згадані вище речовини, створюють серйозну небезпеку для здоров'я працівників підприємств і навколишнього населення. Інші відпрацьовані гази, що містять речовини, які не представляють безпосередньої небезпеки для здоров'я людей, наприклад, сполуки фтору чи сірки (IV), можуть знищувати рослинність, поступово руйнувати споруди, ускладнюючи життя в промисловому місті.

Частинки, менші за 10 мкм, найбільш шкідливі. Різні епідеміологічні служби виявили досить тісну кореляцію між збільшенням концентрації частинок при вдиханні та зростанням смертності і захворюваності, зокрема, респіраторних та серцево-судинних хвороб [25, 26]. Частинки такого розміру впливають також на атмосферні процеси, включаючи формування хмар, видимість, сонячну радіацію та опади [27, 28].

В залежності від умов видалення дисперсної фази існуюче обладнання для очистки димових газів можна поділити на дві групи [29 – 38]. До першої з них відносяться апарати, в яких уловлювання частинок відбувається у сухому газовому середовищі (апарати сухої очистки). До другої відносяться апарати мокрої очистки, де, крім газової фази, присутня та чи інша рідина у суцільному чи дисперсному вигляді. В апаратах кожної з цих груп застосовуються різноманітні методи видалення дисперсної фази, класифікаційними ознаками яких є фізичні принципи, що використовуються для уловлювання частинок. Серед цих методів слід виділити такі:

- механічні методи очистки, в яких осадження частинок здійснюється під впливом масових сил, зокрема, під дією сили тяжіння, відцентрової або сили інерції (в інерційних пиловловлювачах відбувається різка зміна напрямлення газопилового потоку, і частинки, рухаючись у попередньому напрямку, відділяються від газу);

- фільтрування газів крізь пористі матеріали (рукавні, або тканинні фільтри), які не пропускають завислі у газі частинки;

- електричні методи очистки шляхом осадження частинок в електростатичному полі високої напруги;

- методи очистки газу при його проходженні крізь шар рідини чи піни або зрошуванні краплями.

Пилові камери – це найпростіші пристрої для уловлювання крупних частинок. Принципом дії таких камер є осадження частинок при невеликій швидкості руху димових газів крізь робочу камеру. Чим менше швидкість газів, тим більше швидкість осадження частинок. Недоліком камер є те, що вони займають велику площу, тому як основний пристрій не використовуються. Характерною особливістю цього апарата є можливість його використання при високих робочих температурах і агресивних середовищах [29].

Циклонні апарати є найбільш розповсюдженим типом серед механічних пиловловлювачів. Їх переваги: надійна робота при температурі до 500°C, відсутність рухомих частин, можливість уловлювання абразивного пилю, слабка чутливість до підвищення концентрації пилю. Недоліками циклонів є низька ефективність уловлювання частинок розміром менше 5 мкм та високий гідравлічний опір (1250 – 1500 Па) згідно з Алієвим [30].

Фільтри. Робота фільтрів усіх видів базується на процесі фільтрації запиленого газу крізь пористу перегородку, у ході якої частинки затримуються в ній, а чистий газ проходить крізь неї. Перегородки можуть мати різну структуру, але у більшості своїй складаються з волокнистих або зернистих матеріалів. В об'ємі фільтруючого матеріалу двофазовий потік багаторазово подрібнюється на малі струмені, які неперервно зливаються, обтікаючи окремі елементи. В

результаті завислі частинки наближаються до поверхні елементів або пор, осаджуються на них і утримуються силами адгезії.

Уловлені частинки накопичуються у пиловому шарі і, отже, становляться частиною фільтруючого середовища для нових частинок. Але через накопичення частинок опір руху газів зростає, і тому у певний момент виникає необхідність у їх видаленні. У деяких випадках слід змінювати фільтруючий матеріал, отже, фільтри потребують періодичної регенерації, що є їх недоліком [31 – 33].

В *електрофільтрах* частинки пилу осаджуються при пропусканні запиленого газу між парами електродів: коронуючим електродом, що зазвичай має форму тонкого проводу і знаходиться під від'ємною напругою 40 – 50 кВ, і заземленим осаджувальним. Різниця потенціалів повинна бути достатньою для утворення коронного розряду біля коронуючого електрода, що призводить до утворення газових іонів, які рухаються від коронуючого електрода до осаджувального і заряджають частинки пилу. Заряджені частинки під дією електричного поля мігрують в основному до осаджувального електрода і осаджуються на ньому. Частинки, що осіли на електроді, утворюють шар агрегованого пилу, який можна видалити, струшуючи електроди через певні проміжки часу або змиваючи пил водою [30, 33, 34].

Електрофільтри мають такі недоліки: вони досить громіздкі і коштовні, а ефективність очистки зменшується при відключенні живлення, вторинному винесенні уловленого пилу при струшуванні електродів та при зміні параметрів основного технологічного процесу. Разом з тим важливою перевагою електрофільтрів у порівнянні з іншими сухими апаратами є висока ефективність.

Мокрі пиловловлювачі мають ряд переваг у порівнянні з апаратами інших типів:

- вони дешеві і прості в обслуговуванні та відрізняються досить високою ефективністю уловлювання завислих частинок порівняно з апаратами для сухої очистки;

- деякі мокрі пиловловлювачі (наприклад, скрубери Вентурі) можна використовувати для очистки газів від частинок розміром 1 мкм і менше;

- мокрі пиловловлювачі не тільки успішно конкурують із такими високоефективними очищувачами, як рукавні фільтри та електрофільтри, але і можуть використовуватись у тих випадках, коли ці апарати не застосовуються, наприклад, при високій температурі і підвищеній вологості газів, при небезпеці займань та вибухів очищених газів або пилу;

- мокрі апарати можуть одночасно з очисткою газів від частинок уловлювати шкідливі пароподібні і газоподібні компоненти, тобто служити абсорберами, а також контактними теплообмінниками для охолодження і зволоження газів [30, 33, 35, 36].

Метод мокрого знепилювання має також і ряд недоліків:

- уловлений продукт виділяється у вигляді шламу, що пов'язано з необхідністю очищення стічних вод і, отже, з подорожчанням очистки;

- витрачається значна кількість води;

- мокра очистка непридатна, якщо зола містить значну кількість кальцію;

- пил може осаджуватись у газопроводах, димососах і димових трубах;

- у випадку очистки агресивних газів слід захищати апаратуру і комунікації антикорозійними матеріалами.

Як зрошувальна рідина якнайчастіше використовується вода, а при спільному розв'язанні задач пилоуловлювання та хімічної очистки – спеціальний абсорбент.

Мокрі пиловловлювачі поділяють на групи в залежності від поверхні контакту чи за способом дії. Найбільш розповсюджені з них такі:

- порожнисті газоочищувачі (зрошувальні пристрої, промивні камери, порожнисті форсункові скрубери);

- насадні скрубери;

- тарілчасті газоочищувачі (барботажні та пінні апарати);

- газоочищувачі з рухомою насадкою;

- швидкісні газоочищувачі (скрубери Вентурі, ежекторні скрубери) [30].

У порожнистих газоочищувачах – колонах круглого або прямокутного перетину – організується висхідний потік запиленого газу назустріч краплям

рідини, що вільно падають. Частинки захоплюються краплями, і утворений шлам та очищені газу видаляються з апарата (рис. 1.2). Такі апарати використовуються як для очистки газів від достатньо крупних частинок, так і для охолодження газів. Розмір крапель та швидкість газу (звичайно 0,6 – 1,2 м/с) підбирають так, щоб виключити винесення крапель висхідним потоком. Порожнистий форсунковий скруббер ефективний – ступінь очищення сягає 99 % при уловлюванні частинок розміром більше 10 мкм, але різко знижується при $\delta < 5$ мкм [30, 33].

Насадні газоочищувачі являють колони, заповнені тілами різної форми, і використовуються у випадках добре змочуваного пилу, особливо коли процеси його уловлювання супроводжуються охолодженням газів чи абсорбцією. Насадку засипають у колону на опорну решітку. Оскільки насадки часто забиваються, даний тип газоочищувачів використовують досить рідко.

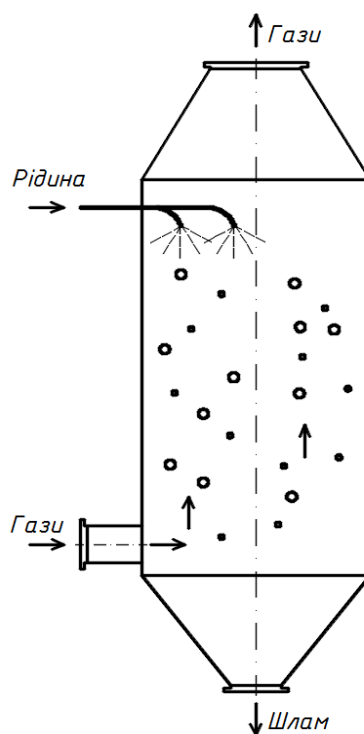


Рис. 1.2. Порожнистий скруббер [30]

Основа дії тарілчастих газоочищувачів полягає у взаємодії газів з рідиною на тарілках різної конструкції, причому характер взаємодії залежить від швидкості газового потоку. При невеликих швидкостях (~ 1 м/с) газу барботують

крізь шар рідини, а при більш високих утворюється високотурбулентна піна, в якій проходить руйнування і утворення нових бульбашок (тому даний тип газоочищувачів називають пінним). Ці апарати показали ефективну та надійну роботу у різних галузях промисловості.

Швидкісні газоочищувачі (скрубери Вентурі) є ефективними апаратами для усунення частинок із промислових газів. Золуловлювач конструктивно являє поєднання власне труби Вентурі (яка іноді зветься коагулятором або розпилювачем) із сепаратором забруднених крапель – краплєвловлювачем. Труба Вентурі включає конфузор із кутом розхилу $25 - 60^\circ$, циліндричну ділянку (горловину) та дифузор із кутом розхилу $6 - 12^\circ$. Запилений потік подається до конфузора, де газу прискорюються з перетворенням певної частини їх потенціальної енергії у кінетичну. Зрошуюча рідина поступає у зону конфузора або горловини. Тут звичайно має місце її інтенсивне подрібнення аеродинамічними силами, оскільки швидкість газів у горловині сягає 100 м/с і більше. Важливою позитивною якістю скрубєрів Вентурі є їх висока ефективність навіть при уловлюванні дуже дрібних частинок, а недоліком – великий гідравлічний опір [33, 35 – 38].

На рис. 1.3 представлено різні конструкції скрубєрів Вентурі [30, 38]. У скрубєрах із центральним зрошуванням подача рідини здійснюється форсунками, встановленими перед конфузорею або безпосередньо в ньому (в основному використовують відцентрові форсунки). Тиск перед ними становить $0,2 - 0,3 \text{ МПа}$. У скрубєрах із периферійним зрошуванням рідина подається крізь отвори у стінках конфузора чи горловини. У скрубєрах із плівковим зрошуванням для попередження утворення відкладень на стінках конфузора і дифузора при використанні сильно забрудненої зворотної рідини доцільна її плівкова подача. Для кращого контакту газу і рідини по периметру горловини труби звичайно роблять уступ. Максимальний діаметр горловини залежить від швидкості газу, але не рекомендується приймати його більше 100 мм . У безфорсункових скрубєрах газу контактують із поверхнею рідини, що знаходиться у приймальній чаші,

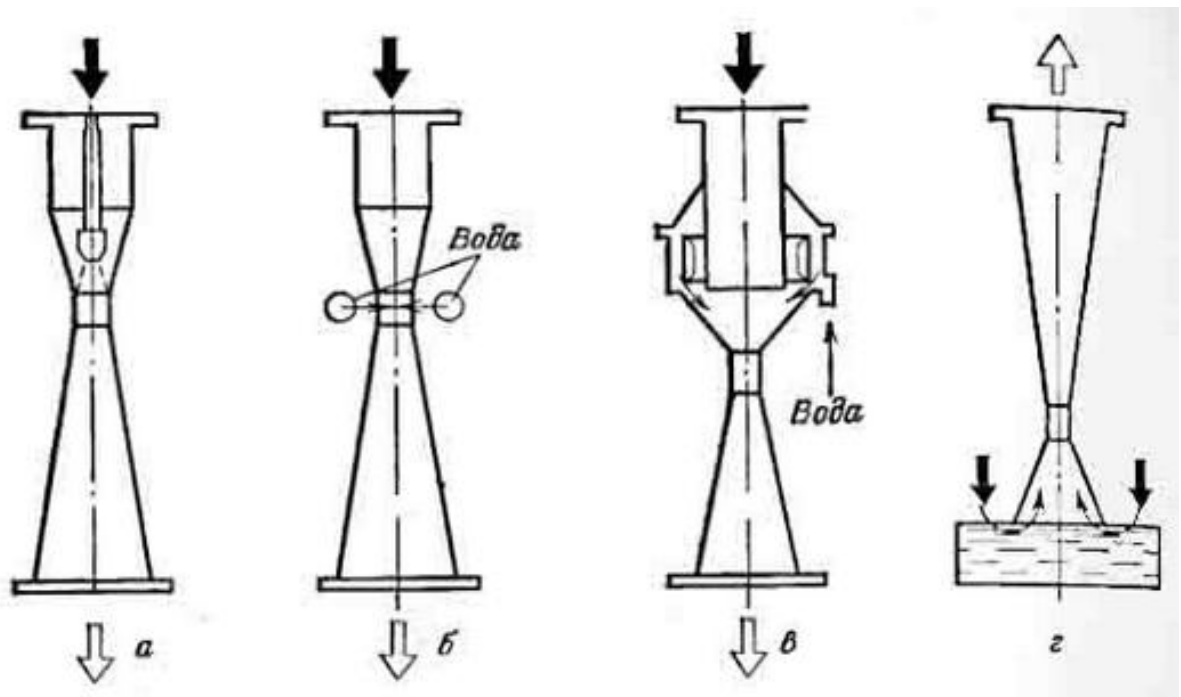


Рис. 1.3. Конструкція труб-розпилювачів [30]

а – центральне (форсункове) підведення рідини; б – периферійне зрошування; в – плівкове зрошування; г – безфорсункове зрошування.

захоплюють її і подають до труби у вигляді крапель. Такі апарати використовують як абсорбери, але можуть працювати і як пилоуловлювачі.

На додаток до перелічених груп апаратів, до мокрих пилоуловлювачів відносяться мокрі електрофільтри та циклони, зрошувані волокнисті фільтри та ін. [30, 39].

1.3 Методи розрахунку мокрої очистки газів від твердих частинок

У будь-якому апараті для мокрої очистки газів від завислих частинок реалізується трифазова течія газ – рідина – тверді частинки (ТЧ). На практиці як ТЧ, так і краплі завжди мають полідисперсний склад. Наприклад, згідно з Ращекіним [40] розміри найменших і найбільших частинок легкої золи при спалюванні антрациту і пісного вугілля на ТЕС України становлять 0,1 і 120 мкм (правда, частка частинок $\Delta < 1$ мкм та $\Delta > 70$ мкм дуже незначна). Дослідження розбризкування води відцентровими форсунками, проведені в Інституті загальної

енергетики (ІЗЕ) НАН України [41], показали, що утворюються краплі розміром від 0,2 – 0,3 до 4 – 5 мм (відомі способи генерування практично монодисперсних крапель (див., наприклад, [24]), але вони складні і придатні скоріше для лабораторної практики, ніж для застосування у промислових масштабах).

Отже, поряд із головним (цільовим) явищем – зіткненнями ТЧ із краплями, – у трифазовому полідисперсному потоці реалізуються ще два види взаємодії: «ТЧ – ТЧ» і «крапля – крапля» (остання може призводити до їх коагуляції та подрібнення). Далі, при значних швидкостях газу можливе подрібнення крапель аеродинамічними силами. Можливі і фазові переходи – конденсація та випаровування. Нарешті, початкові температури фаз часто істотно відрізняються, і слід враховувати міжфазовий теплообмін. Таким чином, трифазовий полідисперсний потік являє різноманітну фізичну картину. У підручнику [42] після опису дуже наближеної моделі уловлювання ТЧ (див. нижче) на с. 241 зазначається: «Реальний процес уловлювання пилу краплями рідини значно складніше і *не піддається повному врахуванню*» (курсив мій І. А.). якщо із першою частиною цього висновку слід погодитись, то друга видається надто категоричною, і ця дисертація являє спробу її спростувати.

Перш ніж описати відомі моделі трифазової течії стосовно до пилоуловлювання [33, 35 – 37, 40, 42 – 56], зазначимо, що у переважній більшості таких моделей вміст ТЧ у потоці визначається «масовою концентрацією пилу у газі» [42], або, точніше, його розподіленою густиною $\tilde{\rho}$ (масою частинок в одиниці об'єму потоку, $\text{кг}/\text{м}^3$). При цьому ефективність уловлювання обчислюється як $\eta = (P_0 - P_f) / P_0$, де індекси 0 та f відносяться до вхідного та вихідного перетинів трифазового потоку. Але розподілена густина частинок залежить не тільки від реальної кількості твердої речовини, але і від швидкості, з якою ці частинки рухаються. Тому набагато точніше (і, крім того, більш коректно у принципі) визначати η через питому масову витрату пилу G ($\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$) для апаратів постійного поперечного перетину або його повну витрату G° ($\text{кг}/\text{с}$) при змінному перетині апарата (наприклад, для труби Вентурі). Слід також відзначити, що у багатьох працях нема чітких дефініцій, яка саме величина

характеризує вміст ТЧ у трифазовому потоці. Наприклад, у дисертації [40, с. 78] вводиться «число частинок пилу на вході труби Вентурі» N , але залишається незрозумілим, це число частинок в одиниці об'єму або кількість частинок, що проходять через поперечний перетин труби за одиницю часу. Тому перевірити коректність формул тут неможливо.

Стосовно до взаємодії краплі розміром δ_i та ТЧ Δ_j розглянемо елемент об'єму потоку у формі циліндра з основою у вигляді кола діаметром $\delta_i + \Delta_j$ та твірною $|U_j - u_i|d\tau$ (рис. 1.4; тут і нижче малі літери відносяться до крапель, а великі – до ТЧ, τ – час). Об'єм цієї чарунки дорівнює

$$dV_{ji} = 0,25\pi(\delta_i + \Delta_j)^2 |U_j - u_i| d\tau. \quad (1.10)$$

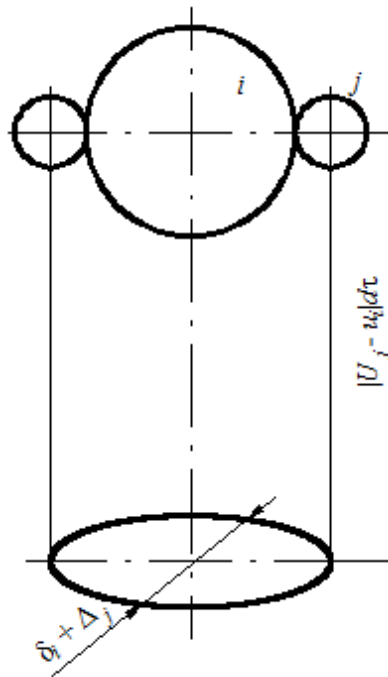


Рис. 1.4. До обчислення взаємодії $\Delta_j - \delta_i$

Оскільки розподілена густина ТЧ j становить $P_j = G_j / U_j$, то маса твердих частинок j у чарунці буде

$$d\bar{M}_j = 0,25\pi(\delta_i + \Delta_j)^2 |U_j - u_i| (G_j / U_j) d\tau. \quad (1.11)$$

Отже, при умові повної коагуляції маса краплі збільшиться на $E_{ji} d\bar{M}_j$. Тоді питома витрата крапель i зросте на $g_i E_{ji} d\bar{M}_j/m_i$, а питома витрата частинок j зменшиться на таку ж величину. Таким чином, переходячи від незалежної змінної τ до поздовжньої координати x , маємо

$$\frac{dG_j}{G_j} = -S_{ji} dx; \quad S_{ji} = \frac{\pi g_i E_{ji} (\delta_i + \Delta_j) |U_j - u_i|}{4m_i u_i U_j}. \quad (1.12)$$

(підкреслимо, що в (1.12) описується взаємодія двох фракцій різної природи j та i ; у загальному випадку N_s фракцій ТЧ і N_l фракцій крапель слід розглянути $N_l N_s$ виразів типу (1.12)).

Для подальшого розділимо умовно всі відомі моделі уловлювання частинок на чотири рівні. У моделях 1-го рівня розглядаються тільки монодисперсні частинки (отже, індекси j, i в (1.12) можна випустити), причому всі величини у правій частині (1.12) вважаються постійними по довжині потоку. Для обґрунтування такого підходу в [36, с. 39] стверджується, що заміна полідисперсного ансамблю крапель монодисперсним із тим же значенням питомої поверхні не призведе до значної похибки у визначенні ступеня очистки. Але процес досить складний і багатофакторний, і так гіпотезу слід було підтвердити порівнянням із більш точними моделями.

У межах перелічених спрощень рівняння (1.12) легко інтегрується:

$$\eta(x) = 1 - \frac{G(x)}{G_0} = 1 - \exp(-Sx). \quad (1.13)$$

Цей вираз дає зміну ефективності уловлювання по довжині трифазового потоку.

Моделі 1-го рівня наводяться в [33, 36, 40, 42 – 47 та ін.]. Згідно з [43] скруббер Вентурі складається тільки із горловини, де краплі прискорюються до швидкості газу. При цьому коефіцієнт їх аеродинамічного опору при числах Рейнольдса 100 – 1000 обчислюється за формулою

$$C_D = 55/\text{Re}, \quad \text{Re} = \delta u_r/\nu, \quad (1.14)$$

де δ – розмір краплі; u_r – відносна швидкість. Ця формула занижує значення коефіцієнта опору у 2 – 8 разів у порівнянні з відомими експериментальними даними [12]. В [45] приймаються такі спрощення: у трифазовому потоці нема фазових переходів та коагуляції крапель; газ є ідеальним; краплі сферичні; обидва ансамблі частинок монодисперсні; кожне зіткнення краплі з ТЧ призводить до їх об'єднання. Зрозуміло, що такі і подібні спрощення не дозволяють отримати досить точний і надійний результат.

У [36, 40, 47 – 49 та ін.] визнається, що основні параметри процесу (перш за все швидкості фаз і коефіцієнт осадження) можуть істотно змінюватись по довжині потоку, і тому замість (1.13) використовується формула

$$\eta(x) = 1 - \exp\left(-\int_0^x S dx\right) \quad (1.15)$$

(моделі 2-го рівня). Зазначимо, що використання подібної формули було нормативним при проектуванні та розрахунку скрубєрів Вентурі в організаціях колишнього СРСР [48]. Істотним недоліком таких моделей є те, що автори не пропонують якихось шляхів обчислення розподілу змінних величин. Саме цим відрізняються моделі 3-го рівня [40, 47, 50 та ін.]. Так, в [40] наводиться диференціальне рівняння для швидкості крапель, де враховується тільки аеродинамічний опір, а коефіцієнт опору обчислюється за більш коректною (у порівнянні з (1.14)) емпіричною формулою

$$C_D = 24\text{Re}^{-1} + 4\text{Re}^{-0,5} + 0,4. \quad (1.16)$$

Враховується також випаровування крапель, але їх коагуляція та подрібнення при зіткненнях не приймаються до уваги. Нарешті, розглядається можливість подрібнення крапель аеродинамічними силами, але приймається наближене критичне значення числа Вебера $We_{cr} = 5$ ($We = \delta u_r^2 \rho_g/\sigma$, див. також підрозділ 3.1).

Як відзначається в [51], «важлива задача полягає у визначенні шляхів удосконалення процесів очистки відпрацьованих газів у промислових теплоенергетичних установках і розробці методів розрахунку та інтенсифікації уловлювання дрібних частинок легкої золи. Існуючі методики розрахунку мокрих пиловловлювачів із трубами Вентурі не враховують ряд факторів і містять істотні спрощення, в результаті яких розрахункова ефективність уловлювання частинок золи в трубах Вентурі завищується на 4 – 10 %, а прослідкувати причини їх низької ефективності не вдається». Тому особливу цінність являють *моделі 4-го рівня*, до яких віднесемо такі, де робиться спроба побудувати повну систему рівнянь трифазового потоку [37, 52].

У монографії І. Б. Палатника [37] на базі кінетичного підходу (див. підрозділ 1.1) аналізуються процеси газоочистки у трубі Вентурі. У рівнянні неперервності потоку крапель фігурує доданок, що описує їх коагуляцію між собою, а в рівнянні для частинок – зменшення їх витрати за рахунок поглинання краплями (можливість відскоку не враховується). Крім того, розглядається подрібнення крапель аеродинамічними силами, але критичне число Вебера, як і у [40], дуже наближене. Записано також рівняння руху і теплообміну газу і частинок, але вони не містять «коагуляційні» поправки (див. підрозділ 1.1), і тому система рівнянь не задовольняє закони збереження імпульсу та енергії для трифазової суміші. Це відзначається в статті [53], де наведено більш коректні рівняння руху і теплообміну, що базуються на перерозподільній гіпотезі І.

У роботі М. І. Шиляєва та ін. [52] розглядається рух та тепломасообмін трифазового чотирикомпонентного гетерогенного середовища краплі рідини – монодисперсні субмікронні ТЧ із плівкою конденсату на їх поверхні – парогазова суміш у порожнистому скрубєрі. Оскільки ТЧ із конденсатом дуже малі, їх швидкість вважається такою ж, як і швидкість парогазової суміші, але температури цих середовищ можуть відрізнятись. У моделі враховується конденсація пари рідини на краплях і ТЧ або її випаровування залежно від локальних термодинамічних параметрів у потоці (при цьому у рівнянні для швидкості крапель (типу рівняння Мещерського) замість швидкості ковзання

помилково фігурує швидкість краплі). Серед недоліків цієї моделі слід відзначити припущення про монодисперсний склад крапель та неврахування можливості відскоку ТЧ від краплі і зміни характеристик крапель залежно від вмісту твердої речовини в них.

У багатьох роботах [42, 45, 46, 54 – 56 та ін.] у формулу типу (1.12) замість коефіцієнта осадження E_{ji} або поряд з ним вводиться ще один множник η_{Σ} , який зветься сумарним коефіцієнтом захоплення твердих частинок краплею [42] чи ефективністю уловлювання одиничною краплею (single droplet collection efficiency) [45]. При цьому вказаний множник обчислюється як

$$\eta_{\Sigma} = \eta_d + \eta_{is} + \eta_{in}, \quad (1.17)$$

де перший член враховує дифузію частинок, другий – так званий ефект зачеплення, а третій – вплив осередненої швидкості ковзання між краплями і ТЧ. Такий підхід, мабуть, слід вважати не дуже вдалим і коректним:

- дифузія вносить істотний внесок тільки для дуже дрібних частинок (яких практично нема у золі);

- якщо у формулі типу (1.12) замість $(\delta_i + \Delta_j)^2$ фігурує δ_i^2 , тоді дійсно слід спеціально враховувати вплив деякого збільшення діаметра циліндра на рис. 1.4, але в (1.12) це непотрібно;

- під η_{in} звичайно мається на увазі коефіцієнт осадження E_{ji} (до речі, він обчислюється за застарілими, грубими формулами, див. підрозділ 3.1). На наш погляд, формулу (1.12) слід доповнити не величиною η_{Σ} , а параметром коагуляції Ψ_{ji} , про що буде сказано детально у наступному розділі.

1.4 Висновки до розділу 1. Мета і задачі досліджень

У вугільній енергетиці України апарати для мокрої очистки димових газів працюють на конденсаційних енергоблоках потужністю 150 і 200 МВт, а також на деяких ТЕЦ. Потужність таких енергоблоків становить ~36% від загальної

потужності великих теплових електростанцій країни. Апарати для мокрої очистки були в основному введені в експлуатацію кілька десятиліть тому, і рівень їх ефективності не перевищує 96 – 97 %, у той час як сучасні європейські норми вимагають значно кращих показників (99 % і вище). Для досягнення цього рівня необхідна радикальна реконструкція апаратів, що пов'язано з величезними матеріальними витратами. Але є і інший, малозатратний шлях – підвищення ефективності роботи існуючих фільтрів за рахунок вибору кращих, оптимальних режимів та параметрів їх експлуатації. Найбільш раціональний варіант розв'язання цієї задачі, очевидно, пов'язаний із математичним моделюванням. Огляд вітчизняної та іноземної літератури свідчить, що трифазовий полідисперсний потік являє комплекс складних фізичних явищ, і тому навіть кращі з відомих математичних моделей робочого процесу в апаратах для мокрої очистки газів (моделі 4-го рівня за нашою класифікацією) не враховують важливі фактори, містять ряд помилок як в обчисленні деяких фізичних величин, так і в їх інтерпретації, а також використовують слабообґрунтовані спрощуючі гіпотези.

Таким чином, метою цієї дисертації є створення інструменту для аналізу фізичних явищ у трифазових полідисперсних неізотермічних потоках та визначення шляхів удосконалення та оптимізації робочого процесу в апаратах для мокрої очистки димових газів від завислих частинок легкої золи. Для досягнення цієї мети слід розв'язати такі задачі:

- побудувати найбільш повні математичні моделі еволюції стану трифазового полідисперсного середовища у порожнистих скруберах і трубах Вентурі;
- проаналізувати існуючі методи визначення ряду величин (коефіцієнта осадження, параметра коагуляції «крапля – ТЧ», критичних умов аеродинамічного подрібнення крапель, фракційного складу уламків при подрібненні крапель та ін.), необхідних для замикання систем рівнянь вказаних моделей, та вибрати кращі з них;
- розробити алгоритми для числової реалізації моделей та відповідні програми;
- провести числові дослідження процесів переносу у трифазових полідисперсних потоках стосовно до апаратів для мокрої очистки і визначити

вплив різних факторів на її ефективність;

- знайти оптимальні значення параметрів, що визначають ефективність мокрої очистки газів від частинок.

РОЗДІЛ 2

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТРИФАЗОВИХ ПОЛІДИСПЕРСНИХ ПОТОКІВ ГАЗ – КРАПЛІ – ТВЕРДІ ЧАСТИНКИ

2.1 Методичні засади

У попередньому розділі було розглянуто підходи до побудови математичних моделей процесів переносу у двофазовому полідисперсному потоці «газ – краплі». Неперервний підхід, де всім краплям певної фракції m приписується однакова поведінка у взаємодії з меншими, найменш реалістичний – в дійсності маса m змінюється не неперервно, як випливає з (1.2), а дискретно. Кінетичний підхід краще описує процес коагуляції – тут усувається протиріччя між дискретною зміною маси крупних крапель і припущенням (1.2), і при всіх $\tau > 0$ склад крупних крапель вже стає полідисперсним.

Але цей підхід має серйозний недолік: за будь-який час можливо утворення яких завгодно великих частинок, і тому при числовій реалізації доводиться розглядати дуже багато фракцій. У межах неперервного підходу взаємодія крапель даної фракції з меншими і більшими описується по-різному: певна крапля зберігає свою індивідуальність при зіткненнях з меншими і втрачає її тільки при взаємодії з більшими. Цей підхід набагато простіший в реалізації та дає цілком прийнятні результати для технічних і технологічних задач, де дослідник цікавиться перш за все середнім розміром коагулюючих частинок (на відміну від геофізичних задач). Крім того, неперервний підхід тим більше виправданий, чим більше різниця між розмірами частинок, що взаємодіють. Оскільки основним елементом процесу, що вивчається у даній роботі, є взаємодія досить крупних крапель (міліметрового діапазону) із дрібними частинками золи (до 100 мкм), є сенс використати саме цей підхід. Крім того, застосовуємо більш простий метод Лагранжа та гіпотезу I про рівномірний перерозподіл надлишку (нестачі) імпульсу та енергії нових частинок m у порівнянні з іншими частинками m у межах «своєї» фракції.

У порівнянні із двофазовою трифазовою полідисперсною течією являє більшу різноманітну фізичну картину. Тут головними є такі явища:

- а) аеродинамічна взаємодія, тепло- і масообмін частинок із газом;
- б) зіткнення крапель різних фракцій, що у загальному випадку призводять до їх коагуляції та подрібнення з утворенням (взагалі полідисперсних) уламків;
- в) взаємодія між ТЧ різних фракцій;
- г) зіткнення ТЧ із краплями, що може призвести до коагуляції або відскоку ТЧ та захоплення нею певної кількості рідини (найважливіше явище у процесі, що вивчається).

Слід відзначити, що ця фізична картина потребує певного уточнення. Зрозуміло, існує певна ймовірність, що протягом деякого часу фіксована крапля не буде зазнавати зіткнень із твердими частинками. З іншого боку, можливо, що і фіксована тверда частинка за якийсь час τ не прийматиме участі у міжфазовій взаємодії. Тому, взагалі, треба було б увести до розгляду чотири полідисперсні ансамблі:

- 1) чисті краплі;
- 2) краплі, що містять дрібні тверді включення (конгломерати з рідкою основою (КР));
- 3) чисті тверді частинки;
- 4) тверді частинки, покриті плівкою рідини (конгломерати з твердою основою (КТ)).

Тоді слід було б розглядати не три типи взаємодії (б – г, див. вище), а десять (1 – 1, 1 – 2, 1 – 3, 1 – 4, 2 – 2, 2 – 3, 2 – 4, 3 – 3, 3 – 4, 4 – 4), що призвело б до значного (і невиправданого) ускладнення задачі. Ці труднощі можна обійти, використовуючи описаний вище неперервний підхід (див. (1.1), (1.2)). Поширюючи уявлення цього підходу на випадок зіткнень ТЧ із краплями, що призводять до коагуляції, приходимо до висновку, що кількість твердих включень у краплях певної фракції, як і маса останніх, буде змінюватись неперервно. Далі, розглядаючи зіткнення, що закінчуються відскоком ТЧ, природно також осереднювати поведінку твердих частинок по фракції, і, отже, кількість рідини на

ТЧ теж має змінюватись неперервно. Це дозволяє скоротити кількість ансамблів до двох, а кількість типів взаємодії до трьох (КР – КР, КР – КТ і КТ – КТ; далі називаємо ці конгломерати краплями і ТЧ). Але при цьому виникає необхідність у введенні додаткового (у порівнянні із двофазовими потоками) параметра – масової концентрації «чужої» фази (МКЧФ) у частинках, що позначається через b і B (для крапель і ТЧ).

Подібно до швидкості і температури, масова концентрація твердої речовини у нових краплях певної фракції m буде у загальному випадку відрізнятись від значення b для старих крапель m . Отже, для трифазового потоку треба прийняти ще одну гіпотезу про перерозподіл надлишку (нестачі) МКЧФ. На жаль, даних, які могли би допомогти обрати тут ту чи іншу гіпотезу (подібно до [21], див. підрозд. 1.1), нема, і тому найбільш природно вважати кращою гіпотезу про рівномірний розподіл надлишку МКЧФ у «своїй» фракції.

2.2 Рівняння збереження для крапель

Наведені вище міркування дозволяють побудувати повну систему рівнянь збереження для трифазового полідисперсного потоку. Починаємо з крапель. Всі частинки вважаємо сферичними, а задачу для спрощення запису формул розглядаємо в одновимірному наближенні. Тоді стан кожної фракції крапель описується п'ятьма параметрами: розміром δ (або масою m), питомою масовою витратою g , швидкістю u , температурою t та концентрацією твердих включень b . Подібним чином стан фракції ТЧ описується параметрами Δ (або M), G , U , T та B .

Для зіткнення двох крапель фракцій $j - i$ ($\delta_j < \delta_i$) використовуємо полідисперсну модель подрібнення [24] (див. підрозділ 1.1), тобто вважаємо, що спочатку снаряд на мить об'єднується з мішенню (і, отже, втрачає свою індивідуальність), а потім утворюються уламки всіх фракцій $k = 1 \div (i - 1)$ (фракції нумеруються в порядку збільшення δ). «Матеріальний баланс» взаємодії описується параметром Φ_{ji} (див. розділ 3) та масовою функцією розподілу уламків

за розмірами $\alpha_{jik} \left(\sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} = 1 \right)$.

Спочатку розглянемо *порожнистий скруббер*. Оскільки промислові розбризкуючі пристрої дають краплі міліметрового діапазону [41], а швидкості ковзання газ – краплі недостатні для їх аеродинамічного ковзання (див. також підрозділ 3.1), приймаємо, що розміри всіх ТЧ менше, ніж розмір найменших крапель. Тоді взаємодію «ТЧ фракції j – крапля i » описуємо параметром коагуляції Ψ_{ji} , який дорівнює ймовірності того, що зіткнення закінчується поглинанням краплею частинки (а $1 - \Psi_{ji}$ є ймовірність відскоку; тут можливо захоплення частинкою певної маси рідини, а саме $\beta_{ji} M_j$, що найбільш імовірно при дотичних ударах). Рідка оболонка на ТЧ має бути незначною, і тому її випаровуванням нехтуємо. Нарешті, вважаємо, що при відскоках ТЧ від крапель частинки захоплюють чисту рідину ($b = 0$). Таким чином, якщо кількість фракцій крапель і ТЧ дорівнює N_l і N_s відповідно, повна система рівнянь трифазової течії буде містити $5(N_l + N_s) + 3$ рівнянь для маси, витрати, швидкості, температури та МКЧФ частинок, а також для швидкості і температури газу та густини водяної пари в ньому.

Рівняння для маси крапель фракції i можна представити у вигляді

$$\frac{dm_i}{dx} = \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_2 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_3 + \left(\frac{dm_i}{dx} \right)_4, \quad (2.1)$$

де перший член правої частини враховує фазові переходи (випаровування рідини), другий – взаємодію крапель i з меншими краплями, третій коагуляцію крапель i з ТЧ всіх фракцій, четвертий – налипання рідини на ТЧ, що не коагулюють при зіткненнях із краплями i . Зрозуміло, що взаємодію крапель i з більшими краплями k (де речовина i переходить у фракцію k) тут враховувати не треба – ці зіткнення не змінюють величину m_i .

Рівняння для $(dm_i/dx)_2$ виводиться так же, як (1.12) (див. також [13]). Схема взаємодії $j - i$ зображена на рис. 2.1, подібному до рис. 1.4. Очевидно, за час dt ті

краплі j , чії центри знаходяться у чарунці на рис. 2.1, повинні зіткнутися із краплею i (з урахуванням коефіцієнта осадження $E_{ji} \leq 1$). Отже, об'єм чарунки буде $dV_{ji} = 0,25\pi(\delta_i + \delta_j)^2 |u_j - u_i| d\tau$. Нехай $\tilde{\rho}_j$ є розподілена густина фракції j

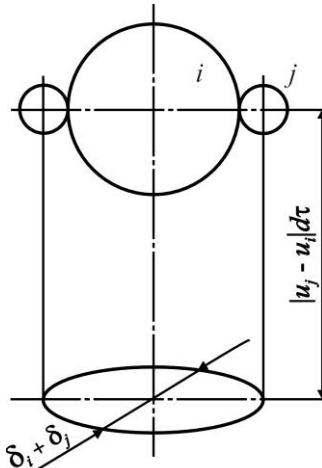


Рис. 2.1. До обчислення взаємодії $\delta_j - \delta_i$

(маса крапель j в одиниці об'єму потоку, $\text{кг}/\text{м}^3$). Тоді маса крапель j , що зіткнуться з краплею i за час $d\tau$, буде

$$d\bar{m}_j = E_{ji} \tilde{\rho}_j dV_{ji} = 0,25\pi E_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 |u_j - u_i| \tilde{\rho}_j d\tau. \quad (2.2)$$

В одновимірних задачах незручно користуватись величинами типу $\tilde{\rho}_j$, тут краще перейти до витратних характеристик, наприклад, до питомої витрати g_j ($\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$). При цьому з очевидного рівняння нерозривності для фракції j маємо $g_j = \tilde{\rho}_j u_j$. Тоді замість (2.2) можна записати:

$$dm_i = \frac{\pi}{4} K_{ji} d\tau; \quad K_{ji} = \frac{E_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 |u_j - u_i| g_j}{u_j}$$

(де K – константа взаємодії), або, враховуючи параметр коагуляції та подрібнення Φ_{ji} , переходячи до незалежної координати x та підсумовуючи по усіх фракціях j , –

$$\left(\frac{dm_i}{dx}\right)_2 = \frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji}. \quad (2.3)$$

Обчислення двох останніх членів (2.1) (взаємодія з КТ) проводиться подібним чином, з урахуванням захоплення частинкою певної кількості рідини $\beta_{ji} M_j$ із імовірністю $1 - \Psi_{ji}$. В результаті маємо

$$\begin{aligned} \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_1 &= -\frac{\pi \delta_i^2 V_i}{u_i}; & \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_3 &= \frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji}; \\ \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_4 &= -\frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{N_s} \beta_{ji} (1 - \Psi_{ji}) L_{ji}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

де V_i – масовий потік речовини, що приймає участь у фазовому переході, на одиницю площі поверхні краплі за одиницю часу; L – константа взаємодії «ТЧ – крапля»

$$L_{ji} = \frac{E_{ji} (\delta_i + \Delta_j)^2 |U_j - u_i| G_j}{|U_j|}, \quad (2.5)$$

Швидкість ТЧ у знаменнику (2.5) береться за модулем, оскільки вона від’ємна (вісь x спрямована вгору).

Зміна витрати крапель i дорівнює

$$\frac{dg_i}{dx} = \left(\frac{dg_i}{dx}\right)_1 + \left(\frac{dg_i}{dx}\right)_2 + \left(\frac{dg_i}{dx}\right)_3, \quad (2.6)$$

де перший доданок враховує зміну маси крапель i за рахунок фазових переходів та коагуляції з меншими частинками обох видів, а другий і третій – зміну їх кількості, тобто загибель крапель i при взаємодії з більшими краплями та народження уламків i при всіх можливих взаємодіях $k - j$ ($j > i, k < j$).

Перша складова, очевидно, дорівнює

$$\left(\frac{dg_i}{dx} \right)_1 = \frac{g_i}{m_i} \frac{dm_i}{dx}. \quad (2.7)$$

Щоб знайти другу складову, запишемо спочатку вираз для швидкості збільшення витрати певної фракції j за рахунок зіткнень з краплями i ($i < j$) при умові повної коагуляції:

$$\left(\frac{dg_j}{dx} \right)_c^i = \frac{\pi g_j}{4u_j m_j} K_{ij} \quad (2.8)$$

(це безпосередньо випливає із формул (2.3) та (2.7)). Але, оскільки сумарна витрата фракцій i та j при цій взаємодії повинна лишитися незмінною, маємо із (2.8)

$$\left(\frac{dg_i}{dx} \right)_2 = -\frac{\pi}{4} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{u_j m_j} K_{ij}. \quad (2.9)$$

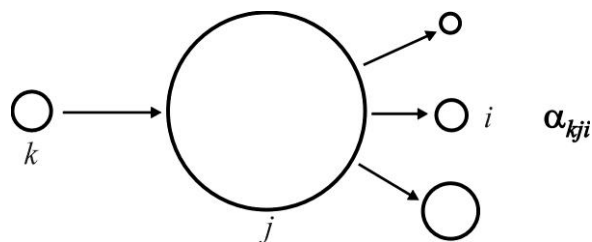


Рис. 2.2. До обчислення $(dg_i/dx)_3$

Тепер розглянемо взаємодію деяких фракцій $k - j$ ($j > i$, $k < j$) (рис. 2.2). Швидкості зміни витрати фракції j за рахунок цієї взаємодії та витрати всіх уламків дорівнюють

$$\left(\frac{dg_j}{dx} \right)_{cl} = \frac{\pi g_j}{4u_j m_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} \Phi_{kj}; \quad \left(\frac{dg_j}{dx} \right)_f = \frac{\pi g_i}{4u_j m_j} \sum_{k=1}^{j-1} (1 - \Phi_{kj}) K_{kj}.$$

Із цієї витрати до «нашої» фракції i потрапить $\alpha_{kji}(dg_j/dx)_f$. Підсумовуючи за фракціями мішеней, остаточно маємо

$$\left(\frac{dg_i}{dx}\right)_3 = \frac{\pi}{4} \sum_{j=i+1}^{N_l} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji}. \quad (2.10)$$

У рівнянні для концентрації твердих включень у краплях b_i слід врахувати п'ять явищ: вплив фазових переходів (ФП), народження уламків i при зіткненнях крапель $k-j$, взаємодію крапель i з меншими краплями та твердими частинками, а також втрату рідини краплями i при зіткненнях із ТЧ, що закінчуються відскоком:

$$\frac{db_i}{dx} = \left(\frac{db_i}{dx}\right)_1 + \left(\frac{db_i}{dx}\right)_2 + \left(\frac{db_i}{dx}\right)_3 + \left(\frac{db_i}{dx}\right)_4 + \left(\frac{db_i}{dx}\right)_5, \quad (2.11)$$

(зауважимо, що загибель крапель i при взаємодії з фракціями $\delta_j > \delta_i$ тут враховувати не треба, оскільки краплі i залишають фракцію зі своїми b_i).

Нехай у перетині потоку x параметри краплі i дорівнюють m_i , b_i , а в перетині $x + dx$ — $m_i + dm_i$, $b_i + db_i$ (приріст тільки за рахунок ФП). Тоді маса твердих включень у краплі складає

$$m_i^s = m_i b_i = (m_i + dm_i)(b_i + db_i),$$

або після простих перетворень

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_1 = -\frac{b_i}{m_i} \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_1. \quad (2.12)$$

Далі, вважаємо, що уламки i , що утворюються при взаємодії крапель $k-j$ ($j > i, k < j$),

мають концентрацію твердих включень b_{kji} (найпростіший і, мабуть, реальний варіант – $b_{kji} = b_j$, тому що склад уламків повинен слабо залежати від k та i , а більш детальне визначення b_{kji} потребує спеціальних досить складних експериментів). Подібно до викладеного приймаємо, що в перетині x параметри фракції i дорівнюють g_i , b_i , а в перетині $x + dx$ – $g_i + dg_i$, $b_i + db_i$. При цьому на ділянці dx витрата фракції i збільшиться на dg_i^{kj} , що обчислюється згідно з (2.10) без підсумовування (тут мається на увазі тільки зміна g_i за рахунок утворення уламків i), причому ця нова речовина у загальному випадку має концентрацію твердої фази b_{kji} (для кожної пари $k - j$). Тоді для фіксованих k, j маємо:

$$g_i b_i + dg_i^{kj} b_{kji} = (g_i + dg_i^{kj})(b_i + db_i),$$

або після обчислень і підсумовування за k, j –

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_2 = \frac{\pi}{4g_i} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji} (b_{kji} - b_i). \quad (2.13)$$

Формула (2.13) враховує надлишок (нестачу) концентрації твердих включень (КТВ) у нових краплях i у порівнянні зі старими краплями тієї ж фракції. Важливо, що у випадку відсутності врахування цього надлишку система рівнянь не задовольняла би очевидну умову збереження загальної маси твердої речовини в потоці (див. підрозділ 1.1). Зауважимо, що у випадку $b_{kji} = b_j$ замість внутрішньої суми в (2.13) будемо мати $K_{kj}(1 - \Phi_{kj})(b_j - b_i)$.

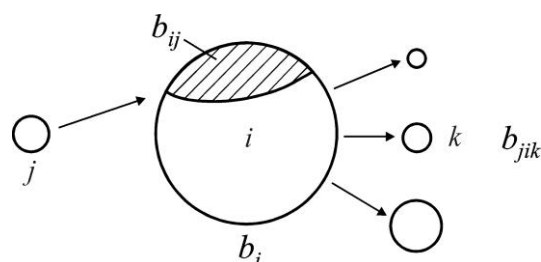


Рис. 2.3. До визначення b_{ij}

Тепер розглянемо вплив взаємодії крапель $j - i$ ($j < i$) на зміну величини b_i (рис. 2.3, див. також [13]). Перш за все зауважимо, що для цієї взаємодії поняття надлишку КТВ потребує певного коректування, тому що у межах неперервного підходу, що тут використовується, всім краплям i при взаємодії $j - i$ приписується однакова поведінка. Тому тут слід говорити не про надлишок КТВ у нових краплях i (нема нових і старих крапель), а про його надлишок у *новій частині речовини краплі i* , що переходить до неї із фракції j (заштрихована ділянка на рис. 2.3). Позначимо КТВ у цій частині краплі i через b_{ij} (ясно, що від k вона не залежить). Рівняння балансу маси твердої речовини при одиничному зіткненні $j - i$ можна записати так:

$$b_j m_j + b_i m_i = b_i m_i + m_j \Phi_{ji} b_{ij} + (1 - \Phi_{ji}) m_j \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} b_{jik}, \quad (2.14)$$

де ліва частина відповідає ситуації до зіткнення, а права – після (останній доданок враховує народження уламків k). З (2.14) маємо:

$$\Phi_{ji} b_{ij} = b_j - (1 - \Phi_{ji}) \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} b_{jik}. \quad (2.15)$$

Цікаво, що у випадку $\Phi_{ji} = 0$ (маса уламків дорівнює масі снаряда) $b_{ij} \rightarrow \infty$, але $\Phi_{ji} b_{ij}$ залишається скінченним. Далі, міркуючи таким же чином, як і раніше, із (2.15) можемо отримати:

$$\left(\frac{db_i}{dx} \right)_3 = \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji} (b_{ij} - b_i). \quad (2.16)$$

Для обчислення $(db_i/dx)_4$ (взаємодія $M_j - m_i$) запишемо рівняння балансу твердої речовини при цій взаємодії

$$m_i b_i + dm_i^j (1 - B_j) = (b_i + db_i)(m_i + dm_i^j). \quad (2.17)$$

де знов ліва частина описує стан частинок до удару, а права – після; dm_i^j відповідає другій із формул (2.4) без підсумування. Очевидні перетворення (2.17) та підсумовування по всіх фракціях твердих частинок j дають

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_4 = \frac{\pi}{4u_i} \sum_{j=1}^{N_s} \frac{1 - b_i - B_j}{m_i} \Psi_{ji} L_{ji}. \quad (2.18)$$

Нарешті, вираз для останнього члена (2.11) виводиться подібно до (2.12) з урахуванням того, що при цій взаємодії крапля i втрачає чисту рідину:

$$\left(\frac{db_i}{dx}\right)_5 = -\frac{b_i}{m_i} \left(\frac{dm_i}{dx}\right)_4. \quad (2.19)$$

Рівняння для швидкості крапель має вигляд:

$$\frac{du_i}{dx} = \left(\frac{du_i}{dx}\right)_1 + \left(\frac{du_i}{dx}\right)_2 + \left(\frac{du_i}{dx}\right)_3 + \left(\frac{du_i}{dx}\right)_4 + \left(\frac{du_i}{dx}\right)_5, \quad (2.20)$$

де перший член враховує масову силу та аеродинамічний опір [11 – 13], другий і третій – обидва види взаємодії крапель ($k - j, j - i$), а четвертий і п'ятий – налипання частинок j зі швидкістю U_j на краплі i та зміну їх швидкості при відскоках. Оскільки відповідні формули виводяться через баланс імпульсу подібно до викладеного вище для b_i , випускаємо ці перетворення і наводимо кінцевий результат:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{du_i}{dx}\right)_1 &= \frac{g}{u_i} - \frac{3C_{Di}\rho_g(u_g - u_i)^2}{4\rho_i\delta_i u_i}; & \left(\frac{du_i}{dx}\right)_2 &= \frac{\pi}{4g_i} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji} (u_{kji} - u_i); \\
\left(\frac{du_i}{dx}\right)_3 &= \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji} (u_{ij} - u_i); & \left(\frac{du_i}{dx}\right)_4 &= \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji} (U_j - u_i); \\
\left(\frac{du_i}{dx}\right)_5 &= \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{N_s} (1 - \Psi_{ji}) L_{ji} [U_j - U_{ji} + \beta_{ji} (u_i - U_{ji})],
\end{aligned} \tag{2.21}$$

де g – прискорення сили тяжіння; C_{Di} – коефіцієнт аеродинамічного опору; ρ_g – густина газу; u_g – його швидкість; ρ_i – густина речовини крапель i ; u_{kji} – початкова швидкість уламків i при взаємодії $k - j$; U_{ji} – швидкість ТЧ j при відскоках; u_{ij} обчислюється подібно до (2.15).

Нарешті, в рівнянні для температури крапель враховуються конвективний теплообмін із газом і теплота фазового переходу $(dt_i/dx)_1$, члени, подібні до (2.13) і (2.16), а також коагуляція із твердими частинками:

$$\begin{aligned}
\frac{dt_i}{dx} &= \left(\frac{dt_i}{dx}\right)_1 + \left(\frac{dt_i}{dx}\right)_2 + \left(\frac{dt_i}{dx}\right)_3 + \left(\frac{dt_i}{dx}\right)_4; \\
\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_1 &= \frac{6[\alpha_i(t_g - t_i) - V_i r_i]}{c_i \rho_i u_i \delta_i}; \\
\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_2 &= \frac{\pi}{4g_i} \sum_{j=i+1}^{N_i} \frac{g_j}{m_j u_j} \sum_{k=1}^{j-1} K_{kj} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji} (t_{kji} - t_i); \\
\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_3 &= \frac{\pi}{4u_i m_i} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji} (t_{ij} - t_i); \\
\left(\frac{dt_i}{dx}\right)_4 &= \frac{\pi}{4u_i m_i c_i} \sum_{j=1}^{N_s} \Psi_{ji} L_{ji} (C_j T_j - c_i t_i),
\end{aligned} \tag{2.22}$$

де c_i , C_j – питома теплоємність крапель фракції i та твердих частинок j ; α – коефіцієнт тепловіддачі; r_i – теплота випаровування при температурі t_i ; V_i – питомий масовий потік пари з поверхні крапель. Зауважимо, що для температури випущено доданок, подібний до другої формули (2.21), – вважаємо, що тверда

речовина, так і рідина, які відскакують від крапель, не встигають помітно змінити свою температуру, отже, це явище не впливає на величину t_i .

У скруберах Вентурі реалізуються високі швидкості газового потоку, і тому вихідні краплі, що відстають від нього, можуть подрібнюватись за рахунок дії аеродинамічних сил. Отже, можливі випадки, коли для певних фракцій крапель і ТЧ буде реалізовуватись нерівність $\delta_i < \Delta_j$. Зауважимо, що у відповідності із неперервним підходом зіткнення «дрібна ТЧ – велика крапля» і «дрібна крапля – велика ТЧ» є різними типами взаємодії. Тому рівняння, отримані вище для порожнистого скрубера, слід узагальнити з урахуванням цих обставин. У рівняннях для крапель (2.4), (2.18), (2.21), (2.22), де фігурує сума по всіх фракціях твердих частинок $\sum_{j=1}^{N_s}$, її слід замінити на $\sum_{\Delta_j < \delta_i}$ (тобто врахувати тільки ті фракції ТЧ, що менше за краплі фракції i). До деяких рівнянь слід додати нові члени, що враховують зіткнення $\delta_i - \Delta_j$, де $\delta_i < \Delta_j$. Вирази для цих членів виводяться на основі законів збереження маси рідини і твердої речовини, а також імпульсу та енергії таким же чином, як і для взаємодії $\delta_j - \delta_i$ та $\Delta_j - \delta_i$ ($\Delta_j < \delta_i$) в моделі процесів переносу у порожнистому скрубери. Тому наведемо лише ці вирази з коротким коментарем. Перше, маса крапель при зіткненнях, що розглядаються, не змінюється, і рівняння (2.1) не потребує нових членів. Далі, рівняння для питомої витрати крапель (2.6) доповнюється двома доданками

$$\left(\frac{dg_i}{dx}\right)_4 = -\frac{\pi}{4} \sum_{\Delta_j > \delta_i} \frac{G_j}{M_j U_j} Q_{ij}; \quad Q_{ij} = \frac{E_{ij} (\delta_i + \Delta_j)^2 |u_i - U_j| g_i}{u_i}; \quad (2.23)$$

$$\left(\frac{dg_i}{dx}\right)_5 = \frac{\pi}{4} \sum_{\Delta_j > \delta_i} \frac{G_j}{M_j U_j} \sum_{\delta_k < \Delta_j} Q_{kj} (1 - X_{kj}) \zeta_{kji}. \quad (2.24)$$

де X_{kj} – параметр коагуляції та подрібнення рідини при взаємодії $\delta_k - \Delta_j$; ζ_{kji} – масова функція розподілу уламків i за розмірами. Формула (2.23) враховує загибель крапель i при взаємодії з частинками Δ_j (речовина крапель i втрачає свою

індивідуальність i переходить у фракцію ТЧ j), а (2.24) – народження уламків i при всіх можливих взаємодіях $\delta_k - \Delta_j$.

Що стосується параметрів крапель b , u та t , то в рівняння (2.11) і подібні слід включити додаткові члени $(db_i/dx)_{ad}$, $(du_i/dx)_{ad}$ і $(dt_i/dx)_{ad}$, що враховують надлишок (нестачу) твердої речовини, імпульсу та енергії нових крапель i у порівнянні з іншими краплями тієї ж фракції. Оскільки структура цих членів схожа, наведемо загальний вираз

$$\left(\frac{d\phi_i}{dx}\right)_{ad} = \frac{\pi}{4g_i} \sum_{\Delta_j > \delta_i} \frac{G_j}{M_j U_j} \sum_{\delta_k < \Delta_j} Q_{kj} (1 - X_{kj}) \zeta_{kji} (\phi_{kji} - \phi_i) \quad (\phi = b, u, t), \quad (2.25)$$

де ϕ_{kji} – відповідні параметри уламків i .

2.3 Рівняння збереження для твердих частинок і газу

Як і раніше, розглядаємо спочатку *порожнистий скруббер*. Вважаємо, що зіткнення між ТЧ різних фракцій призводить тільки до переносу імпульсу. Оскільки розміри всіх крапель тут перевищують розміри твердих частинок, маса останніх змінюється тільки за рахунок налипання рідини при зіткненнях, що завершуються відскоком. Міркування, подібні до тих, що наведені вище, призводять до формули

$$\frac{dM_j}{dx} = \frac{\pi M_j}{4|U_j|} \sum_{i=1}^{N_i} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) \beta_{ji} / m_i; \quad N_{ji} = \frac{E_{ji} (\delta_i + \Delta_j)^2 |U_j - u_i| g_i}{u_i}. \quad (2.26)$$

Величина B_j теж змінюється тільки за рахунок цього явища, а для витрати твердих частинок G_j слід додатково врахувати їх коагуляцію з усіма фракціями крапель. Тоді маємо:

$$\frac{dB_j}{dx} = \frac{1-B_j}{M_j} \frac{dM_j}{dx}; \quad \frac{dG_j}{dx} = -\frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^{N_l} \frac{g_i}{u_i m_i} [\Psi_{ji} - \beta_{ji} (1 - \Psi_{ji})] L_{ji}. \quad (2.27)$$

У рівнянні для швидкості твердих частинок слід враховувати дію сил тяжіння і опору, зіткнення із краплями, що закінчуються відскоком (оскільки у загальному випадку $U_{ji} \neq U_j$), а також взаємодію із ТЧ інших фракцій:

$$\frac{dU_j}{dx} = \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_2 + \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_3, \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_1 &= \frac{g}{|U_j|} - \frac{3C_{Dj} \rho_g (u_g - U_j)^2}{4P_j \Delta_j |U_j|}; \\ \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_2 &= \frac{\pi}{4|U_j|} \sum_{i=1}^{N_l} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) (1 + \beta_{ji}) (U_{ji} - U_j) / m_i; \\ \left(\frac{dU_j}{dx} \right)_3 &= \frac{\pi}{8|U_j|} \left[1 - k_n + \frac{2}{7} (1 - k_\tau) \right] \sum_{k=1}^{N_s} M_{kj} \frac{U_k - U_j}{M_k + M_j}; \\ M_{kj} &= \frac{E_{kj} (\Delta_k + \Delta_j)^2 |U_k - U_j| G_k}{|U_k|}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

де k_n , k_τ – коефіцієнти реституції нормальних і тангенціальних складових швидкості частинок при ударі ($-1 \leq k_n \leq 0, -1 \leq k_\tau \leq 1$); P_j – густина частинок j (формула для $(dU_j/dx)_3$ взята із [57]).

Температура твердих частинок змінюється за рахунок теплообміну з газом та неефективних зіткнень із краплями:

$$\begin{aligned} \frac{dT_j}{dx} &= \left(\frac{dT_j}{dx} \right)_1 + \left(\frac{dT_j}{dx} \right)_2; \quad \left(\frac{dT_j}{dx} \right)_1 = \frac{6\alpha_j (t_g - T_j)}{C_j P_j \Delta_j |U_j|}; \\ \left(\frac{dT_j}{dx} \right)_2 &= \frac{\pi}{4|U_j| c_s} \sum_{i=1}^{N_l} N_{ji} (1 - \Psi_{ji}) \beta_{ji} (c_i t_i - C_j T_j) / m_i, \end{aligned} \quad (2.30)$$

Тепер виведемо рівняння збереження для газу. Оскільки лічильна концентрація крапель i (шт/м³) дорівнює $g_i/(m_i u_i)$, а масовий потік пари із краплі є $\pi \delta_i^2 V_i$, то, очевидно, зміна густини водяної пари в газі за одиницю часу буде дорівнювати $\pi \delta_i^2 V_i g_i/(m_i u_i)$, або після переходу до незалежної змінної x та підсумовування:

$$\frac{d\rho_v}{dx} = \frac{\pi}{|u_g|} \sum_{i=1}^{N_l} \frac{g_i \delta_i^2 V_i}{m_i u_i}. \quad (2.31)$$

Нарешті, рівняння для температури газу має вигляд:

$$\frac{dt_g}{dx} = \frac{\pi}{\rho_g c_g |u_g|} \left\{ \sum_{i=1}^{N_l} \frac{g_i \delta_i^2}{m_i u_i} [\alpha_i (t_i - t_g) + V_i c_v (t_i - t_g)] + \sum_{j=1}^{N_s} \frac{G_j \Delta_j^2}{M_j |U_j|} \alpha_j (T_j - t_g) \right\}, \quad (2.32)$$

де другий член у квадратних дужках враховує зміну температури газової суміші внаслідок підмішування до неї холодної пари. Що стосується швидкості газу, то, як свідчать оцінки, тут можна нехтувати малими ефектами і вважати, що $u_g \sim (t_g + 273)$.

Таким чином, маємо повну систему рівнянь для порожнистого скрубера (2.1), (2.3) – (2.7), (2.9) – (2.13), (2.16), (2.18) – (2.22), (2.26) – (2.32), для замикання якої необхідно визначити ряд фізичних констант для речовин, коефіцієнтів переносу, параметрів коагуляції, функцій розподілу уламків за розмірами тощо. Цьому присвячено розділ 3.1.

Щоб отримати рівняння для параметрів твердих частинок у *скрубери Вентури*, у рівняннях (2.26), (2.27), (2.29), (2.30), де фігурує сума по всіх фракціях крапель $\sum_{i=1}^{N_l}$, треба її замінити на $\sum_{\delta_i > \Delta_j}$ (тобто обмежитись крупними краплями).

Далі, рівняння (2.26) і (2.27) для маси і витрати ТЧ слід доповнити членами, що враховують налипання речовини крапель δ_i на більші частинки Δ_j з імовірністю X_{ij} :

$$\left(\frac{dM_j}{dx}\right)_{ad} = \frac{\pi}{4U_j} \sum_{\delta_i < \Delta_j} Q_{ij} X_{ij}; \quad \left(\frac{dG_i}{dx}\right)_{ad} = \frac{\pi G_j}{4M_j U_j} \sum_{\delta_i < \Delta_j} Q_{ij} X_{ij}. \quad (2.33)$$

Нарешті, у рівняннях для параметрів твердих частинок B , U і T треба врахувати їх коагуляцію з меншими краплями та можливість утворення уламків:

$$\left(\frac{d\varphi_j}{dx}\right)_{ad} = \frac{\pi}{4U_j M_j} \sum_{\delta_i < \Delta_j} Q_{ij} X_{ij} (\varphi_{ji} - \varphi_j) \quad (\varphi = B, U, T) \quad (2.34)$$

де φ_{ji} – значення параметра φ , що приписується новій речовині частинки j (пор. (2.14), (2.15)). Наприклад, для швидкостей ця величина дорівнює

$$U_{ji} = X_{ij}^{-1} \left[u_i - (1 - X_{ij}) \sum_{\delta_k < \Delta_j} \zeta_{ijk} u_{jk} \right] \quad (2.35)$$

(величини B_{ji} та T_{ji} обчислюються аналогічно). Таким чином, побудовано рівняння збереження і для скрубера Вентурі.

2.4 Вплив турбулентності газового потоку

У порожнистих скруберах швидкість газу не перевищує 1 – 1,2 м/с [30, 33, 35]. Тому характерна швидкість його великомасштабних турбулентних пульсацій, якими захоплюються частинки, тут вимірюється сантиметрами за секунду. У той же час швидкість падіння крапель та відносна осереднена швидкість «крапля – ТЧ», як мінімум, на порядок більше. Тому, як неважко впевнитись, у цьому випадку внесок турбулентних пульсацій у частоту зіткнень частинок із краплями незначний. Зовсім інша ситуація реалізується у скруберах Вентурі – тут швидкість газового потоку в горловині досягає 60 – 80 м/с і більше, а швидкість турбулентних пульсацій газу порядку декількох метрів за секунду, тобто, як

мінімум, сумірна з осередненою швидкістю ковзання фракцій. Тому при обчисленні ефективних швидкостей ковзання фракцій (особливо між краплями і ТЧ) тут необхідно враховувати внесок турбулентності.

У моделях, побудованих у попередніх розділах, фігурують константи взаємодії, що пропорційні відносній швидкості зіткнення частинок та коефіцієнту осадження, який теж залежить від цієї швидкості. У конфузорі швидкість газу стрімко зростає, а в дифузорі – падає, тому можливі ситуації, коли частинки в певних перетинах наздоганяють газ і далі по інерції рухаються дещо швидше за нього (див підрозділ 4.3). При цьому різниці осереднених швидкостей різних фракцій можуть бути достатньо малими, тому зіткнення у таких ситуаціях обумовлені різницею їх пульсаційних швидкостей. Отже, необхідно розробити метод врахування цього фактору.

Знайдемо швидкість ковзання між двома фракціями з урахуванням їх осередненого руху та турбулентності. Пульсаційну швидкість частинок позначаємо через v , $\mathbf{V}$ (жирним шрифтом виділено векторні величини), а символ u зберігаємо для осередненої швидкості. Швидкість ковзання між двома фракціями p, i позначаємо через u_{pi} , v_{pi} (підкреслимо, що фізичний зміст цих величин не має нічого спільного з u_{ij} в (2.21)). Згідно з [11, 12] середньоквадратична пульсаційна швидкість частинки певної фракції p дорівнює

$$\langle v_p^2 \rangle = \langle v_g^2 \rangle \frac{\gamma}{\psi + \gamma}, \quad (2.36)$$

де γ^{-1} – час динамічної релаксації частинки; $\psi = 1/T = v_g / \Lambda$; T , Λ – інтегральні часовий та просторовий масштаби турбулентності. Дрібні легкі частинки практично повністю захоплюються пульсаціями газу, а великі важкі частинки майже не приймають участі в турбулентному русі.

Для обчислення середньої швидкості пульсаційного ковзання між двома фракціями частинок раціонально скористатися підходом [58], де розглядаються

тільки монодисперсні частинки. Узагальнимо його на випадок двох різних фракцій.

Нехай у момент зіткнення центр частинки i знаходяться в точці $\mathbf{X}$ геометричного простору, а центр частинки p – в точці $\mathbf{X} - d\mathbf{e}$. Функцію спільного розподілу частинок i та p за швидкостями хаотичного руху $\mathbf{V}_i$, $\mathbf{V}_p$ можна наближено виразити як

$$f_{ip}(\mathbf{V}_i, \mathbf{X}, \mathbf{V}_p, \mathbf{X} - d\mathbf{e}) \approx \int f_{gip}(\mathbf{V}_g, \mathbf{X}, \mathbf{V}_i, \mathbf{X}, \mathbf{V}_p, \mathbf{X} - d\mathbf{e}) d\mathbf{V}_g, \quad (2.37)$$

де f_{gip} – функція спільного розподілу молекул газу (вздовж шляху частинок i) та двох фракцій за пульсаційними швидкостями (мається на увазі інтегрування по всьому простору пульсаційних швидкостей); d – сума радіусів частинок; $\mathbf{e}$ – одиничний вектор уздовж лінії удару. Далі, вважаємо, що d значно менше масштабу зміни параметрів газу, і тому виключаємо з аргументів координати точок у геометричному просторі. Очевидно, функція f_{gip} є добутком трьох функцій:

$$f_{gip}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_i, \mathbf{V}_p) \approx f_i^*(\mathbf{V}_i | \mathbf{V}_g) f_p^*(\mathbf{V}_p | \mathbf{V}_g) f_{gi}^*(\mathbf{V}_g), \quad (2.38)$$

де перші два множники характеризують умовну ймовірність того, що швидкість частинок приймає певне значення, якщо швидкість газу дорівнює $\mathbf{V}_g$, а третій множник є функцією розподілу швидкостей газу вздовж траєкторії частинок i . Далі, згідно з означенням умовних ймовірностей маємо

$$f_{gn}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_n) \approx f_n^*(\mathbf{V}_n | \mathbf{V}_g) f_{gn}^*(\mathbf{V}_g); \quad n = i, p, \quad (2.39)$$

де f_{gn} – функція спільного розподілу молекул газу і частинок n за швидкостями. Отже, використовуючи (2.38) і (2.39), ми отримуємо

$$f_{gip} = f_{gi}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_i) f_{gp}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_p) / f_{gi}^*(\mathbf{V}_g). \quad (2.40)$$

Слідуючи [58], апроксимуємо розподіл швидкостей частинок і газу максвеллівськими функціями:

$$f_n(\mathbf{V}_n) = \frac{v_n}{(4\pi k_n/3)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{V}_n^2}{4k_n/3}\right); f_{gn}^*(\mathbf{V}_g) = \frac{1}{(4\pi k_g/3)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{V}_g^2}{4k_g/3}\right), \quad (2.41)$$

де v_n – кількість частинок n в одиниці об'єму. Найбільш простий варіант спільного розподілу швидкостей газу і частинок, що не суперечить розподілам (2.41), є

$$f_{gn}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_n) = v_n A_{gn} \exp\left(-A_g \mathbf{V}_g^2 - A_n \mathbf{V}_n^2 + A_{gn}^\circ \mathbf{V}_g \cdot \mathbf{V}_n\right), \quad (2.42)$$

де введено позначення

$$A_{gn} = \frac{1}{(4\pi k_g/3)^{3/2} (4\pi k_n/3)^{3/2}} \cdot \frac{1}{(1 - \xi_{gn}^2)^{3/2}}; \quad A_s = \frac{1}{4k_s/3} \cdot \frac{1}{1 - \xi_{gn}^2}; \quad s = g, n;$$

$$A_{gn}^\circ = \frac{1}{(2k_g/3)^{1/2} (2k_n/3)^{1/2}} \cdot \frac{\xi_{gn}}{1 - \xi_{gn}^2}; \quad \xi_{gn}^2 = \frac{k_n}{k_g}$$

Тут k – кінетична енергія турбулентних пульсацій (газу або частинок); крапка позначає скалярний добуток. Підставляючи функції (2.41) і (2.42) в (2.40), отримаємо

$$f_{gip}(\mathbf{V}_g, \mathbf{V}_i, \mathbf{V}_p) = \frac{v_i v_p}{(4\pi/3)^{9/2} (k_g k_i k_p)^{3/2} (1 - \xi_{gi}^2)^{3/2} (1 - \xi_{gp}^2)^{3/2}} \times$$

$$\times \exp\left(-A_i \mathbf{V}_i^2 - A_p \mathbf{V}_p^2\right) \exp\left(-a \mathbf{V}_g^2 + \mathbf{V}_g \cdot \mathbf{b}\right); \quad a = \frac{3(1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)}{4k_g(1 - \xi_{gi}^2)(1 - \xi_{gp}^2)}; \quad (2.43)$$

$$\mathbf{b} = \frac{3}{2\sqrt{k_g}} \left[\frac{\mathbf{V}_i \xi_{gi}}{\sqrt{k_i}(1 - \xi_{gi}^2)} + \frac{\mathbf{V}_p \xi_{gp}}{\sqrt{k_p}(1 - \xi_{gp}^2)} \right].$$

Інтегрування (2.43) по простору пульсаційних швидкостей газу, призводить до функції спільного розподілу пар частинок

$$f_{ip}(\mathbf{V}_i, \mathbf{V}_p) = E \exp \left[-a_i \mathbf{V}_i^2 - a_p \mathbf{V}_p^2 + \frac{3\xi_{gi}\xi_{gp} \mathbf{V}_i \cdot \mathbf{V}_p}{2\sqrt{k_i k_p} (1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)} \right]; \quad (2.44)$$

$$E = \frac{v_i v_p}{(4\pi/3)^3 (k_i k_p)^{3/2} (1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)^{3/2}}; \quad a_n = \frac{3}{4k_n (1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)}.$$

Очевидно, середня пульсаційна швидкість ковзання між частинками i та p становить

$$\langle v_{ip} \rangle = \frac{1}{v_i v_p} \iint |\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_p| f_{ip}(\mathbf{V}_i, \mathbf{V}_p) d\mathbf{V}_i d\mathbf{V}_p. \quad (2.45)$$

Для обчислення інтегралів у (2.45) зручно перейти до нових змінних $\mathbf{G}$ і $\mathbf{g}$, що вводяться таким чином:

$$a_0 \mathbf{G} = a_i \mathbf{V}_i + a_p \mathbf{V}_p; \quad a_0 = a_i + a_p; \quad \mathbf{g} = \mathbf{V}_p - \mathbf{V}_i. \quad (2.46)$$

Тоді замість (2.44) знаходимо

$$f_{ip}(\mathbf{G}, \mathbf{g}) = E \exp \left[-(a_0 - h) \mathbf{G}^2 - \frac{a_i a_p}{a_0} \left(1 + \frac{h}{a_0} \right) \mathbf{g}^2 + h \frac{a_i - a_p}{a_0} \mathbf{G} \cdot \mathbf{g} \right]; \quad (2.47)$$

$$h = 2\xi_{gi}\xi_{gp} \sqrt{a_i a_p}.$$

Неважко переконатись, що відповідний якобіан $\partial(\mathbf{G}, \mathbf{g})/\partial(\mathbf{V}_i, \mathbf{V}_p) = 1$. Далі переходимо до сферичних координат $G, \psi^\circ, \theta^\circ$ і g, ψ, θ (ψ, ψ° – широта; θ, θ° – довгота) та обчислюємо функцію розподілу пар частинок за модулями вектора $\mathbf{g}$:

$$f(v) = \frac{E}{v_i v_p} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty G^2 \sin \psi^\circ dG d\psi^\circ d\theta^\circ \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \exp \left[-(a_0 - h)G^2 - \frac{a_i a_p}{a_0^2} (a_0 + h)g^2 + \right. \\ \left. + h \frac{a_i - a_p}{a_0} Gg \cos \psi \right] \sin \psi d\psi d\theta \quad (2.48)$$

(тут вектор $\mathbf{G}$ спочатку зафіксовано так що $\psi = (\mathbf{G}, \mathbf{g})$, а потім виконується інтегрування за його напрямком і модулем). Обчислення інтегралів в (2.48) призводить до результату

$$f(g) = \frac{27}{16\sqrt{\pi}(a_0 - h)^{3/2} (k_i k_p)^{3/2} (1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{a_i a_p (1 - \xi_{gi}^2 \xi_{gp}^2)}{a_0 - h} g^2 \right]. \quad (2.49)$$

Нарешті, обчислюючи $\langle v_{pi} \rangle = \int_0^\infty g^3 f(g) dg$, після відповідних перетворень маємо

$$\langle v_{pi} \rangle = \left[\frac{32}{3\pi} \left(\frac{k_i + k_p}{2} - \xi_{gi} \xi_{gp} \sqrt{k_i k_p} \right) \right]^{1/2}. \quad (2.50)$$

Подібний результат для монодисперсних частинок було отримано в [58]. Слід відзначити, що задача про пульсаційне ковзання двох фракцій була розглянута в [59], де враховано окремо велико- і дрібномасштабні пульсації газу. Для практичного використання цих результатів доволі детальна інформація про турбулентні характеристики, знайти яку не так просто. Крім того, використаний тут підхід [58] більш строгий та обґрунтований.

При спрощенні вихідного рівняння (2.37) ми нехтували відмінністю між швидкостями газу в точках $\mathbf{X}$ та $\mathbf{X} - d\mathbf{e}$. Якщо ця відмінність істотна, неважко побудувати більш точну модель: для цього потрібно домножити другий член у дужках в (2.50) на $R(d)$, що враховує просторову корельованість швидкостей газу

на радіусі зіткнення d . Таким чином, отримана проста формула (2.50) дозволяє легко обчислити середній час вільного пробігу частинок i між їх зіткненнями з частинками p , пов'язаними з хаотичним рухом:

$$\tau_{pi} = \left(\pi d^2 v_p \langle v_{pi} \rangle \right)^{-1}.$$

Нарешті, залишилось знайти сумарні швидкості ковзання з урахуванням як осередненого, так і пульсаційного компонентів. Така задача стосовно до псевдо турбулентності (викликаного зіткненнями) руху твердих частинок була розглянута в [57]. Тут для спрощення пульсації вважались ізотропними, і, крім того, реальний розподіл пульсаційних швидкостей ковзання між двома фракціями замінявся дельта-функціями:

$$f(v) = \delta(v - \langle v_{pi} \rangle), \quad (2.51)$$

На рис. 2.4 показано осереднену швидкість ковзання u_{pi} (відрізок ОА) та пульсаційну v_{pi} – відрізок ОВ.

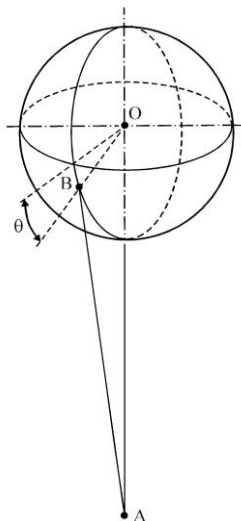


Рис. 2.4. Схема обчислень

Для довільної точки В на сфері сумарна швидкість ковзання буде

$$w_{pi} = (u_{pi}^2 + v_{pi}^2 - 2 u_{pi} v_{pi} \sin \theta)^{1/2}. \quad (2.52)$$

Очевидно середнє значення w_{pi} можна розрахувати як

$$\langle w_{pi} \rangle = \frac{1}{\pi v_{pi}^2} \int_S w_{pi} dS, \quad (2.53)$$

де S – сфера на рис. 2.4. Обчислення інтегралу в (2.53) для випадків, коли точка A знаходиться поза сферою чи в ній, призводить до результату

$$\langle w_{pi} \rangle = \begin{cases} u_{pi} + \langle v_{pi} \rangle^2 / (3u_{pi}), & u_{pi} \geq \langle v_{pi} \rangle; \\ \langle v_{pi} \rangle + u_{pi}^2 / (3\langle v_{pi} \rangle), & u_{pi} < \langle v_{pi} \rangle. \end{cases} \quad (2.54)$$

Зрозуміло, що гіпотеза (2.51) досить далека від реальності, тому уточнимо формулу (2.54). Замість (2.51) візьмемо більш реальний розподіл пар частинок за швидкостями пульсаційного ковзання (2.49). Позначимо коефіцієнти цього розподілу через D (передекспоненціальний множник) і B (коефіцієнт при g^2). Далі, використовуючи, як і раніше, сферичні координати g, ψ, θ , можемо записати

$$\langle w_{pi} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\infty Dv^2 \exp(-Bv^2) dv \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (u^2 + v^2 - 2uv \sin \theta)^{1/2} \cos \theta d\theta. \quad (2.55)$$

Шлях обчислення внутрішнього інтеграла в (2.55) (позначимо його через I) залежить від відношення між u та v , і, отже, другий інтеграл в (2.55) треба розділити на два: $\int_0^u$ та $\int_u^\infty$. Прості обчислення дають

$$I = \begin{cases} 2v^2 / (3u) + 2u, & v \leq u; \\ 2u^2 / (3v) + 2v, & v > u. \end{cases} \quad (2.56)$$

Підставляючи (2.56) в (2.55) та виконуючи інтегрування, остаточно отримуємо

$$\langle w_{pi} \rangle = 0,5D \left[\frac{1 + 2u^2B}{4uB^{5/2}} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(uB^{1/2}) + \frac{4u^2B + 3}{6B^2} \exp(-u^2B) \right], \quad (2.57)$$

де $\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-t^2) dt$ – інтеграл імовірності. Порівняння результатів розрахунків за формулами (2.54) та (2.57) буде представлено у підрозділі 4.3.

2.5 Висновки до розділу 2

Обґрунтовано доцільність використання неперервного підходу Ленгмюра до опису взаємодії крапель і твердих частинок у трифазовому полідисперсному потоці, що дозволяє скоротити число розглядуваних ансамблів частинок до двох і кількість типів взаємодії до чотирьох, а також обмежитись невеликою кількістю фракцій дисперсних включень.

На основі фундаментальних законів збереження маси, імпульсу та енергії побудовано систему диференціальних рівнянь відносно маси, витрати, швидкості, температури і масового вмісту «чужої» фази для крапель і твердих частинок, а також складу і температури газу стосовно до робочого процесу у порожнистому скрубєрі та скрубєрі Вентурі. Спеціальну увагу приділено вивченню впливу турбулентності газового потоку на закономірності масопереносу при зіткненнях частинок. Зокрема, узагальнено відому формулу Лав'євілля та ін. для середньоквадратичної відносної пульсаційної швидкості між частинками монодисперсного матеріалу на випадок полідисперсних частинок. Крім того, уточнено метод обчислення ефективної швидкості ковзання, що включає осереднену та пульсаційну складові.

Результати цих досліджень описано в статтях [4 – 7].

РОЗДІЛ 3

РЕАЛІЗАЦІЯ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ

3.1 Замикання систем рівнянь

У математичних моделях трифазових полідисперсних потоків у порожнистому скрубєрі та трубі Вентурі, побудованих у попередньому розділі, фігурують різноманітні величини, що описують інтенсивність процесів переносу при взаємодії однорідних чи різнорідних частинок між собою та із транспортуємим газом. На жаль, знаходження цих величин є досить складною та багатоплановою задачею, розв'язання якої виходить за межі завдань цієї роботи. Тому було виконано аналіз наявної літератури у цих галузях і обрано найбільш надійні та точні варіанти обчислення необхідних величин. Нижче наведено результати такого аналізу.

Важливою характеристикою взаємодії двох будь-яких частинок різного розміру δ_j , δ_i є *коефіцієнт осадження* E . Підведення дрібної частинки j до поверхні крупної i та їх взаємодія обумовлюються в основному дією інерційних, гідродинамічних, електростатичних сил, а також дифузії. Коефіцієнт осадження у загальному випадку є функцією трьох чисел подібності: $Re_i = |u_g - u_i| \delta_i \rho_g / \eta_g$, $Stk_{ji} = |U_j - u_i| \delta_i^2 \rho_j / 18 \eta_g \delta_i$, δ_j / δ_i . Вплив останнього параметра стає помітним, якщо розміри частинок одного порядку, але це не є характерним для процесу уловлювання дрібних ТЧ краплями, найбільш важливого при мокрій очистці газів. Тому розглядаємо вплив лише двох чисел подібності Re і Stk . Свого часу Ленгмюром [16] було запропоновано залежності для E при потенціальному ($Re \rightarrow \infty$) обтіканні в області значень $Stk \geq 0,0417$:

$$E_{ji}^P = \left(\frac{Stk_{ji}}{Stk_{ji} + 0,25} \right)^2 \quad (3.1)$$

та в'язкому обтіканні ($Re \rightarrow 0$, $Stk > 0,607$) –

$$E_{ji}^V = \left[1 + 0,75 \frac{\ln(4Stk_{ji})}{2Stk_{ji} - 1,214} \right]^{-2}. \quad (3.2)$$

Для гідродинамічної області, проміжної між в'язким і потенціальним обтіканням, було запропоновано найпростішу інтерполяцію

$$E_{ji} = (60E_{ji}^V + Re_i E_{ji}^P) / (60 + Re_i), \quad (3.3)$$

де E^V , E^P – коефіцієнти осадження при в'язкому і потенціальному обтіканні крупної частинки. Якщо $Stk_{ji} < 0,0417$, тоді $E^P = 0$, а при $Stk_{ji} < 0,607$ – $E^V = 0$.

Метод (3.1) – (3.3) на протязі кількох десятиліть знайшов широке розповсюдження у розрахунковій практиці, але інтерполяція (3.3) піддається справедливій критиці в роботах [60 – 62]. В роботі [60] з використанням відомих даних [63] щодо швидкостей газового потоку, отриманих при розв'язанні рівнянь Нав'є–Стокса для чисел $Re = 0,01 – 400$, проведено розрахунки коефіцієнта осадження і їх зіставлення з формулою (3.3). Отримані результати представлено в [64] у вигляді графічних залежностей $y_{co}(K)$, які наведено на рис. 3.1. Тут $y_{co} = \sqrt{E}$, $K = 2Stk$; лінії 1, 2 відповідають розрахункам [64] для в'язкого і потенціального режимів обтікання, лінії 3 – 8 – розрахункам [60] для проміжних чисел Рейнольдса, а штрихові криві 9 – 11 розрахункам [60] за формулою (3.3). З порівняння наведених на рис. 3.1 результатів видно, що величини коефіцієнта осадження, розраховані в роботі [60] для проміжних між в'язким і потенціальним обтіканням значень Re , суттєво відрізняються від обчислених за формулою (3.3). Поведінку останніх зі зломом при $k \sim 1,2$ (криві 9, 10) слід визнати абсолютно необґрунтованою фізично.

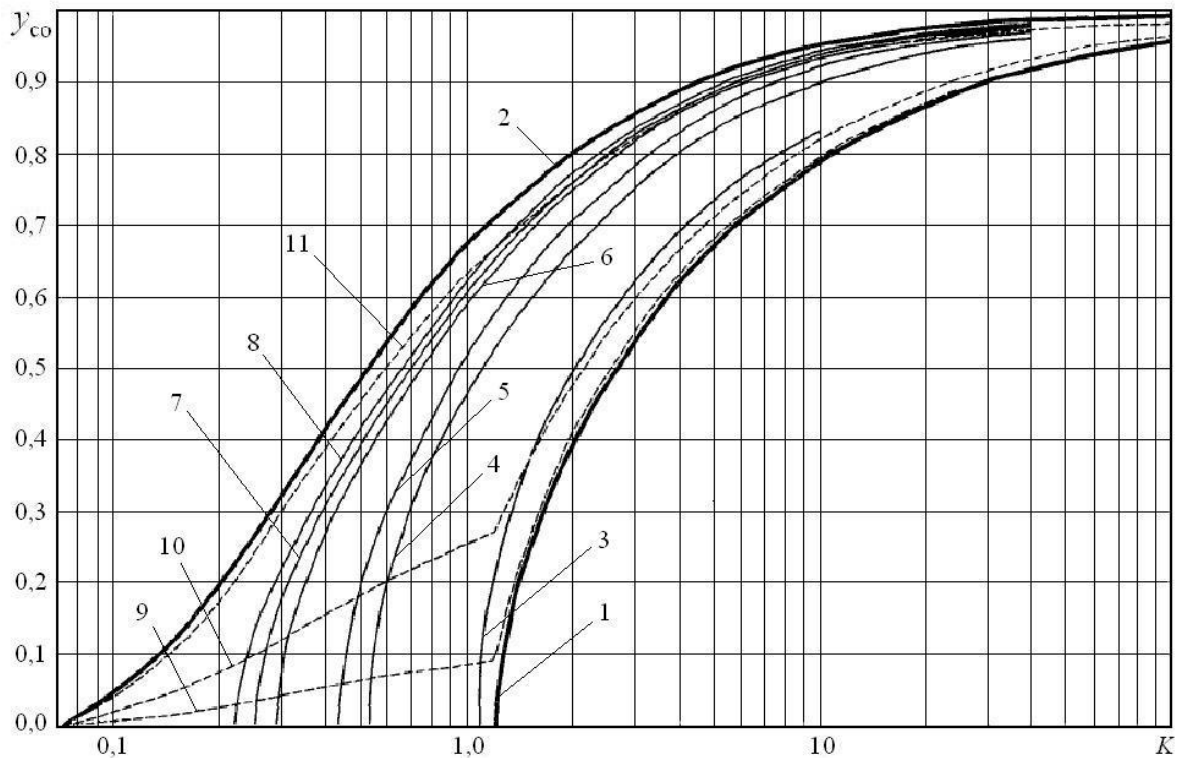


Рис. 3.1. Залежності $y_{co}(K)$ для різних чисел Рейнольдса [65]

1 – в'язке обтікання; 2 – потенціальне обтікання; 3, 9 – $Re = 1$; 4, 10 – $Re = 10$; 5 – $Re = 20$; 6 – $Re = 100$; 7 – $Re = 200$; 8, 11 – $Re = 400$

У той же час результати [60] не суперечать фізичним міркуванням та задовільно узгоджуються з відомими експериментальними даними, отже, їх можна було б використовувати для визначення ефективності зіткнень частинок для різних значень чисел Стокса і Рейнольдса. Але такий, графічний метод знаходження величини E незручний для практичного використання. Значно доцільніше мати аналітичну залежність коефіцієнта осадження від визначальних чисел подібності процесу.

У 2012 р. у роботі [65] виконано обробку даних [60] і запропоновано формулу для визначення коефіцієнта осадження, подібну до (3.2):

$$E = [1 + m \ln(nK)/(K - K_*)]^{-2}, \quad (3.4)$$

де m , n і K_* є функціями числа Рейнольдса.

Обробка даних методом найменших квадратів дозволила отримати такі

вирази для m , n і K_* :

$$m = \begin{cases} 0,575 - 0,145 \ln \text{Re}, & 0,1 \leq \text{Re} \leq 10; \\ 0,394 - 0,082 \ln \text{Re} + 0,005 (\ln \text{Re})^2 & 10 < \text{Re} \leq 1000. \end{cases} \quad (3.5)$$

$$n = 2,259 \cdot 10^{-7} \text{Re}^3 - 6,857 \cdot 10^{-4} \text{Re}^2 + 0,776 \text{Re} + 1,778 \quad (3.6)$$

$$K_* = 5,683 [\ln(8,709 + 10 \text{Re})]^{-1,538}, \quad (3.7)$$

які використовуються для обчислення констант взаємодії K_{ji} , L_{ji} , N_{ji} , Q_{ji} , M_{kj} (див. розд. 2).

Взаємодія полідисперсних крапель. Згідно з [13] при взаємодії двох крапель параметр коагуляції та подрібнення дорівнює

$$\Phi_{ji} = 1 - 0,246 \text{Re}_{ji}^{0,407} \text{Lp}_i^{-0,096} \Gamma_{ji}^{-0,278}, \quad (3.8)$$

де $\text{Re}_{ji} = |u_j - u_i| \delta_i \rho_i / \eta_i$, $\text{Lp}_i = \delta_i \rho_i \sigma_i / \eta_i^2$, $\Gamma_{ji} = \delta_i / \delta_j$, σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини.

Як показано в [13], лічильна функція розподілу уламків δ_k за розмірами, що утворюються при взаємодії $\delta_j - \delta_i$ ($\delta_j < \delta_i$), добре описується нормально-логіфімічним законом

$$n(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \ln \Sigma} \exp \left[-\frac{(\ln D - \ln \bar{D})^2}{2 \ln^2 \Sigma} \right], \quad (3.9)$$

де позначено $D = \delta_k / \delta_j$. Середнє значення безрозмірного діаметра уламків дорівнює $\ln \bar{D} = -1,18$, а $\ln \Sigma = 0,6$. Неважко впевнитись, що розподіл (3.9) задовольняє очевидну умову нормування

$$B \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \ln \Sigma} \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{(\ln D - \ln \bar{D})^2}{2 \ln^2 \Sigma} \right] dD = \frac{\exp(-a^2/b)}{\sqrt{2\pi} \ln \Sigma} \sqrt{\pi b} \exp \left(\frac{a^2}{b} \right) = 1,$$

де $a = \ln \bar{D}$; $b = 2 \ln^2 \Sigma$. Наступний крок пов'язаний із переходом від функції $n(D)$ до масової функції розподілу уламків за розмірами $g(D)$:

$$g(D) = A^{-1} n(D) D^3; A = \int_0^{\infty} n(D) D^3 dD. \quad (3.10)$$

Елементарне обчислення інтеграла в (3.10) дає

$$A = \exp(4,5 \ln^2 \Sigma + 3 \ln \bar{D}),$$

і в результаті нормована масова функція розподілу уламків має вигляд

$$g(D) = \frac{D^2}{\sqrt{2\pi} \bar{D}^3 \ln \Sigma} \exp \left\{ -\frac{(\ln D - \ln \bar{D})^2}{2 \ln^2 \Sigma} - 4,5 \ln^2 \Sigma \right\}. \quad (3.11)$$

Тепер треба перейти від неперервної функції $g(D)$ до дискретної, розділивши весь спектр розмірів уламків на кілька монодисперсних фракцій. Очевидно, щоб зберегти всі позитивні якості неперервного підходу (див. підрозд. 1.1, 2.1), слід вибрати ці фракції тотожними тим самим фракціям крапель, що були введені з початковими умовами задачі (інакше загальна кількість розглядуваних фракцій зростала би необмежено).

На рис. 3.2 ілюструється схема переходу до дискретного складу уламків α_{jik} (для визначеності розглядаємо випадок $N_l = 5$; мішень $i = N_l$). На верхній шкалі дано безрозмірні діаметри крапель вихідних фракцій, віднесені до розміру снаряда δ_j . На нижній шкалі показано середні геометричні діаметрів сусідніх фракцій. Зрозуміло, що у даному випадку уламки можуть належати тільки до

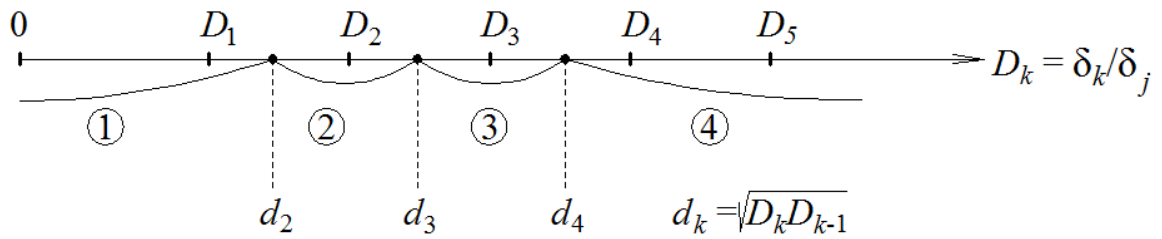


Рис. 3.2. Схема переходу до дискретного складу уламків

фракцій $D_1 - D_4$ (діапазони розмірів, що відносяться до цих фракцій, позначено цифрами у кружечках). Спочатку обчислюємо допоміжні величини

$$\alpha'_k = \int_{d_k}^{d_{k+1}} g(D) dD, \quad (k = 1 \div 4; d_1 = 0; d_5 = \infty) \quad (3.12)$$

(індекс j для спрощення випущено). Підставляючи (3.11) у (3.12) та інтегруючи, знаходимо

$$\alpha'_k = \text{erf}(\chi_{k+1}) - \text{erf}(\chi_k), \quad (3.13)$$

де $\text{erf}(y)$ – інтеграл імовірності; $\chi_k = \phi \ln d_k + \psi$; $\phi = (2 \ln^2 \Sigma)^{-1/2} = 1,159$; $\psi = -\phi \ln \bar{D} - 1,5/\phi = 0,071$ (тут деякі постійні множники випущено, оскільки наступний крок пов'язаний із нормуванням α_{jik}). Оскільки номер максимальної фракції уламків – це $i-1$, остаточно обчислюємо

$$S_i = \sum_{k=1}^{i-1} \alpha'_k; \alpha_{jik} = \frac{\alpha'_k}{S_i}, \quad k = 1 \div (1, 2, \dots, i-1). \quad (3.14)$$

(Відзначимо, що в (3.14) не фігурує явно фракція j , до якої належить снаряд, але d_k (див. рис. 3.2) обчислюється з урахуванням δ_j).

Нарешті, початкова швидкість u_{kji} уламків i при взаємодії $k - j$ обчислюється як

$$u_{kji} = u_j + \beta_{kji} (u_k - u_j), \quad (3.16)$$

де β_{kji} – коефіцієнт початкової швидкості; $\beta_{kji} = 0,08 + 0,016We_j$. Інформації щодо інших початкових параметрів уламків (t_{kji} , b_{kji}) немає. Як відзначалося у підрозд. 2.2, із фізичних міркувань слід прийняти $b_{kji} = b_j$. Що стосується температури t_{kji} , то її вибір слабо впливає на параметри потоку [13] (найпростіше $t_{kji} = t_j$).

Взаємодія дрібної ТЧ з краплею. Матеріальний баланс процесу уловлювання твердих частинок краплями характеризується у розд. 2 параметром коагуляції Ψ_{ji} , який являє відношення маси уловлених частинок за певний час до маси частинок, що зіткнулися з краплею. Природно, якщо не враховувати незначне налипання рідини на ТЧ при відскоках, параметр коагуляції (на відміну від Φ_{ji}) може приймати лише позитивні значення: при $\Psi_{ji} = 1$ маємо повну коагуляцію частинок, а при $\Psi_{ji} < 1$ – часткову. Окремо відзначимо, що параметр Ψ_{ji} характеризує імовірність коагуляції при одиничному зіткненні «частинка – крапля» (тобто мікроявище) і не є ступенем уловлювання твердих частинок у певному апараті. Ступінь уловлювання визначається конструктивними особливостями апарата, які повинні забезпечувати високу ймовірність зіткнень твердих частинок з краплями та їх ефективну коагуляцію.

Через значну складність цього явища [67] аналітичні або числові методи тут навряд чи можуть бути корисними. Тому в Інституті загальної енергетики НАН України було споруджено експериментальну установку, яка конструктивно складалась із двох окремих систем – організації двофазового потоку (повітря з дрібними твердими частинками) та генерації вільно падаючих монодисперсних крапель рідини. Для узагальнення дослідних даних було обрано такі безрозмірні параметри: числа Рейнольдса $Re_{ji} = \Delta_j u_{ji} \rho_i / \eta_i$ і Лапласа $Lp_i = \delta_i \rho_i \sigma / \eta_i^2$ та b/Δ_j . Тут $b = [\sigma / (g(\rho_i - \rho_g))]^{0,5}$ – капілярна стала; g – прискорення сили тяжіння. В результаті обробки дослідних даних методом найменших квадратів було отримано узагальнюючу формулу [68, 69]

$$\Psi_{ji} = 1 - 0,00317 Re_{ji}^{1,77} Lp_i^{-0,80} (b/\Delta_j) \quad (3.17)$$

при $15 \leq Re_{ji} \leq 1940$; $28 < Lp_i < 3,7 \cdot 10^5$; $6,02 < b/\Delta_j < 30,6$. З емпіричної формули (3.17), випливає, що найбільший вплив на величину Ψ_{ji} чинить відносна швидкість взаємодіючих частинок: в залежності від кінетичної енергії, яку має ТЧ, після зіткнення з краплею вона може рикошетувати від неї, прострелити краплю або коагулювати з нею. Найменший вплив на результат зіткнення чинить коефіцієнт в'язкості рідини.

Параметр X_{ji} для *взаємодії дрібних крапель j з великими ТЧ i* (це актуально для скрубєрів Вентурі) вводиться подібно до Φ_{ji} . У [7] було проведено відповідні експерименти та отримано залежність

$$X_{ji} = \begin{cases} 1 - 0,044B_{ji}, & B_{ji} \leq 22,7; \\ 0, & B_{ji} > 22,7; \end{cases} \quad (3.18)$$

$$B_{ji} = Re_{ji}^{0,85} \left(\Theta / Lp_j \right)^{0,32} \Gamma_{ji}^{-0,34}$$

в діапазоні $24 < Re_{ji} < 2520$; $0,7 < Lp_j < 37000$; $2,9 < \Gamma_{ji} < 17$; $55^\circ < \Theta < 110^\circ$, де Θ – кут змочування у радіанах; $\Gamma_{ji} = \Delta_i / \delta_j$; Re та Lp обчислюються за діаметром краплі δ_j .

Лічильна функція розподілу уламків k за розмірами n [70] тут також підкоряється нормально-логарифмічному закону (3.9), де $D = \delta_k / \delta_j$; $\ln \bar{D} = -1,1$; $\ln \Sigma = 0,57$. Подальші міркування подібні до викладеного вище для взаємодії двох крапель (див. (3.12) – (3.14)); коефіцієнти для визначення X такі: $\varphi = 1,24$; $\psi = 0,155$. Масову функцію розподілу, як у підрозд. 2.2, позначаємо ζ_{jik} . Нарешті, початкова швидкість уламків дорівнює

$$u_{jik} = U_i + \beta_{jik} (u_j - U_i), \beta_{jik} = 0,4. \quad (3.19)$$

Подрібнення крапель аеродинамічними силами. Як відзначалося вище, у скрубєрах Вентурі досить крупні краплі можуть подрібнюватись аеродинамічними силами. Оскільки свого часу ще не було розроблено надійних та обґрунтованих методів розрахунку цього досить складного явища, в інженерній

практиці [30, 33, 36 та ін.] звичайно використовувався середній об'ємно-поверхневий діаметр крапель δ_{32} (діаметр Заутера) [33, 35, 36], а їх полідисперсність, як правило, не враховувалась (див. підрозд. 1.3). Для обчислення δ_{32} найчастіше використовувалась відома формула Нукіяма і Танасави [71]

$$\delta_{32} = \frac{0,585}{u_g - u_l} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l}} + 1,683 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\eta_l}{\sqrt{\sigma \rho_l}} \right)^{0,45} \left(\frac{L}{G} \right)^{1,5}, \quad (3.20)$$

де L та G – об'ємні витрати рідини та газу.

Але такий метод слід визнати невдалим і погано обґрунтованим. По-перше, для реальних умов другий член правої частини (3.20) набагато менше, ніж перший. Далі, враховуючи, що в скруберах для очистки від ТЧ використовується вода ($\sigma \approx \text{const}$, $\rho_l \approx \text{const}$), приходимо до висновку, що розмір крапель однозначно визначається швидкістю ковзання, без урахування геометрії апарата, місця подачі рідини тощо. Звичайно, така оцінка є надто наближеною. Тому видається доцільним обчислювати локальний фракційний склад крапель через аналіз механізму їх подрібнення аеродинамічними силами (алгоритм і послідовність розрахунків див. підрозд. 3.2).

Вивченню цього фізичного явища присвячено багато досліджень, але значення критичного числа Вебера (необхідного, щоб мало місце подрібнення), отримані різними авторами, відрізняються мало не на 2 порядки [13, 72]. Аналіз методик і результатів багатьох робіт у цій галузі дозволив встановити, що такий розкид даних пояснюється двома причинами: 1) не враховується передісторія навантаження краплі аеродинамічними силами, зокрема, характер їх зміни з часом; 2) критичне число Вебера обчислюється у момент подрібнення, без урахування періоду індукції. В [72] було розроблено більш коректну методику експерименту і отримано таку узагальнюючу формулу для критичного числа Вебера для крапель δ_i :

$$We_{ci} = 4 + (12 - 0,5P_i) \exp[-(0,03 + 0,012P_i)H_i], \quad (3.21)$$

де $We_i = \rho_g (u_g - u_i)^2 \delta_i / \sigma$; $P_i = \ln Lp_i$; $Lp_i = \rho_l \delta_i \sigma / \mu_l^2$ – число Лапласа; H_i – нове число подібності, що враховує передісторію навантаження краплі від початку дії аеродинамічних сил на неї до моменту досягнення критичного числа Вебера:

$$H_i = \tau_{fi}^{-1} \int_0^{\tau_c} We(\tau) d\tau. \quad (3.22)$$

Тут τ_{fi} – час вільних коливань краплі, $\tau_{fi} = 0,83 \delta_i^2 \rho_l \mu_l^{-1} Lp_i^{-1/2}$. Крім того, в [72] було обґрунтовано, що часові характеристики процесу подрібнення слід відраховувати від моменту досягнення значення We_{ci} . Отримано таку формулу для періоду індукції (індекс i випускаємо):

$$\frac{\tau_{ind}}{\tau_f} = \begin{cases} A, We_{max} = We_c; \\ A \exp[(8,4 \cdot 10^{-4} Re_c - 3,44)(We_{max}/We_c - 1)], We_{max} > We_c; \end{cases} \quad (3.23)$$

$$A = 4,32 - 8,5 \cdot 10^{-4} Re_c - (0,15 - 4 \cdot 10^{-5} Re_c) \ln Lp \quad (3.24)$$

(тут Re_c обчислюється для критичних умов). Перша формула (3.23) придатна для випадку, коли після досягнення критичних умов число We не зростає, а друга – коли після критичної точки We продовжує збільшуватись.

Лічильна функція розподілу крапель δ_k , утворених після аеродинамічного подрібнення краплі δ_i , описується нормально-логарифмічним законом (3.11), де $D = \delta_k / \delta_i$; $\ln \bar{D} = -2,2$; $\ln \Sigma = 0,66$; $\varphi = 1,071$; $\psi = 0,952$

Інші коефіцієнти переносу. При обчисленні коефіцієнта аеродинамічного опору для крапель в (2.21) слід прийняти до уваги їх деформацію аеродинамічними силами (в (1.16) цей фактор не враховується). Згідно з рекомендаціями [13] використовуємо таку апроксимацію:

$$C_{Di} = C_{Di}^0 \varphi_i; \quad C_{Di}^0 = \frac{24}{Re_i} (1 + 0,15 Re_i^{0,687}), Re_i < 800; \quad C_{Di}^0 = 0,44, Re_i \geq 800; \quad (3.25)$$

$$\varphi_i = \begin{cases} \varphi' = (1 + 0,03 We_i)^2, Re_i \leq 100; \\ \varphi'' = \exp(0,03 We_i^{1,5}), Re_i \geq 700; \\ \varphi' + \frac{Re_i - 100}{600} (\varphi'' - \varphi'), 100 < Re_i < 700, \end{cases} \quad (3.26)$$

де Re_i – число Рейнольдса при обтіканні краплі газовим потоком; $We_i = \delta_i \rho_g |u_g - u_i|^2 / \sigma$ – число Вебера. Для ТЧ у (2.29), звичайно, приймається $\varphi = 1$.

Тепло- і масообмін частинок із газом в (2.22), (2.30) – (2.32) описується формулою [11, 13]:

$$Nu_i = Sh_i = 2 + 0,6 Re_i^{0,5} Pr_g^{0,333}, \quad (3.27)$$

де $Pr_g = \nu_g / a_g$ – число Прандтля; $Nu_i = \alpha_i \delta_i / \lambda_g$ – число Нуссельта; $Sh_i = \gamma_i \delta_i / D_v$ – число Шервуда; γ_i – коефіцієнт масообміну; λ, a – коефіцієнти теплопровідності та температуропровідності; D_v – коефіцієнт дифузії пари у газовій суміші.

Допоміжні величини. Нарешті, для замикання систем рівнянь слід визначити ряд характеристик композитних частинок: густину ρ_i , P_j ; розмір δ_i , Δ_j ; теплоємність c_i , C_j ; об'ємну концентрацію чужої фази в краплі та ТЧ z_i , Z_j .

Починаємо з густини крапель. Якщо масова концентрація твердої речовини у краплі i дорівнює b_i , то об'єм, зайнятий твердою речовиною у краплі i , буде $m_i b_i / \rho_s$, а об'єм рідини в ній – $(1 - b_i) m_i / \rho_l$. Тоді густина краплі дорівнюватиме

$$\rho_i = \frac{m_i}{V_\Sigma} = \frac{\rho_s \rho_l}{\rho_s - b_i (\rho_s - \rho_l)}, \quad (3.28)$$

де V_Σ – загальний об'єм частинки. Аналогічно знаходимо густину ТЧ j :

$$P_j = \frac{M_j}{V_\Sigma} = \frac{\rho_s \rho_l}{\rho_l + B_j (\rho_s - \rho_l)}. \quad (3.29)$$

Значення ρ та R дозволяють за відомими m_i , M_j знайти розмір краплі та ТЧ (вважаючи їх сферичними):

$$\delta_i = (6m_i / \pi \rho_i)^{1/3}, \quad \Delta_j = (6M_j / \pi P_j)^{1/3}. \quad (3.30)$$

Теплоємність краплі і ТЧ дорівнюють

$$c_i = c_s b_i + c_l (1 - b_i), \quad C_j = c_s (1 - B_j) + c_l B_j. \quad (3.31)$$

Об'ємна концентрація чужої фази:

$$z_i = \frac{V_s}{V_\Sigma} = \frac{b_i m_i}{\rho_s} \bigg/ m_i \left(\frac{b_i}{\rho_s} + \frac{1 - b_i}{\rho_l} \right) = \frac{b_i \rho_l}{b_i (\rho_l - \rho_s) + \rho_s}, \quad (3.32)$$

$$Z_j = \frac{V_l}{V_\Sigma} = \frac{B_j \rho_s}{B_j (\rho_s - \rho_l) + \rho_l}. \quad (3.33)$$

Динамічну в'язкість крапель із твердими включеннями обчислюємо за відомою формулою Ейнштейна [1]

$$\eta_i = \eta_l (1 + k(1 - z_i)); \quad k = 2,5. \quad (3.34)$$

Таблиця 3.1 – Властивості водяної пари

t_i , °C	17,2	23,8	28,6	32,6	35,8	38,7	41,2	43,4	45,5
ρ_{vs} , кг/м ³	0,0146	0,0215	0,0282	0,0348	0,0413	0,0478	0,054	0,0606	0,0669
r , кДж/кг	2460,2	2445,1	2432,9	2423,7	2416,6	2409,5	2403,2	2397,8	2393,3

Відомі дані щодо густини насиченої водяної пари (вона потрібна для обчислення v_i у (2.31), (2.32)) та теплоти пароутворення наведено у табл. 3.1 [73]. Обробка цієї інформації дозволила побудувати такі апроксимації:

$$r_i = 2495 - 2,46t_i; \rho_{vs} = 0,006 \cdot 1,0551^{t_g}. \quad (3.35)$$

Таким чином, побудовано (або підібрано) формули для замикання систем рівнянь переносу. Далі буде стисло описано алгоритми розрахунку та відповідні програми.

3.2 Алгоритми і програми

Порожнистий скруббер (див. рис. 1.2) працює за протитечійною схемою – краплі утворюються у верхньому перетині потоку і рухаються вниз, а газ та частинки подаються у його нижній перетин і рухаються вгору. Звичайно, початкові умови для кожної з трьох речовин задаються у відповідному (вхідному для неї) перетині потоку, що значно ускладнює інтегрування системи рівнянь. Тому було спеціально розроблено алгоритм інтегрування таких систем. Розрахунок складається із кількох ітерацій (які називаються *глобальними*), кожна з яких включає два етапи (рис. 3.3): 1) інтегрування рівнянь для крапель (згори вниз); 2) інтегрування рівнянь для газу і ТЧ (знизу вгору). На першому етапі ітерації 1 параметри газу і ТЧ у кількох перетинах потоку X_s задаються якимось чином, наприклад, постійними по його довжині і рівними або їх початковим значенням, або деяким середнім величинам, що оцінюються заздалегідь за відомими результатами (масив цих параметрів позначимо через Q_0). Інтегруються рівняння для крапель (підрозд. 2.2), і по ходу розрахунків запам'ятовуються їх знайдені параметри у тих же перетинах потоку X_s (позначимо цей масив через P_1).

На другому етапі цієї ітерації інтегруються рівняння для газу і ТЧ (підрозд. 2.3) з урахуванням даних із масиву P_1 , а отримані результати (позначимо цей масив через Q_1) запам'ятовуються у перетинах X_s . Далі, на першому етапі ітерації

2 знов інтегруються рівняння для крапель, але вже із урахуванням нових параметрів газу і ТЧ (масив Q_1), а отримані результати (P_2) запам'ятовуються і т.д.

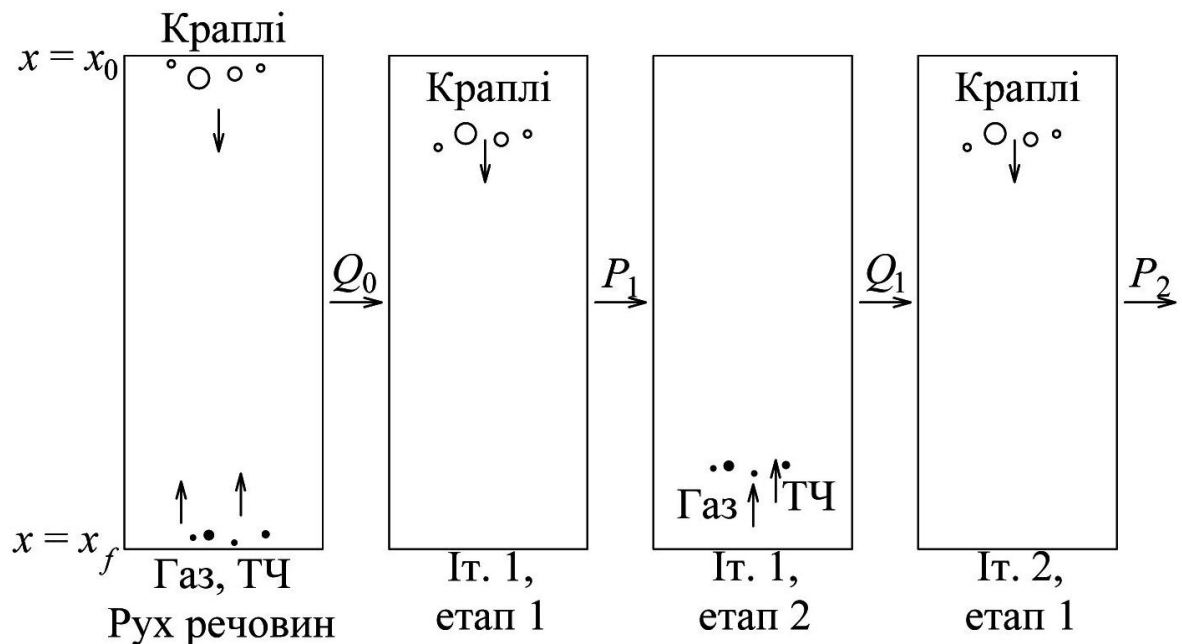


Рис. 3.3. До побудови глобальних ітерацій

Ітерації припиняються, коли модуль різниці між значеннями деяких обраних параметрів на двох сусідніх ітераціях стає менше заданого ε . Оскільки метою нашого розрахунку є не стільки визначення локальних параметрів потоку, скільки знаходження ступеня очистки газів від частинок η , ітераційний процес доцільно припиняти за умовою $|\eta^m - \eta^{m-1}| < \varepsilon$, де m – номер глобальної ітерації. Експлуатація програм, розроблених на основі описаного алгоритму, показала, що при реальних значеннях вихідних параметрів достатньо виконати три (максимум чотири) глобальні ітерації для досягнення прийнятної точності розрахунку. Слід відзначити, що такий алгоритм краще, ніж метод спроб і помилок, який часто застосовується для розв'язання подібних задач. Його недоліком є те, що у певній області режимних параметрів дуже складно організувати прийнятний алгоритм вибору спроб. У той же час наш метод «працює» на всіх значеннях вхідних параметрів.

Для інтегрування наведених вище рівнянь використовується явно-неявна схема Ейлера з перерахуванням [74], яка для рівняння $y' = f(x, y)$ має вигляд

$$y^{\omega}(x+h) = y(x) + [sf(x, y(x)) + (1-s)f(x+h, y^{\omega-1}(x+h))]h \quad (3.36)$$

(див. рис. 3.4). Тут $s \in (0; 1)$; ω – номер ітерації (локальної). На першій ітерації, коли ще значення $y(x+h)$ невідоме, приймається $s = 1$. У випадку $s = 0,5$ схема має другий порядок точності, але в літературі [74, 75] рекомендується $s = 0,35 - 0,4$, що дозволяє підвищити стійкість обчислень. Оскільки на етапі 1 найважливішою величиною є швидкість крапель (від якої істотно залежать параметри взаємодії «крапі – ТЧ»), умова виходу із локальних ітерацій тут має вигляд $|1 - u_i^{\omega} / u_i^{\omega-1}| < \varepsilon_1$.

Відзначимо, що така схема добре об'єднується з алгоритмом вибору оптимального кроку інтегрування за числом ітерацій. Якщо для отримання потрібної точності необхідно використати 5 – 6 або більше ітерацій, крок інтегрування слід зменшити у 1,5 – 2 рази. Навпаки, якщо достатньо 2 ітерацій, крок можна дещо збільшити. Оптимальною вважається кількість ітерацій 3 – 4.

На основі описаного алгоритму було створено програму GLS5. Програма GLS5 (див. рис. 3.5) для розрахунку робочого процесу в порожнистому скрубєрі складається із головного модуля, 10 підпрограм-процедур RPD, RPSG, GD1, GS1, DD13, DD12, SD1, SS1, AIN1, AIN2 та двох підпрограм-функцій ERF та EF. Головний модуль складається із трьох частин. У першій із них вводяться початкові значення невідомих функцій і фізичні константи речовин. Далі у перетинах потоку X_s задаються параметри газу і ТЧ для першої глобальної ітерації (масив Q_0 , див. вище).

Друга частина модуля присвячена інтегруванню рівнянь для крапель (етап 1 на рис. 3.3). Спочатку для лівої точки кроку (x , див. (3.36)) за допомогою інтерполяційних підпрограм AIN1, AIN2 визначаються параметри газу і ТЧ, і викликається підпрограма RPD для обчислення правих частин $R(x)$ п'яти

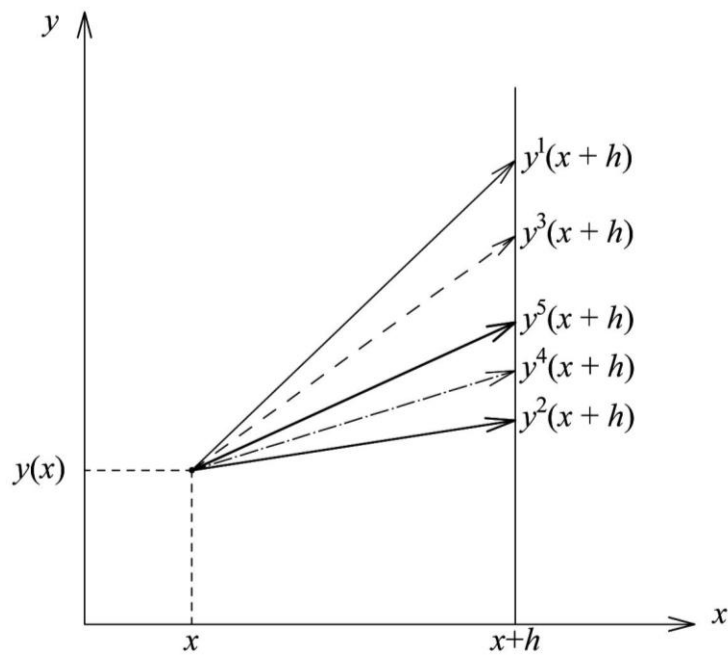


Рис. 3.4. Інтегрування за схемою Ейлера з перерахуванням

рівнянь для кожної фракції крапель (див. підрозд. 2.2). Далі організується локальний ітераційний процес: на 1-й ітерації обчислюються параметри крапель у правій точці кроку $(x + h)$ із використанням $R(x)$ ($s = 1$ у (3.36)), визначаються параметри газу і ТЧ у цій точці, підпрограма RPD обчислює $R(x + h)$, і крок $x \rightarrow x + h$, але вже із використанням $R(x)$ та $R(x + h)$ згідно з (3.36), виконується на 2-й ітерації. Перевіряється умова виходу з ітерацій. Якщо вона задовольняється, програма переходить до наступного кроку, а якщо ні, проводяться розрахунки на наступній ітерації і т.д. Нарешті, коли інтегрування цих рівнянь завершено, в перетинах X_s запам'ятовуються обчислені параметри крапель.

У третій частині модуля інтегруються рівняння для ТЧ і газу (етап 2 на рис. 3.3). Тут логіка і послідовність операцій подібні до другої частини, з тією лише різницею, що для перетинів $x, x + h$ інтерполяцією визначаються тільки параметри крапель (підпрограма AIN1 стає непотрібною), а праві частини рівнянь обчислюються підпрограмою RPSG.

У підпрограмі RPD спочатку викликаються підпрограми GD1, DD13, DD12 та SD1, а потім послідовно обчислюються всі складові правих частин рівнянь для крапель. У процедурі RPSG викликаються підпрограми GS1, SD1, SS1 і GD1, що дає можливість визначити праві частини рівнянь для ТЧ і газу (підрозд. 2.3).

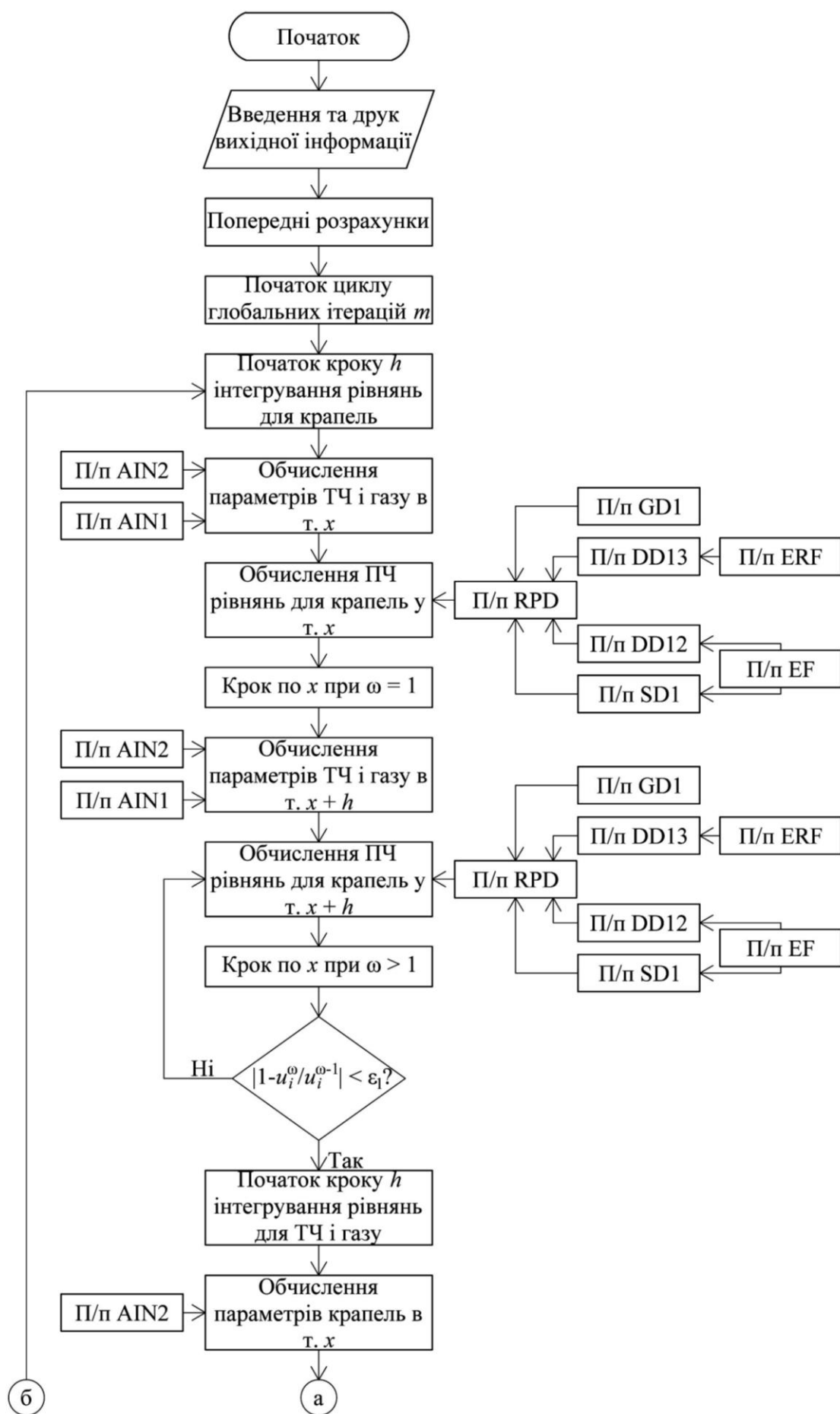


Рис. 3.5. Блок-схема програми GLS5

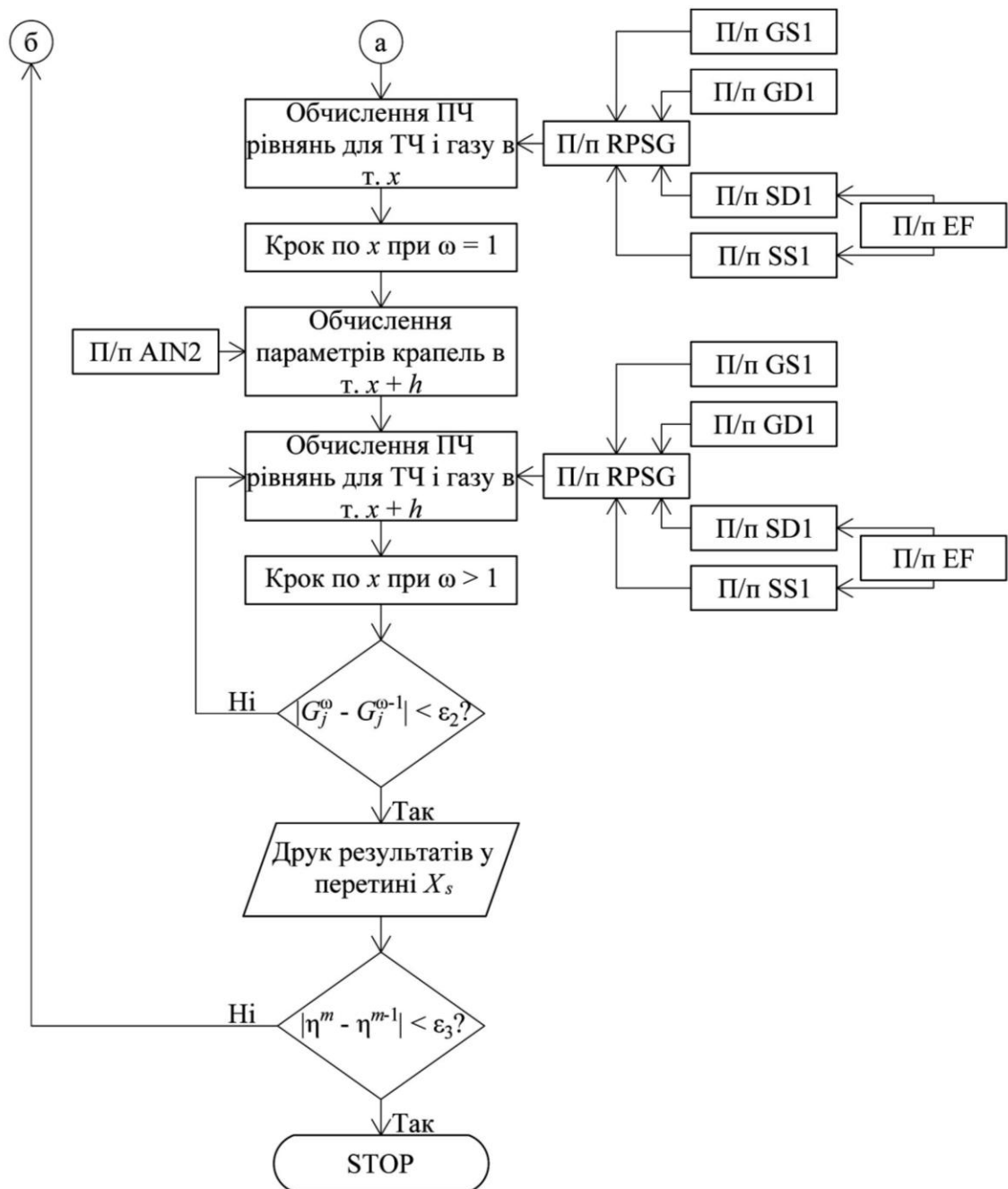


Рис. 3.5, аркуш 2

Інші підпрограми-процедури обчислюють такі величини: GD1 – аеродинамічну і теплову взаємодію газу із краплями (див. (3.25) – (3.27)), GS1 – те ж саме для твердих частинок, DD13 – функцію розподілу уламків (при взаємодії двох фракцій крапель) за розмірами (див. (3.13), (3.14)), DD12 – константу взаємодії двох крапель та параметр коагуляції та подрібнення (див. (3.8)), SD1 – параметри взаємодії крапель із твердими частинками (див. (2.5), (3.17)), SS1 – силову взаємодію твердих частинок різних фракцій (див. (2.29)). Допоміжні

підпрограми AIN1, AIN2 призначені відповідно для інтерполяції за одно- і двовимірними масивами. Нарешті, функції ERF та EF обчислюють значення інтеграла ймовірності для функції розподілу уламків (див. (3.15)) та коефіцієнта осадження при взаємодії будь-яких частинок (див. (3.4) – (3.7)).

Для розрахунку робочого процесу у скрубєрі Вентурі було розроблено алгоритм та програму GLS6. Цей алгоритм відрізняється від попереднього наступним. Оскільки апарат працює за проточнійною схемою, відпадає необхідність в організації глобальних ітерацій. Задається геометрія скрубєра (рис. 3.6), що складається з трьох елементів: конфузора, горловини та дифузора. Газ та ТЧ подаються у вхідний перетин потоку $x = x_0$, а краплі – або у вхідний, або у деякий проміжний перетин конфузора чи (рідше) горловини x_{st} . Тому передбачається можливість інтегрування рівнянь переносу для газу і ТЧ на ділянці $x_0 - x_{st}$ у відсутності крапель. На кожному кроці інтегрування повної системи рівнянь ($x > x_{st}$) працює спеціальний блок урахування можливості аеродинамічного подрібнення крупних крапель (більш детально див. нижче).

До програми GLS6 замість підпрограм-процедур RPD і RPSG, де обчислюються праві частини диференціальних рівнянь, включено нові підпрограми RPD1 і RPSG1, у яких замінено межі підсумовування (див. (2.23), (2.24), (2.33), (2.34)) та враховано нові члени рівнянь, відповідальні за четвертий тип взаємодії $\delta_i - \Delta_j$ ($\delta_i < \Delta_j$) (див. (2.25), (2.35)). Для визначення констант цієї взаємодії та параметрів коагуляції (див. (3.18)) створено нову підпрограму SD2. Крім того, підпрограму DD13 (де обчислюються α_{kji}) замінено на SDD13, де, крім α_{kji} , знаходиться також розподіл уламків ζ_{kji} при четвертому типі взаємодії. До програми GLS6 включено також нову підпрограму VEL, яка обчислює площу поперечного перетину апарата та швидкість газу. Нарешті, у підпрограми, що обчислюють константи взаємодії та параметри коагуляції, введено розрахунок пульсаційних швидкостей частинок та визначення їх відносних швидкостей w з урахуванням турбулентності. Тут передбачено можливість обчислення w за відомою формулою (2.54) або за запропонованою у цій роботі формулою (2.57). Нарешті, виключено інтерполяційні підпрограми AIN1, AIN2.

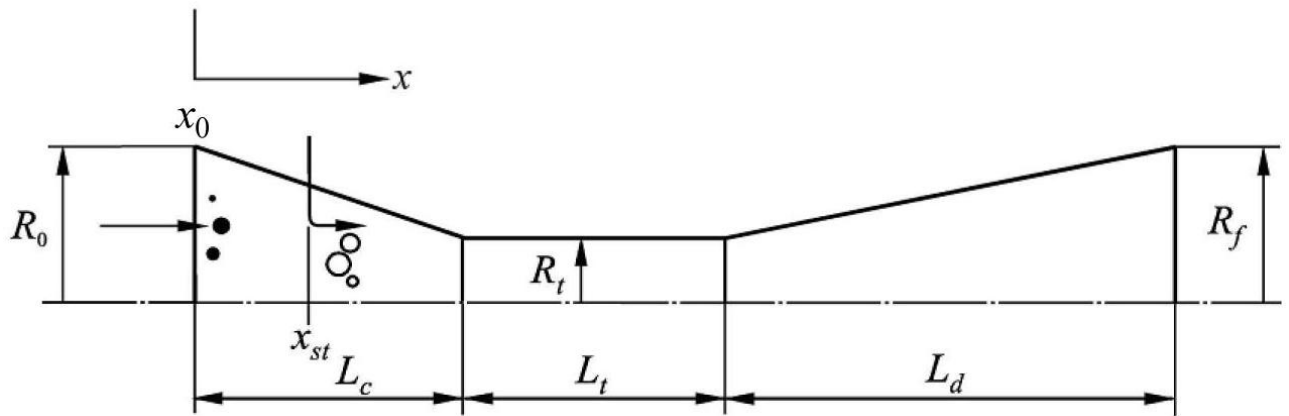


Рис. 3.6. Схема скрубера Вентурі

Внесено такі зміни у головний модуль: виключено глобальні ітерації та запам'ятовування параметрів у певних перетинах потоку; включено блок інтегрування на початковій ділянці $x_0 - x_{st}$; включено блок розрахунку аеродинамічного подрібнення. В цілому структура програми GLS6 мало відрізняється від попередньої, і тому блок-схема GLS6 не наводиться.

На рис. 3.7 представлено структуру блока розрахунку аеродинамічного подрібнення крапель. На кожному кроці інтегрування рівнянь еволюції стану крапель обчислюються значення We_i , H_i та We_{ci} . Як видно із (3.21), (3.22), зі збільшенням часу перебування крапель у потоці H_i зростає, а We_{ci} зменшується. Число Вебера також зростає (разом зі швидкістю газового потоку). Якщо при певному τ_c криві $We_{ci}(\tau)$ і $We_i(\tau)$ перетинаються, це означає, що досягнуто критичні умови, і починається відлік періоду індукції. Коли він закінчується згідно з (3.23), (3.24), вихідна крапля подрібнюється, обчислюється новий фракційний склад крапель (з урахуванням утворених уламків), і обчислюються нові значення u_j , t_j , b_j , де $j < i$. Розрахунки свідчать, що спочатку подрібнюються найбільші краплі, потім – сусідня фракція і т. д. Тому зазначені обчислення проводяться тільки для найбільшої фракції. Слід відзначити ще одну особливість програми GLS6. Оскільки в системі рівнянь фігурують питомі витрати крапель і ТЧ, зрозуміло, що ці величини змінюються не тільки за рахунок коагуляційних процесів, а і внаслідок зміни площі поперечного перетину

скрубера. Тому на кожному кроці інтегрування значення g і G перераховуються обернено пропорційно до цієї площі.

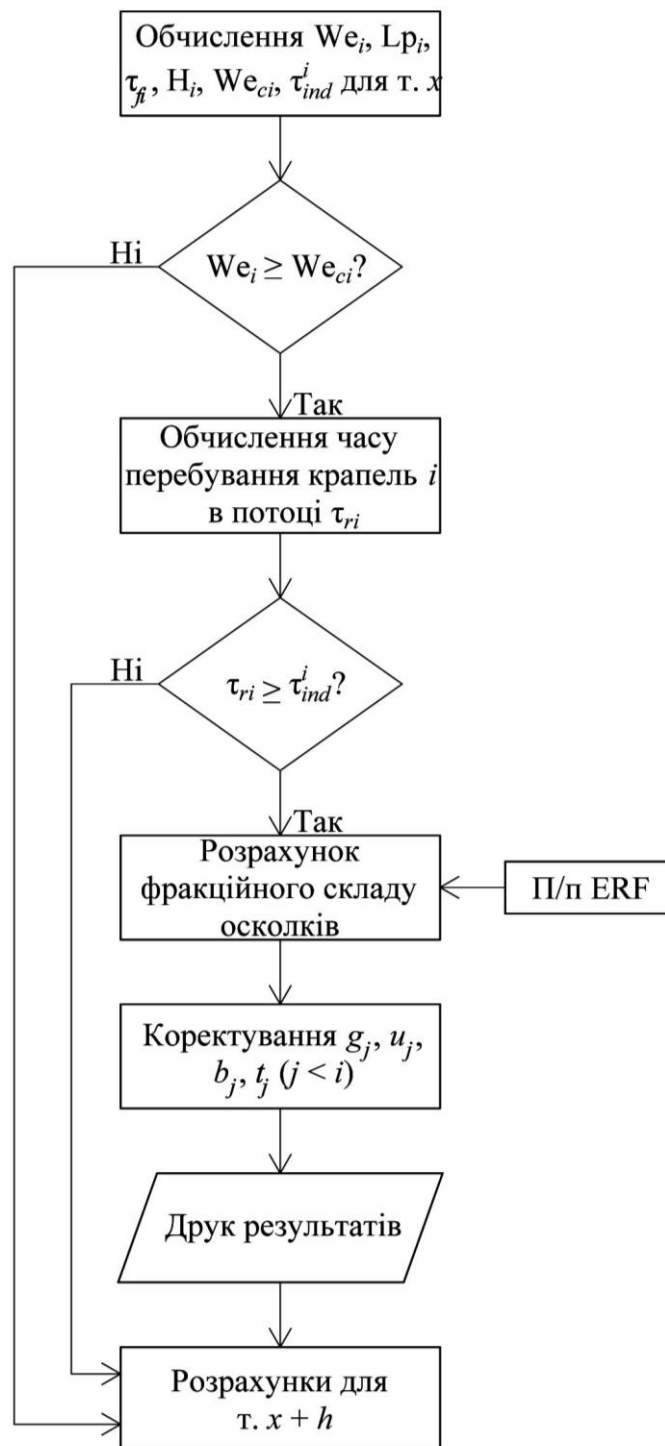


Рис. 3.7. Блок-схема фрагмента програми GLS6, де розраховується подрібнення крапель аеродинамічними силами

3.3 Висновки до розділу 3

Виконано аналіз наявної інформації щодо параметрів, які фігурують у правих частинах рівнянь розд. 2 і характеризують інтенсивність процесів переносу при взаємодії однорідних чи різнорідних частинок між собою і з транспортуючим газом, та обрано найбільш надійні і точні варіанти їх обчислення.

Оскільки порожнистий скрубєр працює за протитечійною схемою, і початкові умови для кожної з трьох речовин задаються у відповідному (вхідному для неї) перетині потоку, розроблено ітераційний алгоритм інтегрування системи рівнянь. Розрахунок складається із кількох ітерацій, кожна з яких включає два етапи. На першому етапі кожної ітерації інтегруються рівняння для крапель, а на другому – для твердих частинок і газу, причому результати розрахунків кожного етапу запам'ятовуються і використовуються на наступному. Алгоритм інтегрування рівнянь для скрубєра Вентурі відрізняється урахуванням впливу турбулентності газового потоку та можливості аеродинамічного подрібнення крупних крапель. У відповідності з цими алгоритмами створено програми GLS5 та GLS6.

Результати, отримані в цьому розділі, відображено в [4].

РОЗДІЛ 4

ЧИСЛОВІ ДОСЛІДЖЕННЯ ОСОБЛИВОСТЕЙ ПРОЦЕСІВ ПЕРЕНОСУ В АПАРАТАХ ДЛЯ МОКРОЇ ОЧИСТКИ ГАЗІВ

4.1 Порожнистий скруббер

За допомогою програми GLS5, описаної вище, було проведено широкі числові дослідження впливу параметрів трифазового полідисперсного потоку на ефективність очистки продуктів згоряння від золи у порожнистому скруббері. Для базового варіанта розрахунку (далі – варіант 1) було обрано такі вихідні дані:

- кількість фракцій крапель і ТЧ – по 5;
- початкова температура крапель – $t_{i0} = 20$ °С, газу і ТЧ – $t_{gf} = T_{jf} = 120$ °С;
- початкова швидкість крапель – $u_{i0} = 5$ м/с, газу і ТЧ – $u_{gf} = U_{jf} = -0,7$ м/с (координата x направлена вниз);
- загальна довжина потоку – $x_f = 4$ м.

Розміри частинок і їх початкові питомі масові витрати наводяться в табл. 4.1 (фракційний склад крапель відповідає дослідним даним ІЗЕ НАН України по розпилюванню рідини відцентровими форсунками [76]).

Таблиця 4.1 – Вихідні дані для варіанта 1

Величини	Розмірність	Номер фракції i (j)				
		1	2	3	4	5
δ_i	мм	0,4	0,64	1,0	1,6	2,5
g_i	кг/(м ² с)	0,1	0,15	0,2	0,15	0,1
Δ_j	мкм	5	10	20	30	40
G_j	кг/(м ² с)	0,004	0,006	0,01	0,006	0,004

На рис. 4.1 представлено залежність швидкості крапель різних фракцій від поздовжньої координати. Основними факторами, що визначають зміну швидкості крапель, є сили аеродинамічного опору і тяжіння, і тому у першому наближенні кожна u_i прямує до величини $v_i + u_g$, де v_i – швидкість витання крапель i , при цьому довжина ділянки розгону зростає із збільшенням діаметра крапель – від

$x_1 \sim 1$ м до $x_4 \sim 3$ м. Швидкість падіння найбільш крупних крапель незначно збільшується, а фракцій 1 – 4 – помітно зростає. Зіткнення крапель дещо зменшують розкид швидкостей різних фракцій.

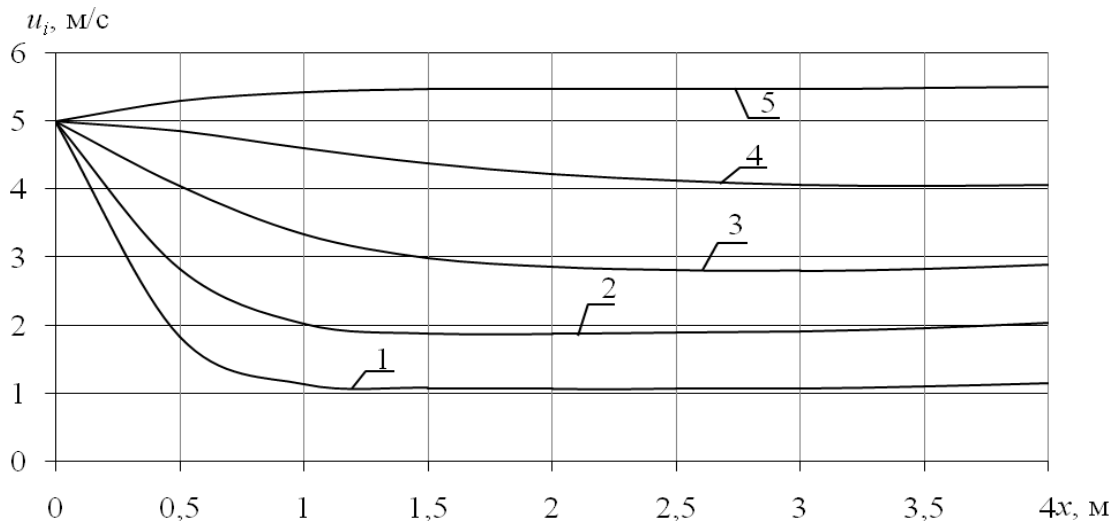


Рис. 4.1. Зміна швидкості крапель по довжині потоку (тут і на рис. 4.2 – 4.6 номери кривих співпадають із номерами фракцій у табл. 4.1) [79]

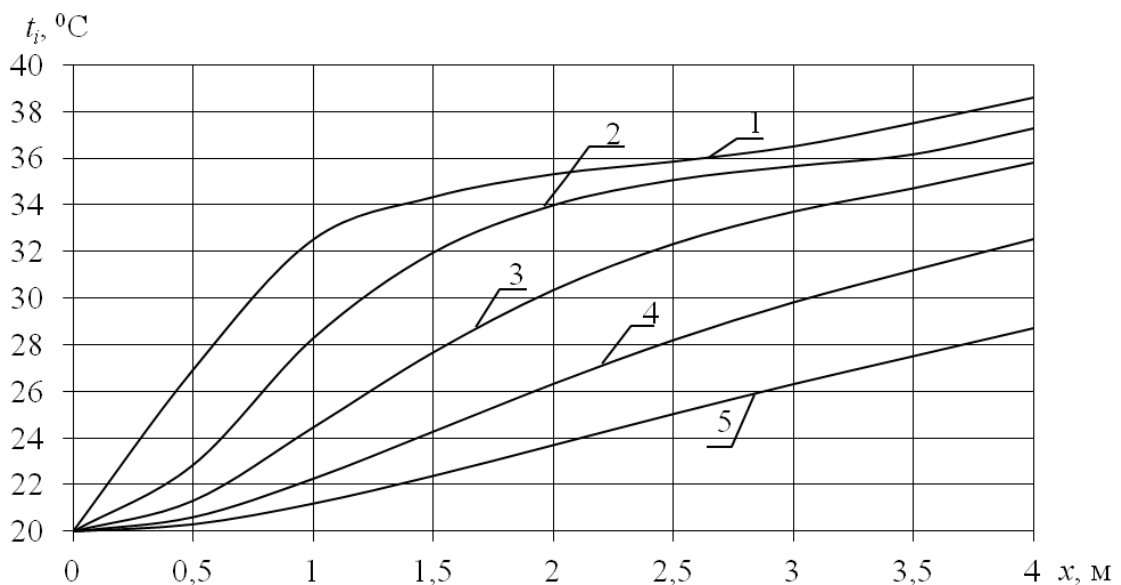


Рисунок 4.2 – Температурне поле крапель різного діаметру [79]

Рис. 4.2 ілюструє температурне поле крапель різного діаметра. Якщо дрібні краплі встигають нагрітися на 18,5 °C, то великі – усього на 8,7 °C. Така поведінка кривих пояснюється тим, що тут домінують конвективний теплообмін із газом та фазовий перехід.

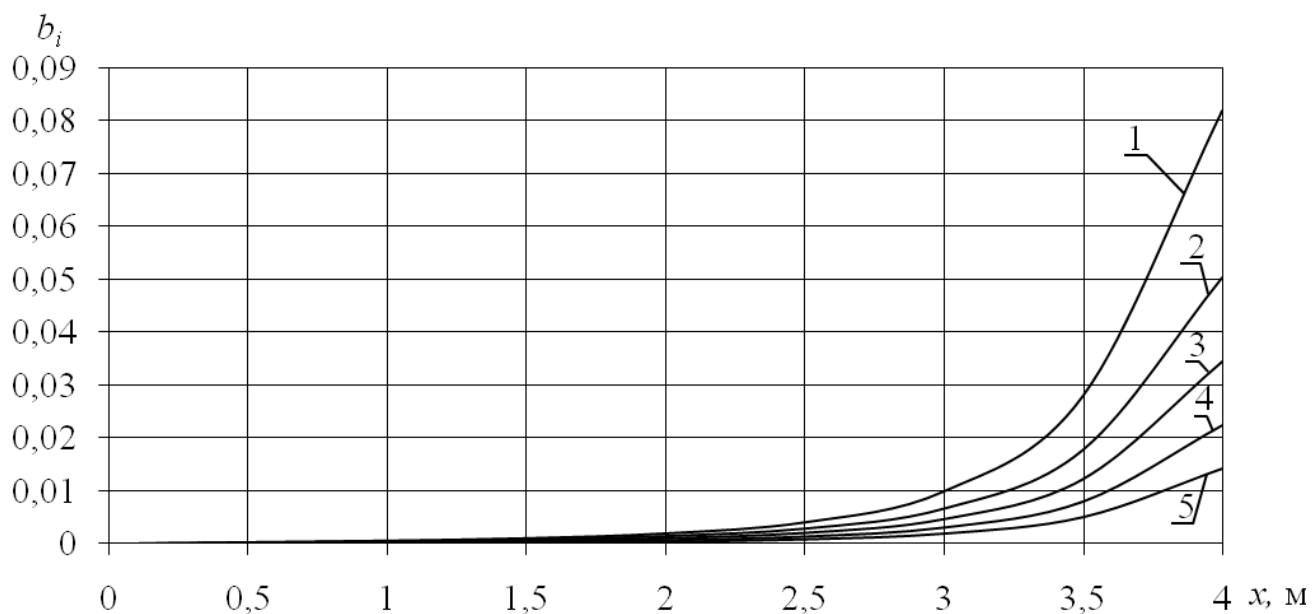


Рис. 4.3. Зміна вмісту твердої речовини в краплях

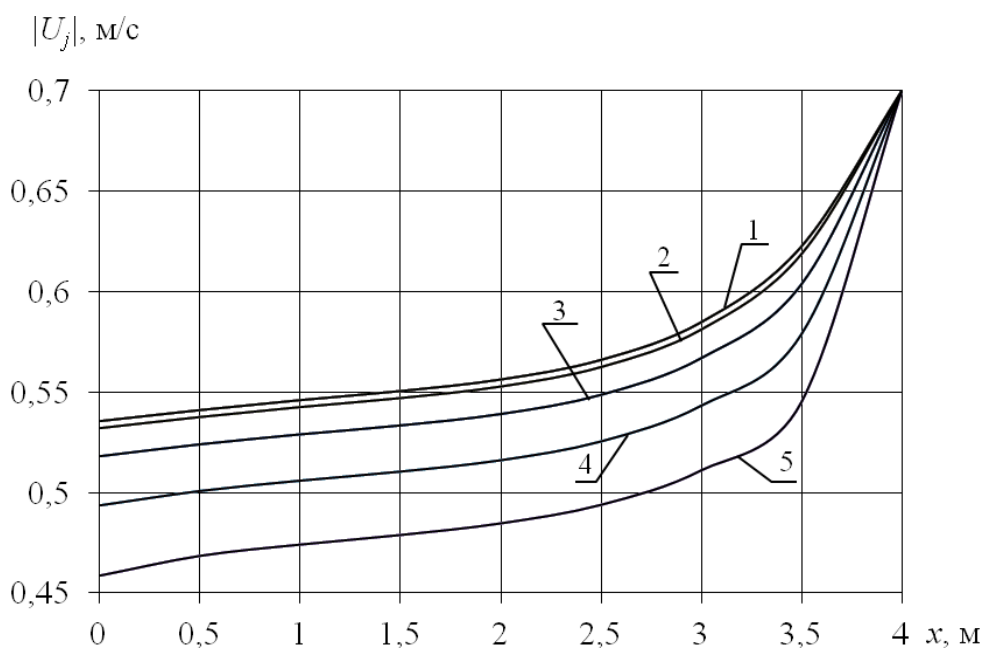


Рис. 4.4. Зміна швидкості ТЧ по довжині потоку [79]

На рис. 4.3 показано, як змінюється вміст твердої речовини у краплях. Зрозуміло, що найважливішим фактором тут є взаємодія «краплі – ТЧ» (див. (2.18)). Важливо, що швидкість зміни b_i обернено пропорційна масі крапель – це і пояснює характер кривих на рис. 4.3.

Рис. 4.4 – 4.6 слід читати «справа наліво» – частинки входять у нижній перетин потоку ($x_f = 4$ м), а виходять із верхнього ($x_0 = 0$). На рис. 4.4 наведено

криві швидкості ТЧ. Як і раніше (рис. 4.1), вони змінюються в основному за рахунок дії сил тяжіння та опору, і тому залежність U_j (Δ_j) у кожному перетині монотонна.

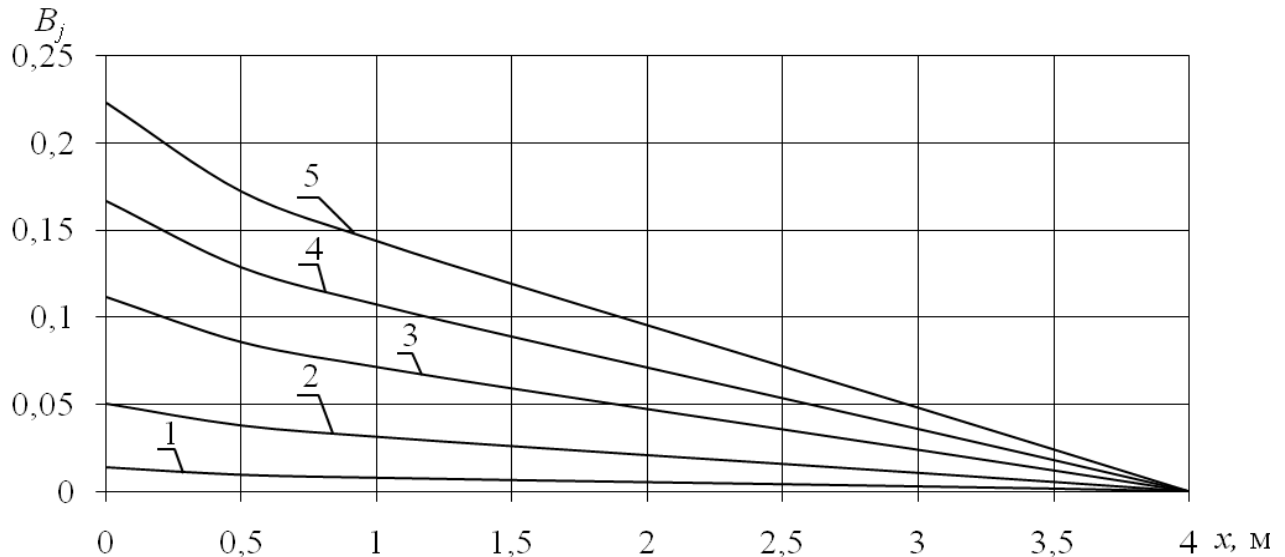


Рис. 4.5. Масовий вміст рідини у твердих частинках

На рис. 4.5 представлено залежність вмісту рідини у ТЧ від поздовжньої координати; очевидно, що більші фракції поглинають рідину швидше. Це пояснюється тим, що для крупних частинок зростає імовірність відскоку при зіткненні з краплею, який супроводжується налипанням рідини на частинку. На рис. 4.6 представлено характеристику уловлювання частинок краплями. Природно, більш крупні частинки уловлюються краще: якщо питома витрата першої фракції у вихідному перетині $x_0 = 0$ дорівнює $1,29 \cdot 10^{-4}$ кг/м²с, то для п'ятої ця величина зменшується до $4,033 \cdot 10^{-8}$ кг/м²с, тобто майже у 3200 разів. Сумарна витрата всіх частинок після очистки становить $1,33 \cdot 10^{-4}$ кг/м²с, і ефективність уловлювання тут складає $\eta = 99,57$ %. Це досить хороший показник, але цікаво з'ясувати, як змінюється ефективність очистки зі зміною щільності зрошування. Тому було проведено другу серію числових експериментів із варіюванням витрати фракцій крапель g_i (кг/(м²с), див. табл. 4.2).

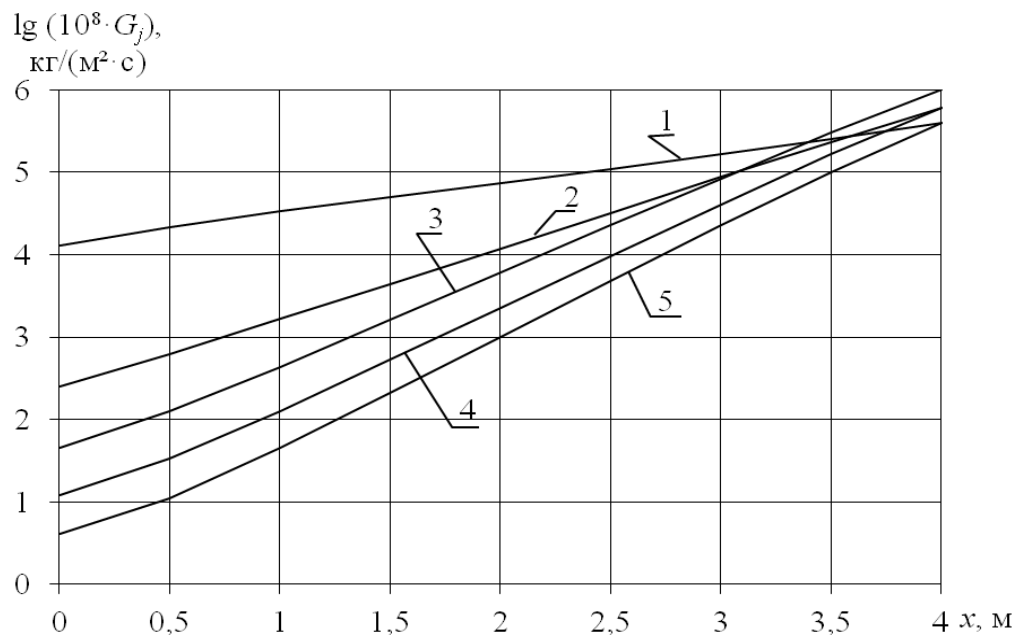


Рис. 4.6. Зміна концентрації твердих фракцій по довжині потоку [79]

На рис. 4.7 представлено характеристику уловлювання частинок краплями для другого варіанта розрахунків. Характер уловлювання аналогічний з базовим варіантом: питома витрата першої фракції у вихідному перетині $x_0 = 0$ дорівнює $8,59 \cdot 10^{-4}$ кг/м²с, а для п'ятої ця величина зменшується до $3,55 \cdot 10^{-5}$ кг/м²с, тобто у 24 рази. Сумарна витрата всіх частинок після очистки становить $1,35 \cdot 10^{-3}$ кг/м²с, і ефективність уловлювання тут досить низька – $\eta = 95,59$ %.

Таблиця 4.2 – Вихідні дані та ККД апарата для другої серії розрахунків [79]

Номер варіанта	Номер фракції i					Σg_{i0} , кг/(м ² с)	η , %
	1	2	3	4	5		
2	0,05	0,06	0,08	0,06	0,05	0,3	95,59
3	0,075	0,1	0,15	0,1	0,075	0,5	98,76
1	0,1	0,15	0,2	0,15	0,1	0,7	99,57
4	0,15	0,2	0,3	0,2	0,15	1,0	99,9

На рис. 4.8 показано характеристику уловлювання частинок краплями для третього варіанта розрахунків. Характер уловлювання теж аналогічний з базовим варіантом: питома витрата першої фракції у вихідному перетині $x_0 = 0$ дорівнює $3,4 \cdot 10^{-4}$ кг/м²с, а для п'ятої ця величина зменшується до $1,23 \cdot 10^{-6}$ кг/м²с, тобто у

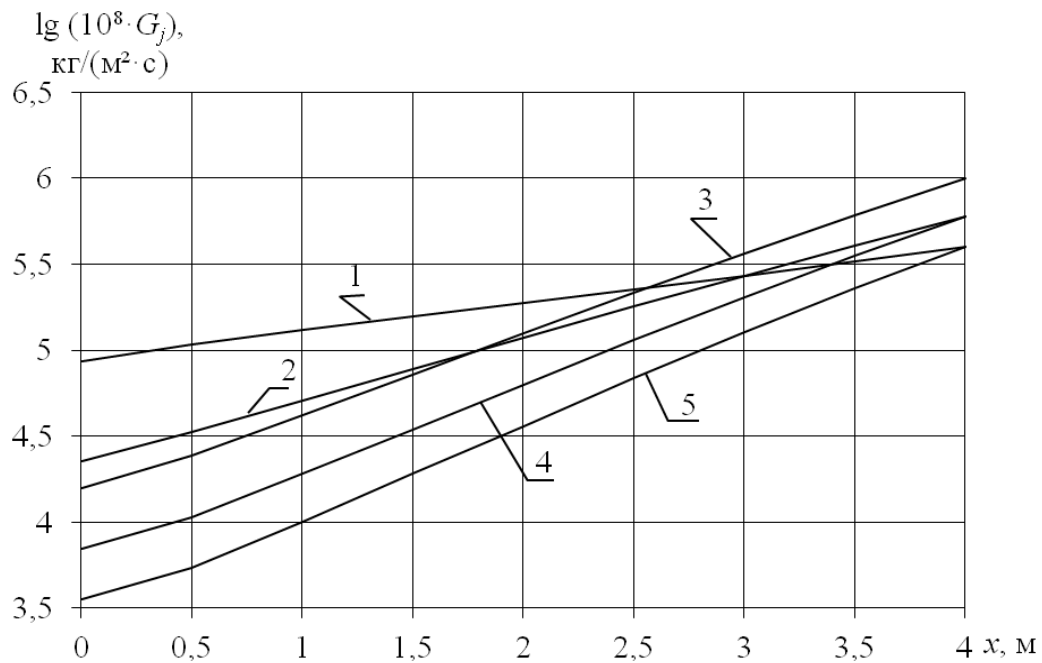


Рис. 4.7. Зміна концентрації твердих фракцій по довжині потоку для варіанта 2 (тут і на рис. 4.8 номери кривих співпадають із номерами фракцій у табл. 4.2)

276 разів. Також слід відмітити, що питома витрата першої фракції у порівнянні з варіантом 2 зменшується у 2,5 рази, а п'ята – у 29 разів. Сумарна витрата всіх частинок після очистки становить $3,8 \cdot 10^{-4}$ кг/м²с, і ефективність уловлювання тут складає $\eta = 98,76\%$.

Порівняння рис. 4.6 – 4.8 та табл. 4.2 свідчить, що зі збільшенням витрати води ефективність очистки зростає, але немає сенсу витрачати велику кількість води, оскільки можна знайти оптимальну (незначну) витрату з хорошим ККД апарата. Зокрема, перший варіант відповідає помірній кількості води і має такі показники, що відповідають екологічним стандартам.

Третю серію було присвячено дослідженню впливу зміни швидкості газу u_g на закономірності переносу в потоці. Тут отримано такі результати:

Номер варіанта	5	1	6	7
$ u_{gf} $, м/с	0,5	0,7	1,0	1,3
η , %	99,84	99,57	99,18	98,97.

Від швидкості газового потоку залежить час перебування твердих частинок в об'ємі апарата, отже, зі зниженням $|u_{gf}|$ зростає вірогідність уловлювання

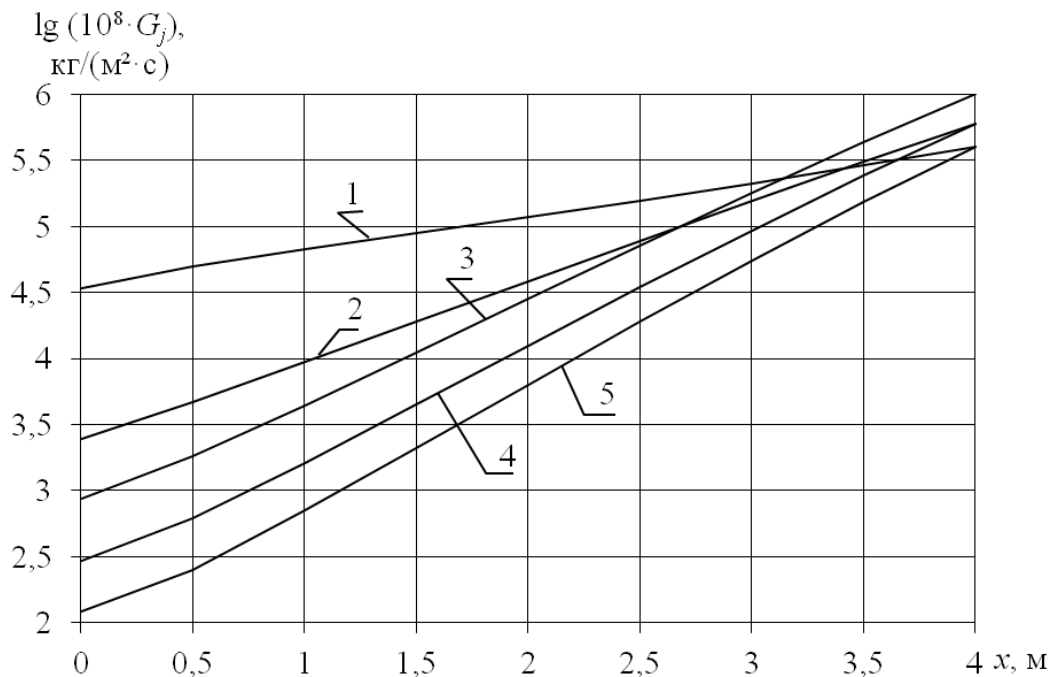


Рис. 4.8. Зміна концентрації твердих фракцій по довжині потоку для варіанта 3

твердих частинок краплями. Зменшивши швидкість газу на 0,2 м/с, отримаємо зменшення кількості викидів порівняно з базовим варіантом у 2,7 рази.

В четвертій серії було досліджено вплив початкової швидкості крапель:

Номер варіанта	8	9	1	10
u_{i0} , м/с	2,0	3,5	5,0	6,5
η , %	99,28	99,44	99,57	99,67.

Видно, що ефективність очистки покращується зі зростанням початкової швидкості крапель. Це пояснюється тим, що при значних u_{i0} на певній ділянці потоку швидкості ковзання $|u_i - U_j|$ та інтенсивність взаємодії «крапля – ТЧ» більше. Але вплив цього фактора не дуже значний: збільшення швидкості крапель на 1,5 м/с дасть зменшення викидів порівняно з базовим варіантом лише у 1,3 рази.

Таким чином, можна зробити висновок, що зміна швидкості крапель не дає значного результату, а найбільше на ефективність уловлювання впливає зміна кількості води. Варіанти 1 та 4 (див. табл. 4.2) забезпечують дуже високий ступінь уловлювання, але ціною досить значної витрати води. Тому доцільно розглянути можливості досягнення високої ефективності процесу іншим шляхом, зокрема,

використанням більш дрібних крапель (п'ята серія – табл. 4.3, тут $\bar{\delta}$ – середній розмір вихідних крапель). Для зручності порівняння тут наведено також дані з

Таблиця 4.3 – Результати п'ятої серії розрахунків

Номер варіанта	1	2	3	11	12	13	14
$\bar{\delta}$, мм	1,2	1,2	1,2	0,9	0,9	0,85	0,85
Σg_{i0} , кг/(м ² с)	0,7	0,3	0,5	0,3	0,5	0,7	0,5
η , %	99,57	95,59	98,76	97,73	99,29	99,77	99,34

другої серії розрахунків. Видно, що зменшення $\bar{\delta}$ дозволяє помітно знизити витрату крапель при збереженні досить високої ефективності уловлювання. Наприклад, якщо $\Sigma g_{i0} = 0,5$ кг/(м²с), зменшивши середній розмір крапель на 25%, отримаємо вигащ в ефективності з 98,76 до 99,29 %, але подальше зменшення $\bar{\delta}$ вже не призводить до істотного поліпшення уловлювання. Порівнявши ці дані, можна обрати з цієї серії варіант 12, який є і досить ефективним, і економічним (витрата крапель менше в 1,4 рази).

У всіх розрахунках, описаних вище, вважалося, що щільність зрошування розподілена рівномірно по площі горизонтального перетину порожнистого скрубера. Разом із тим, як відомо [76, 77], промислові форсунки не можуть забезпечити такий розподіл щільності зрошування. Для дослідження впливу цього фактора можна було б перейти до двовимірної постановки задачі, що призвело би до значного її ускладнення та вимагало би формулювання значної кількості додаткових граничних умов, які можна обчислити дуже наближено, і тому, ймовірно, такий перехід не дозволить підвищити точність обчислень. Разом із тим є можливість вивчити вплив нерівномірності щільності зрошування у межах одновимірної постановки задачі. Для двофазового полідисперсного потоку газ – краплі такий метод було розроблено в Інституті загальної енергетики НАН України стосовно до вивчення особливостей робочого процесу у краплинних градирнях [77]. Отже, необхідно узагальнити даний метод на випадок розрахунку мокрої очистки газів від ТЧ.

Метод [77] базується на результатах широких експериментальних досліджень розподілу води, що розбризкується одиничними відцентровими форсунками або їх блоками (парами форсунок з факелами розпилу, спрямованими назустріч один одному), по горизонтальній площині, проведених свого часу в Інституті загальної енергетики НАН України [78]. Було встановлено, що на всіх режимах безпосередньо під форсунками утворюються "мертві" зони, практично вільні від крапель, а зона зрошування має форму кільця (рис.4.9).

Для подальшого, як приклад, орієнтуємось на ту ж типову серію експериментів [78] по розподілу щільності зрошування, що використовується в [77]. Тут вся зона зрошування розділяється на три кільцеві області однакової ширини (позначаємо їх b , c , d , а мертву зону - a) так, що їх зовнішні радіуси складають $R_a = 0,75$ м; $R_b = 1,833$ м; $R_c = 2,917$ м; $R_d = 4,0$ м.

Площі цих областей дорівнюють $F_b \approx 2,8\pi$; $F_c \approx 5,15\pi$; $F_d \approx 7,5\pi$ м², а їх частки від площі усієї зони зрошування складають $\omega_b = 0,181$; $\omega_c = 0,333$; $\omega_d = 0,486$. У дослідях [78] було встановлено такий розподіл рідини між трьома областями: $\chi_b = 0,133$; $\chi_c = 0,611$; $\chi_d = 0,256$. Тоді умовні щільності зрошування (без урахування постійного множника π) дорівнюють $\phi_k = \chi_k/F_k$ ($k = b, c, d$); $\phi_b = 0,0475$; $\phi_c = 0,119$; $\phi_d = 0,0342$ м⁻². Середнє по площі усієї зони зрошування значення цього параметра становить $\phi_m = 1/(F_b + F_c + F_d) = 0,0649$ м⁻², і, нарешті, нормовані щільності зрошування – $\psi_b = \phi_b/\phi_m = 0,733$; $\psi_c = 1,838$; $\psi_d = 0,528$. Слід зазначити, що знайдені величини задовольняють умови $\omega_k\psi_k = \chi_k$ ($k = b, c, d$), що є свідченням коректності цих розрахунків. Видно, що області b і d бідні на воду, а область c – багата [77].

На першому етапі числових досліджень було розглянуто два варіанти розподілу крапель: ідеально рівномірний розподіл (варіант А) та істотно нерівномірний, де зона зрошування від одиничної форсунки або блока, описана вище, ототожнюється з усією площею горизонтального перетину скрубера (варіант Б). Для варіанта А було обрано такі самі вихідні дані, що і для базового варіанта на початку цього підрозділу ($t_{i0} = 20$ °С; $t_{gf} = T_{jf} = 120$ °С; $u_{i0} = 5$ м/с; $u_{gf} = U_{jf} = -0,7$ м/с; величини з індексами 0 і f відносяться до верхнього і нижнього

перетинів апарата). Розміри частинок та початкові питомі масові витрати твердої речовини прийнято такими, як у табл. 4.1, а витрати крапель – як у варіанті 3 (див. табл. 4.2). Зрозуміло, цей варіант дає ефективність очистки $\eta_A = 98,76 \%$, як у варіанті 3 із другої серії розрахунків.

Для розрахунку варіанта Б слід розробити алгоритм коректування «рівномірних» значень g_{i0} та швидкості газу u_{gf} (що були прийняті у варіанті А) для кожної області k . У загальному випадку тут треба врахувати чотири умови: 1) збереження загальної витрати крапель; 2) те ж для ТЧ; 3) те ж для газу; 4) однаковість перепадів тиску по областях Δp_k . У задачі [77] витрата крапель задається через масові концентрації фракцій μ_i , і розраховується теплообмін між краплями та газом. Тому в [77] реалізується досить складний алгоритм коректування вказаних величин, що задовольняє умови 3 і 4 (вплив витрати крапель тут порівняно незначний). У той же час у нашій задачі газовий потік не грає важливу роль, залежність ступеня очистки від витрати твердих частинок дуже слабка, і замість μ_i використовуються питомі масові витрати g_i . Тому було запропоновано такий алгоритм, що орієнтується на умови 1 та 4. Згідно з першою слід помножити g_{i0} для області k на ψ_k . Далі, найбільш природно вважати, що перепад тиску приблизно пропорційний $\rho_k u_{rk}^2$, де ρ – розподілена густина крапель, u_r – швидкість ковзання газ – краплі. Як показали розрахунки, описані вище, u_r слабо залежить від швидкості газу, а швидкість крапель зростає із зменшенням u_g . Тоді у першому наближенні $\Delta p_k \sim (g_k/u_k) u_{rk}^2 \sim g_k/u_k \sim g_k u_{gk}$, і u_{gf} помножується на ψ_k^{-1} . Можливий і більш простий підхід: $\Delta p_k \sim g_k u_{rk}^2$, і за умовою 4 u_{gf} слід помножити на $\psi_k^{-1/2}$. Розрахунки показали, що обидва підходи приводять до близьких результатів, і далі використовується другий.

Для трьох областей у варіанті Б отримано такі результати: $\eta_b = 96,43 \%$, $\eta_c = 99,94 \%$, $\eta_d = 90,94 \%$. Вважаємо, що концентрації ТЧ у зонах $b - d$ однакові. Тоді, оскільки витрата ТЧ для кожної області пропорційна її площі та швидкості газу, то ступінь очистки для всього апарата буде

$$\eta_B = \left(\sum_k \omega_k \psi_k^{-1/2} \right)^{-1} \sum_k \omega_k \psi_k^{-1/2} \eta_k = 93,93 \%. \quad (4.1)$$

Слід відзначити, що цей результат дещо завищений, оскільки наявність «мертвих» зон як поблизу осі форсунок, так і між площами зрошування сусідніх форсунок не враховується (врахувати цей фактор дуже складно). Як впливає із (4.1), нерівномірний розподіл щільності зрошування збільшує кількість частинок, що скидаються в атмосферу, у п'ять разів.

Далі розглянемо можливості організації більш рівномірного розподілу щільності зрошування. Подібно до [77] розраховуємо схему коридорного розташування однакових форсунок, причому відстань між осями сусідніх форсунок тут дорівнює $D = R_d$ (варіант В), і зовнішня межа зони зрошування кожної проходить через осі чотирьох сусідніх (див. рис. 4.9, де зображено зовнішні межі мертвої зони a та областей $b - d$). Для верхньої половини квадрата $2R_d \times R_d$ на рисунку виділяємо 75 площадок (нехтуючи малими), які відповідно до формули зрошування розділяються на 7 регіонів (див. табл. 4.5, де наведено значення частки площі кожного регіону ω_k і нормованої щільності ψ_k ; детально їх обчислення викладено в [77]). У правому стовпчику табл. 4.4 представлено

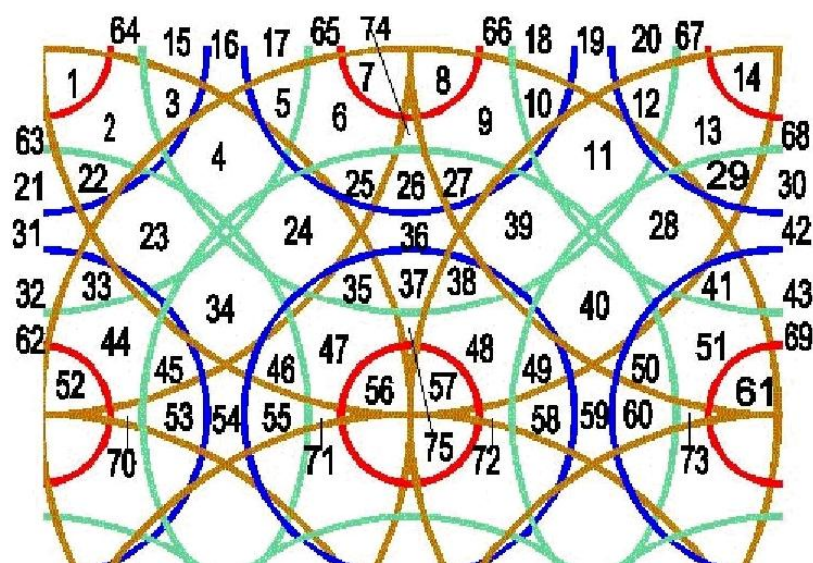


Рис. 4.9. До розрахунку площ регіонів 1-7 (Варіант В)

значення локального ступеня очистки η_k . Ефективність схеми в цілому обчислюється подібно до (4.1): $\eta_B = 93,8 \%$.

Таблиця 4.4 – Вихідні дані для варіанта В та ступінь очистки

Номер регіону k	Номери площадок	Формула зрошування	ω_k	ψ_k	$\eta_k, \%$
1	1, 7, 8, 14, 52, 56, 57, 61	$a + 2d$	0,1049	0,3499	78,94
2	2, 6, 9, 13, 44, 47, 48, 51	$b + 2d$	0,2395	0,5928	93,16
3	3, 5, 10, 12, 22, 25, 27, 29, 33, 35, 38, 41, 45, 46, 49, 50	$b + c + d$	0,1818	1,0266	98,88
4	4, 11, 23, 24, 28, 34, 39, 40	$2c + 2d$	0,3077	1,5673	99,84
5	16, 19, 31, 36, 42, 54, 59	$2c$	0,0507	1,2174	99,44
6	15, 17, 18, 20, 21, 26, 30, 32, 37, 43, 53, 55, 58, 60	$b + c$	0,0979	0,8517	97,72
7	62 – 73, 74, 75	$b + d$	0,0175	0,4179	84,47

На перший погляд, цей результат здається парадоксальним – більш рівномірний розподіл щільності зрошування, ніж у варіанті Б, призводить до дещо гіршої очистки. Але це можна пояснити істотно нелінійним характером залежності ступеня очистки від витрати крапель (тобто ψ_k): при малих ψ_k ця залежність дуже сильна, в той час як при великих ψ_k вона майже вироджується (див. табл. 4.5). Тому у варіанті В області 1 та 7 із дуже низькими витратами води сильно зменшують значення загального ступеня очистки.

Нарешті, в останньому варіанті Г форсунки розташовані дещо ближче одна до одної – $D = 0,75R_d$. Тут побудова формул зрошування і відповідних 13 регіонів, а також обчислення ω_k та ψ_k здійснюються таким же чином, як і у варіанті В (див. табл. 4.5).

Як і раніше, в останньому стовпчику наведено локальні ступені очистки. Обчислення загальної ефективності очистки дає $\eta_G = 98,01 \%$. Отже, цей варіант (у порівнянні з варіантом Б) дозволяє знизити втричі кількість леткої золи, яка викидається в атмосферу, що має важливе екологічне значення. Розроблений метод порівняння варіантів розподілу щільності зрошування у скрубєрі

Таблиця 4.5 – Вихідні дані для варіанта Г та ступінь очистки

Номер регіону k	Формула зрошування	ω_k	ψ_k	$\eta_k, \%$
1	$b + 3c + 3d$	0,1336	1,3525	99,65
2	$b + 3c + 4d$	0,0468	1,4437	99,75
3	$b + 3c + d$	0,0869	1,17	99,32
4	$3c + 3d$	0,1637	1,2258	99,46
5	$c + 5d$	0,0568	0,7735	97,02
6	$b + 2c + d$	0,0694	0,8527	97,82
7	$b + 2c$	0,0156	0,7615	96,86
8	$b + c + 4d$	0,0668	0,8089	97,42
9	$2b + 4d$	0,1258	0,6182	94,0
10	$4c$	0,033	1,2695	99,53
11	$b + 3c$	0,098	1,0788	99,08
12	$b + 2c + 3d$	0,0367	1,0351	98,91
13	$b + 2c + 2d$	0,0668	0,9434	98,47

можна розглядати як інструмент для пошуку шляхів удосконалення та оптимізації процесу очистки димових газів від леткої золи.

4.2 Скрубер Вентурі

За допомогою програми GLS6, описаної у розділі 3, було вивчено вплив параметрів трифазового полідисперсного потоку на ефективність очистки продуктів згорання від золи у скрубєрі Вентурі. Враховувалась як осереднена, так і пульсаційна швидкість ковзання між двома фракціями крапель і ТЧ (див. (2.36), (2.50), (2.54)). При цьому пульсаційна швидкість газу визначалась як $\langle v_g^2 \rangle^{1/2} = 0,1u_g$, а просторовий масштаб пульсацій як $\Lambda = R/\omega$ (тоді $\psi = 0,1\omega u_g/R$). Для базового варіанта розрахунку (далі варіант 1) було обрано такі вихідні дані (див. рис. 3.6):

- радіус вхідного і вихідного перерізів труби Вентурі $R_0 = R_f = 0,75$ м;
- радіус її горловини $R_t = 0,375$ м;
- довжини конфузора, горловини і дифузора 0,8, 0,25 та 3,95 м відповідно;
- кількість фракцій крапель – 7;
- кількість фракцій ТЧ – 5;
- початкова температура крапель – $t_{i0} = 20$ °С, газу і ТЧ – $t_{gf} = T_{jf} = 120$ °С;
- початкова швидкість крапель – $u_{i0} = 20$ м/с, швидкість газу на вході в горловину $u_{gt} = 60$ м/с; швидкості газу і ТЧ в перерізі x_0 однакові;
- краплі вводяться в перетин $x_{st} = 0,4$ м.

Розміри частинок і їх початкові питомі масові витрати наводяться в табл. 4.6. Слід відзначити, що початкова швидкість газу, віднесена до площі поперечного перетину горловини, дещо більша за u_{gt} через зниження температури газу в конфузорі, і тому розрахунок проводиться методом спроб і помилок. У даному варіанті три фракції крапель подрібнюються аеродинамічними силами у різних перетинах потоку, їх речовина перерозподіляється між іншими фракціями, і вводяться відповідні поправки до значень u_i , t_i , b_i .

Таблица 4.6 – Вихідні дані для варіанта 1

Величини	Розмірність	Номер фракції i (j)						
		1	2	3	4	5	6	7
δ_{i0}	мм	0,08	0,15	0,26	0,37	0,6	1	2
g_{i0}	кг/(м ² с)	4	5	6	5	4	1,5	1,5
Δ_{ji}	мкм	1	2,5	5	10	20		
G_{j0}	кг/(м ² с)	0,12	0,18	0,3	0,18	0,12		

На рис. 4.10 показано зміну швидкості газу та трьох фракцій по довжині потоку. Через істотну зміну швидкості газу та різну інерційність частинок різних фракцій криві їх швидкостей перетинаються, і у таких областях відносні швидкості осередненого руху незначні. Тут на перший план виходять зіткнення за рахунок пульсаційних швидкостей.

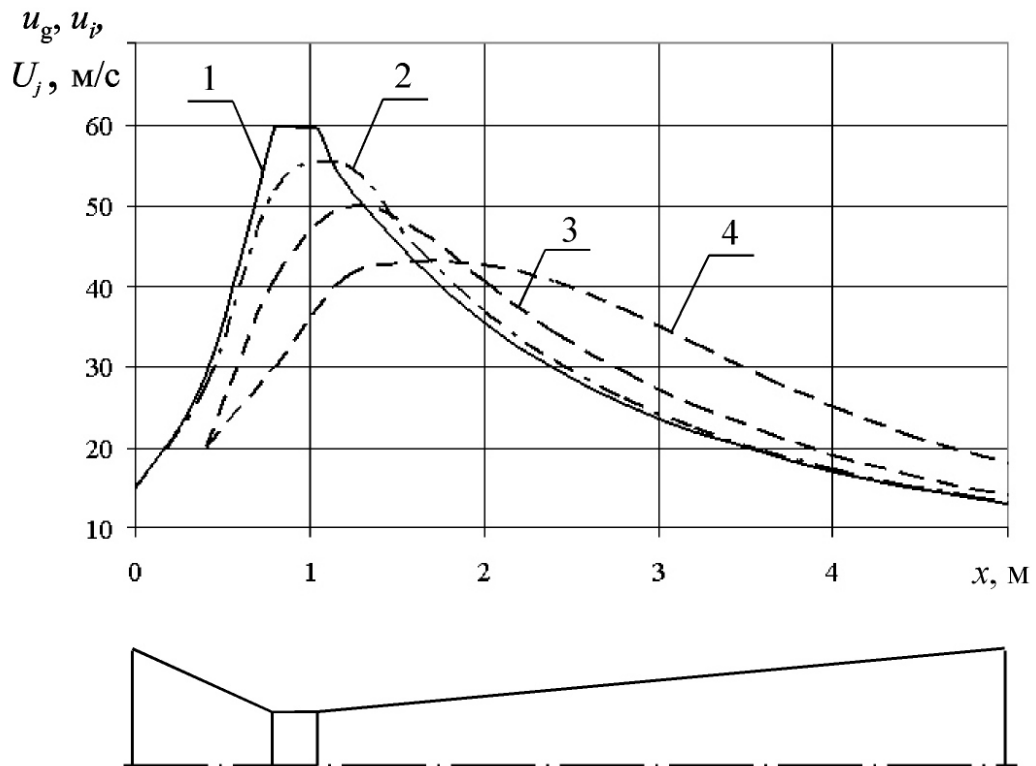


Рис. 4.10. Розподіл швидкостей по довжині потоку [5]

1 – швидкість газу; 2 – п'ятої фракції ТЧ; 3 – першої фракції крапель;
4 – четвертої фракції крапель

Рисунок 4.11 ілюструє температурне поле крапель різного діаметра. Видно, що спочатку дрібні краплі нагріваються значно швидше, ніж крупні; зокрема, в конфузорі дрібні краплі встигають нагрітися на $10,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, а великі – усього на $4,7\text{ }^{\circ}\text{C}$. Але в дифузорі температура t_1 стає майже постійною по довжині потоку (і швидко приймає температуру газу), а температури більших крапель доганяють її.

На рис. 4.12 показано, як змінюється вміст твердої речовини у краплях. Зрозуміло, що найважливішим фактором тут є взаємодія «краплі – ТЧ» (див. (2.18)). Стрімке накопичення ТЧ у краплях відбувається у конфузорі, де значно зростає швидкість газу і з нею – швидкості ковзання «краплі – ТЧ», так що кількість зіткнень між ними найбільша.

На рис. 4.13 показано залежність масового вмісту рідини у ТЧ від поздовжньої координати – тут, як і у підрозд. 4.1, більші фракції поглинають рідину швидше. Це також пояснюється більшою імовірністю відскоку при

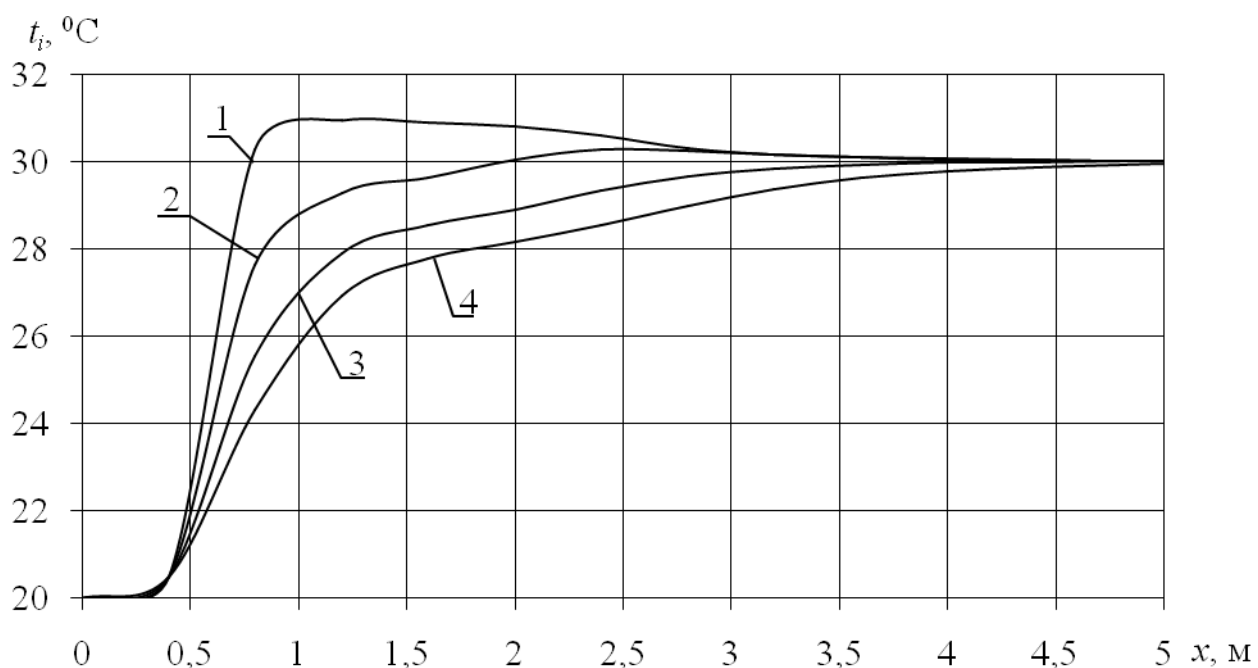


Рис. 4.11. Температурне поле крапель різного діаметра (тут і на рис. 4.12, 4.13 номери кривих співпадають із номерами фракцій у табл. 4.6)

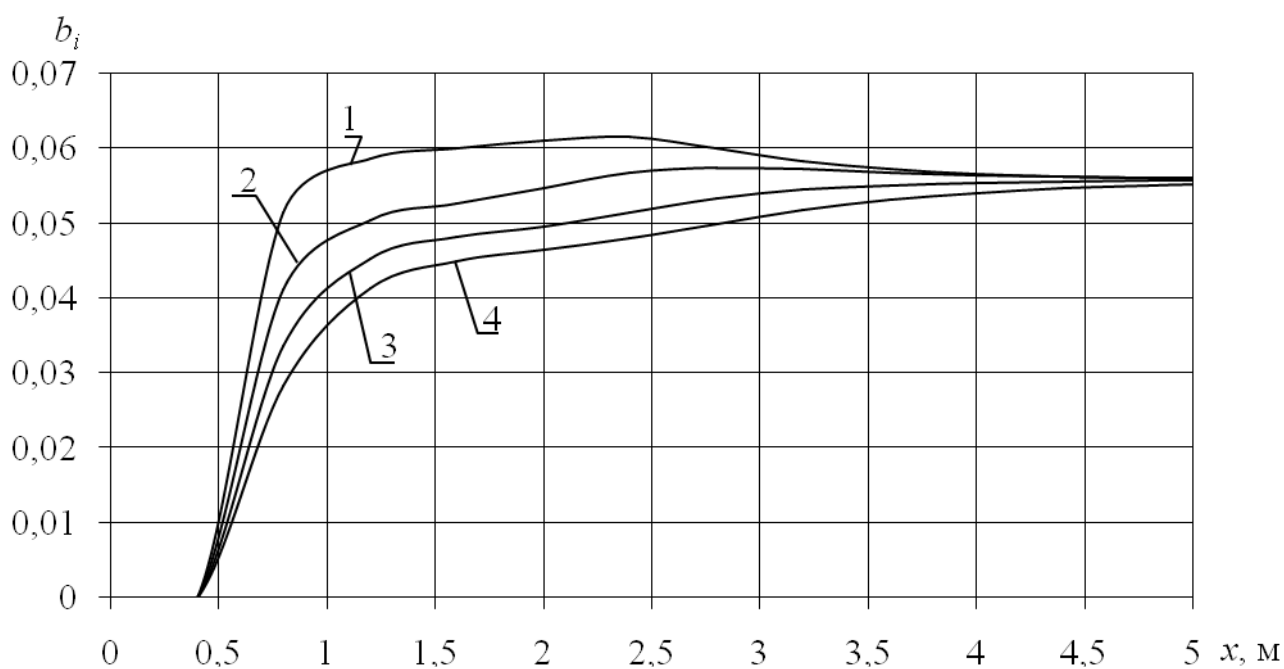


Рис. 4.12. Зміна вмісту твердої речовини в краплях

зіткненнях «крупні ТЧ – краплі», які супроводжуються налипанням рідини. Якщо для п'ятої фракції концентрація збільшується у 4,3 рази (від початку горловини до виходу із апарата), то для першої – всього у 2,3 рази. Характер зростання величини B_j по довжині потоку, природно, нагадує дані рис. 4.12.

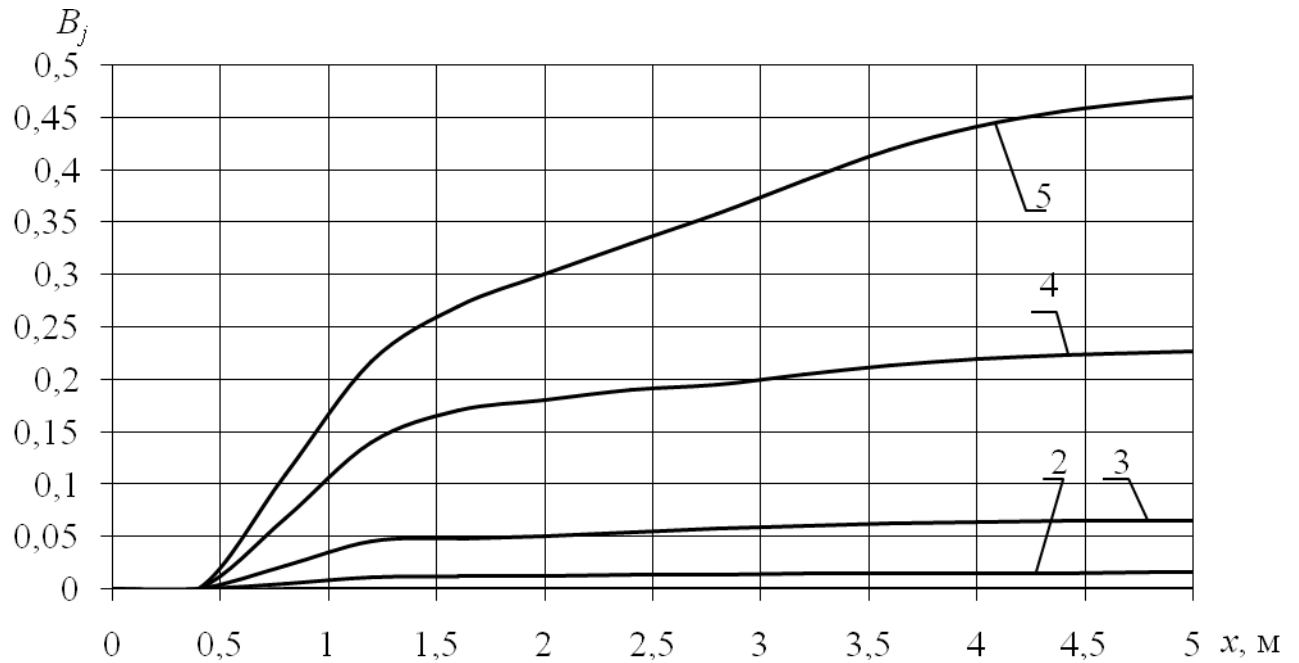


Рис. 4.13. Масовий вміст рідини у твердих частинках

На рис. 4.14 наведено дані по зміні питомої витрати ТЧ. Тут слід мати на увазі, що величина G_j змінюється не тільки за рахунок уловлювання ТЧ, але і через зміну площі поперечного перетину апарата (це пояснює зростання витрат ТЧ у конфузори). Видно, що концентрація найдрібніших частинок зменшилась лише приблизно у 4 рази, у той час як фракції 2 – 4 уловлюються практично повністю. Це пояснюється малими значеннями коефіцієнта осадження мікронних частинок на краплях. Цікаво, що п'ята фракція ТЧ уловлюється значно гірше дрібніших частинок – тут основним чинником є параметр коагуляції Ψ_{ji} , який помітно знижується із зростанням Δ_j (див. (3.17)). Ефективність уловлювання складає $\eta = 96,94\%$, що слід вважати не досить хорошим результатом.

Таблиця 4.7 – Вихідні дані, сумарна витрата твердих частинок на виході та ККД апарата для другої серії розрахунків [80]

Номер варіанта	Номер фракції i, j							$\Sigma g_{i0},$ кг/(м ² с)	$\Sigma G_{j2},$ кг/(м ² с)	$\eta, \%$
	1	2	3	4	5	6	7			
2	2	2,5	3	2,5	2	0,75	0,75	13,5	0,053	94,08
3	8	10	12	10	8	3	3	54	0,013	98,59
4	6	7,5	9	7,5	6	2,25	2,25	40,5	0,018	98,02

У другій серії розрахунків змінювались початкові витрати фракцій крапель

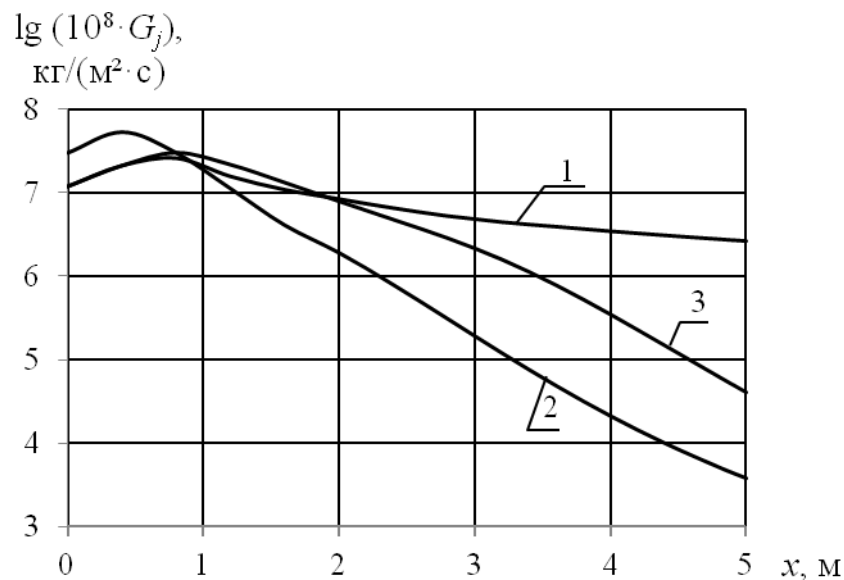


Рис. 4.14. Зміна витрати фракцій ТЧ для базового варіанта

$$1 - j = 1; \quad 2 - j = 3; \quad 3 - j = 5$$

(кг/(м²с), див. табл. 4.7). Видно, що зі збільшенням витрати води ефективність очистки помітно зростає. На рис. 4.15 представлені дані розрахунку варіанта 3, який показав найкращі результати із цієї серії. Характер ефективності уловлювання по фракціях аналогічний базовому варіанту, але кількість викидів ТЧ в атмосферу тут менше у 2,2 рази. Проте збільшення витрати води не економічно, і тому було проведено додаткові розрахунки при тому ж значенні Σg_{i0} , що і в базовому варіанті.

Третю серію було присвячено дослідженню впливу зміни швидкості газу u_{gt} на закономірності переносу в потоці. Тут отримано такі результати:

Варіант	5	6	7	8	9
u_{gt} , м/с	30	40	60	80	100
η , %	87,10	90,73	96,94	98,58.	99,37

Зі збільшенням швидкості газу ефективність уловлювання покращується, що пов'язано як зі зростанням осереднених швидкостей ковзання, так і зі збільшенням ступеня турбулентності потоку. На рис. 4.16 показано, як змінюється витрата окремих фракцій ТЧ уздовж потоку для найбільш ефективного варіанта 8 із цієї серії. Концентрація найдрібніших частинок тут зменшується у 13 разів, а фракцій 2, 3 і 4 – на кілька порядків. Слід відзначити, що уловлювання найбільш

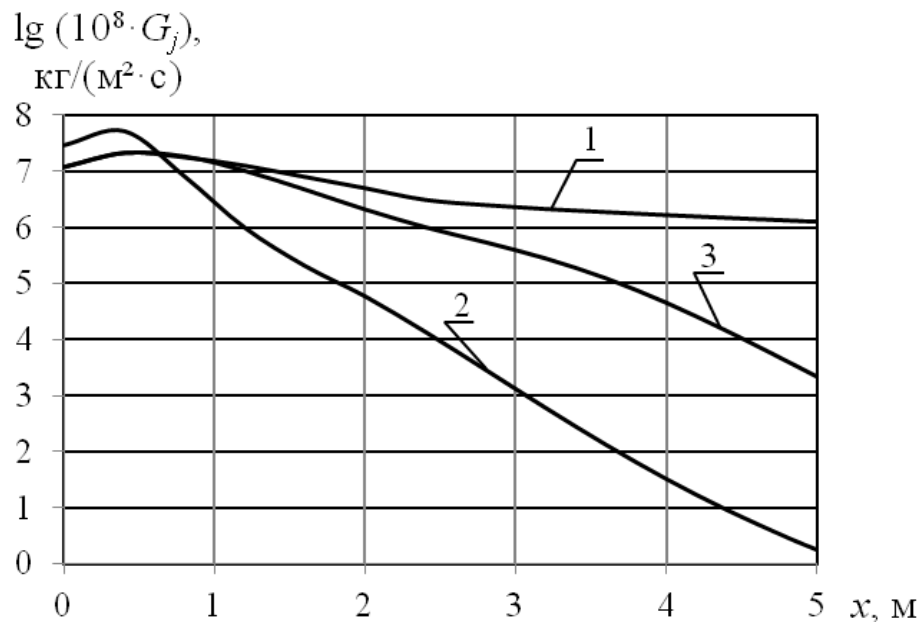


Рис. 4.15. Зміна витрати фракцій ТЧ для варіанта 3 (друга серія розрахунків) [80]

$$1 - j = 1; 2 - j = 3; 3 - j = 5$$

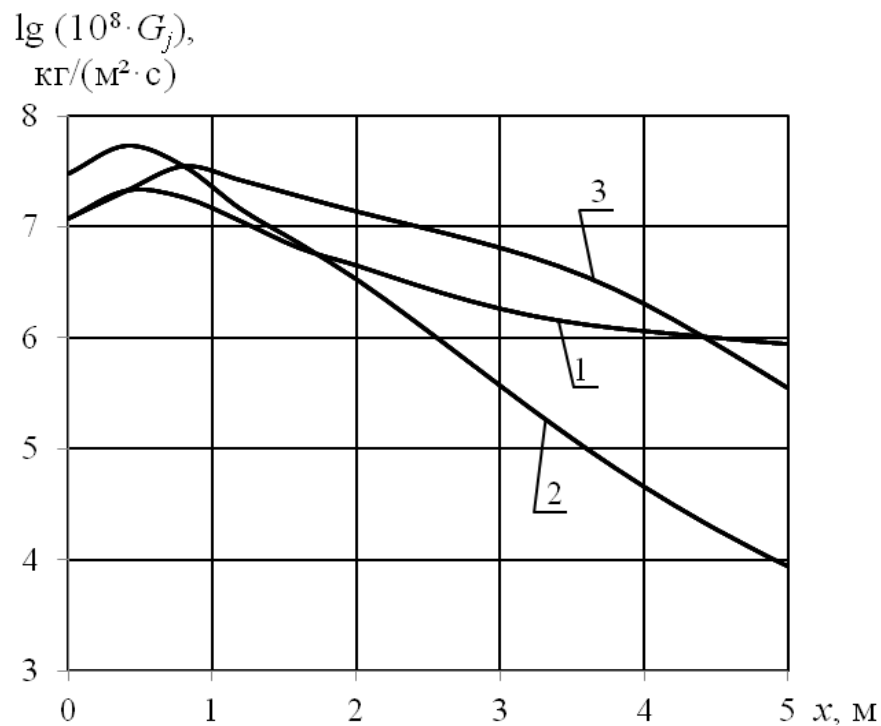


Рис. 4.16. Зміна витрати фракцій ТЧ для варіанта 8 (третя серія розрахунків) [80]

$$1 - j = 1; 2 - j = 3; 3 - j = 5$$

крупних частинок (у порівнянні з базовим варіантом) помітно погіршується за рахунок зменшення параметра Ψ_{ji} зі збільшенням швидкості газу. Загалом у порівнянні із базовим варіантом кількість викидів ТЧ зменшується у 2,2 рази.

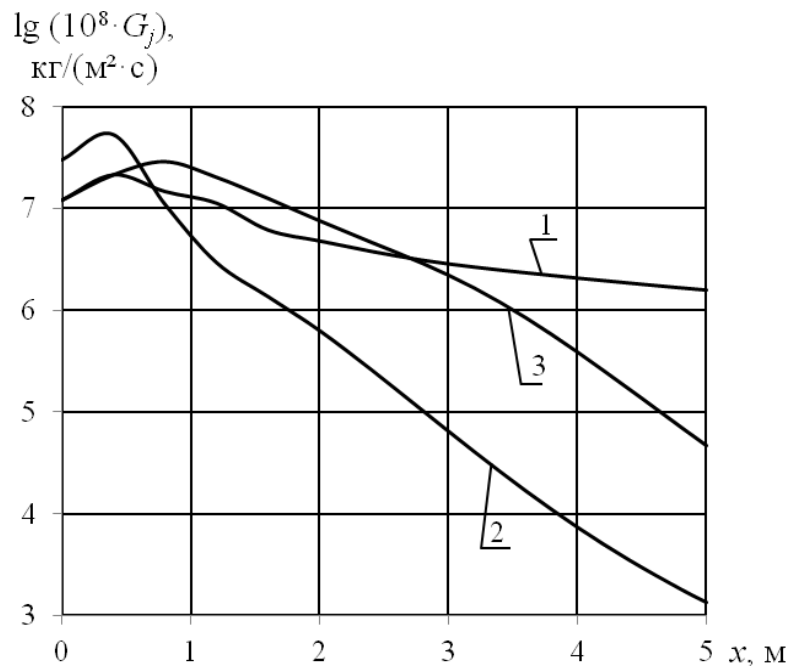


Рис. 4.17. Зміна витрати фракцій ТЧ для варіанта 9 (четверта серія розрахунків)
 $1 - j = 1$; $2 - j = 3$; $3 - j = 5$

У четвертій серії було досліджено вплив початкової швидкості крапель, що призвело до таких результатів:

Варіант	10	11	12	13
u_{i0} , м/с	5	10	20	30
η , %	98,19	97,86	96,94	95,90

Видно, що ефективність очистки погіршується зі зростанням початкової швидкості крапель, що призводить до зниження швидкостей ковзання між краплями і ТЧ. На рис. 4.17 показано, як змінюється витрата окремих фракцій ТЧ уздовж потоку для найбільш ефективного варіанта із цієї серії досліджень. Якщо швидкість крапель зменшується у 4 рази, кількість викидів в атмосферу знижується у 1,7 рази порівняно з базовим варіантом.

У п'ятій серії досліджень змінювався перетин введення крапель у скрубєр:

Варіант	14	15	16	17
x_{st} , м	0,2	0,3	0,4	0,7
η , %	97,22	97,11	96,94	94,96

При введенні крапель у скрубєр ближче до горловини ефективність очистки погіршується. При збільшенні відстані між перетином введення крапель та

горловиною вдвічі у порівнянні з базовим варіантом кількість викидів зменшується приблизно на 10 %.

Цікаво дослідити залежність ефективності уловлювання ТЧ від характеристик турбулентності. Зокрема, на рис. 4.18 показано залежність величини η від параметра ω (масштабу енергонесучих вихорів). Для зручності ілюстрації тут охоплено дуже широкий (нереальний) діапазон значень масштабу. Зі збільшенням ω зменшується масштаб пульсацій, і зростає параметр ψ ($\psi = T^{-1} \rightarrow \rightarrow T = \Lambda / u'_g \rightarrow \psi = u'_g / \Lambda$) в (2.36), тому інтенсивність пульсаційного руху частинок знижується. Здавалося б, при цьому частота зіткнень повинна зменшуватися, і ефективність уловлювання ставати гіршою. В дійсності при $\omega < 200$ все навпаки. Для пояснення цього явища слід розрахувати головну компоненту швидкості уловлювання ТЧ краплями (див. формулу (2.27)) для типової ситуації в потоці. З (2.26) та (2.27) видно, що швидкість уловлювання пропорційна швидкості ковання фракцій, коефіцієнту осадження і параметру коагуляції:

$$\frac{dG_j}{dx} = A^\circ B_{ji} \equiv A^\circ \langle w_{ji} \rangle E_{ji} \Psi_{ji}, \quad (4.2)$$

де A° – коефіцієнт пропорційності.

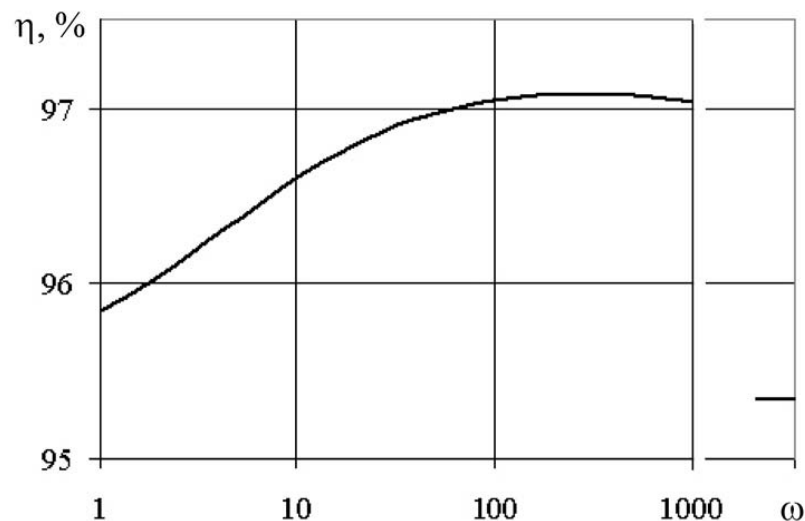


Рис. 4.18. Залежність ефективності уловлювання ТЧ від параметра ω [5]

Для прикладу наведемо дані для перетину $x = 1,6$ м при $\omega = 5$ і 10 . Нехай $i = 2, j = 3$ (табл. 4.8).

Таблиця 4.8 – Результати розрахунку

ω	$k_i, \text{м}^2/\text{с}^2$	$k_p, \text{м}^2/\text{с}^2$	$\langle v_{pi} \rangle, \text{м/с}$	$\langle w_{pi} \rangle, \text{м/с}$	Ψ_{ji}	E_{ji}	$B_{ji}, \text{м/с}$
5	7,36	27,58	5,87	6,61	0,9703	0,8115	5,205
10	4,24	27,39	6,29	6,98	0,9674	0,8189	5,530

Видно, що зростання ω майже не впливає на захоплення дрібних частинок турбулентними пульсаціями, але істотно знижує кінетичну енергію пульсацій крапель. В результаті як пульсаційна, так і сумарна швидкості ковзання збільшуються з ростом ω , так що ефективність за рахунок взаємодії «ТЧ – крапля» зростає на 6%. Для дуже великих ω інтенсивність пульсаційного руху різко падає, а цей ефект зникає, і значення η зі збільшенням ω зменшується, прямує до «ламінальної» границі $\eta = 95,34\%$ при $\omega \rightarrow \infty$ (горизонтальна риска на рис. 4.18).

На закінчення цього підрозділу порівняємо результати розрахунків при використанні формул (2.54) і (2.57) для ефективної швидкості ковзання. У табл. 4.9 наведено значення $\langle w_{pi} \rangle$, розраховані за цими формулами для взаємодії водяних крапель ($\delta_i = 0,25$ мм) із частинками пилу ($\Delta_p = 5$ мкм) при швидкості газу 60 м/с (тут середньоквадратична пульсаційна швидкість ковзання $\langle v_{pi} \rangle = 9,22$ м/с).

Таблиця 4.9 – Ефективна швидкість ковзання (м/с)

$u, \text{м/с}$	3	5	7	10	13	16	20
$\langle w_{pi} \rangle$ за (2.54)	9.55	10.13	10.99	12.83	15.18	17.77	21.47
$\langle w_{pi} \rangle$ за (2.57)	10.25	11.90	13.45	15.3	16.77	18.56	21.72

Видно, що у випадку, коли середня і пульсаційна швидкості ковзання порівнянні, покращений метод (2.57) дає результати, що відрізняються від наближеного підходу [57] на 15 – 18%. У той же час для дуже малих або дуже великих u ця різниця менше. Отже, розроблений підхід відкриває можливість

уточнити середню швидкість ковзання i , отже, інтенсивність уловлювання частинок.

4.3 Порівняння з дослідними даними та спрощеними моделями

У монографії [36] наведено деякі результати вимірювань ефективності уловлювання частинок золи трубами Вентурі на кількох ТЕС Казахстану та Росії.

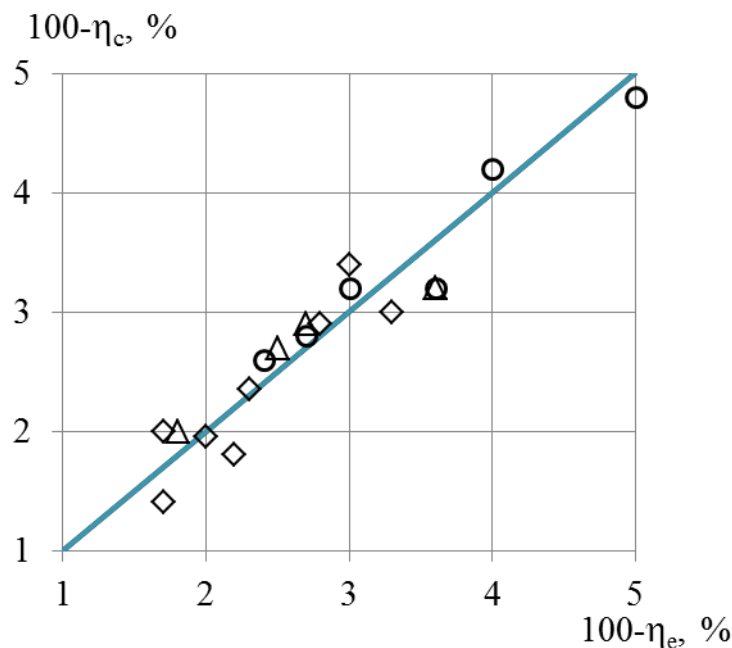


Рис. 4.19. Порівняння числових результатів із даними вимірювань ефективності уловлювання

○ – $u_{gt} < 60$ м/с; Δ – $60 < u_{gt} < 70$ м/с; ◇ – $u_{gt} > 70$ м/с

На рис. 4.19 представлено ці дані, а також результати розрахунків за допомогою програми GLS6. Видно, що ці результати задовільно узгоджуються з дослідними даними: максимальне відхилення між ними сягає 0,4 %, а середньоквадратичне дорівнює 0,29 %.

Видається також цікавим порівняти результати наших розрахунків зі спрощеними моделями. Як приклад на рис. 4.20 представлено зміну витрати ТЧ по довжині потоку, розраховану за допомогою програми GLS5 (крива 1) та моделі [45] (див. підрозд. 1.3, зокрема, формулу (1.13), крива 2). Оскільки у спрощених

моделях цього типу не враховується можливість відскоку твердої частинки від краплі, при розрахунку кривої 1 було прийнято $\Psi = 1$. Видно, що спрощені моделі призводять до значної похибки у визначенні ефективності уловлювання: так, у верхньому перетині потоку значення G/G_f відрізняються приблизно втричі.

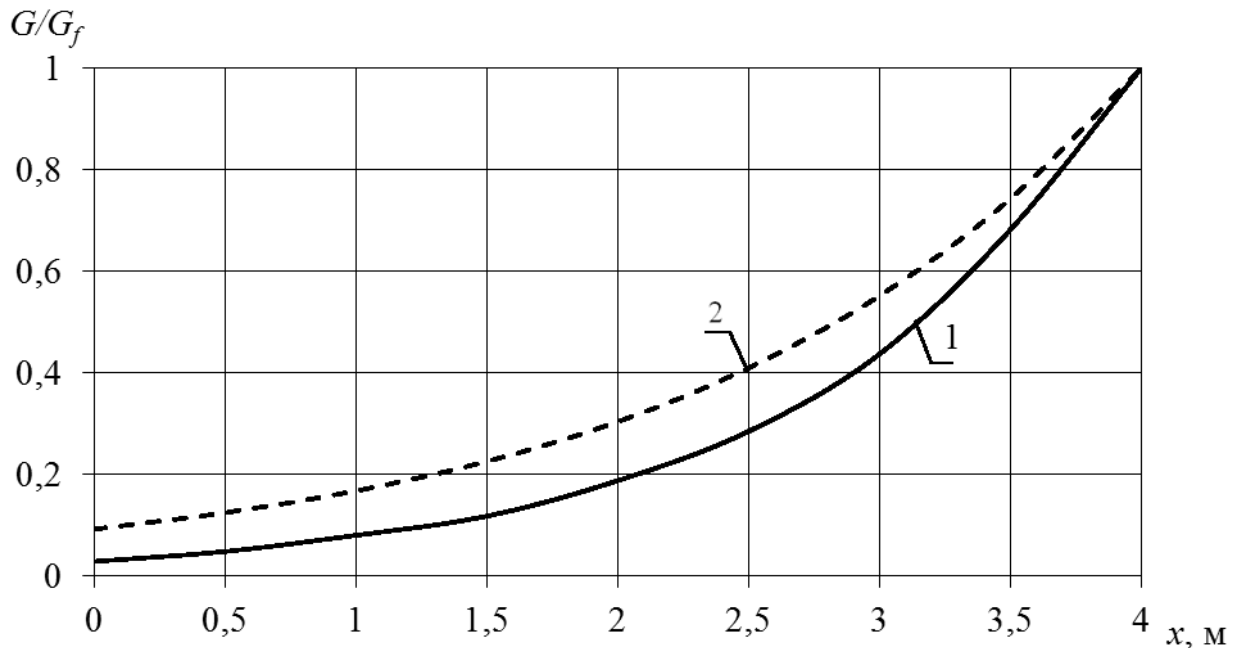


Рис. 4.20. Порівняння розробленої моделі з моделлю [45]

4.4 Висновки до розділу 4

За допомогою програм GLS5 і GLS6 проведено числові дослідження еволюції стану трифазового полідисперсного середовища стосовно до процесу очистки димових газів у порожнистому скрубєрі та скрубєрі Вентурі. Встановлено, що у порожнистому скрубєрі ефективність очистки η дуже сильно зростає зі збільшенням щільності зрошування горизонтального перетину скрубєра Σg_{i0} та зменшенням розмірів крапель; у той же час вплив швидкості газового потоку значно менше, а початкова швидкість крапель майже не впливає на величину η . Для порожнистого скрубєра також проаналізовано варіанти розподілу щільності зрошування по площі горизонтального перетину апарата, та визначено його вплив на ступінь очистки газу від твердих частинок. Встановлено, що

покращення рівномірності розподілу дозволяє знизити втричі кількість твердих частинок, які викидаються в атмосферу.

У скрубєрі Вентурі ефективність очистки найбільш помітно покращується зі збільшенням швидкості газу та витрати крапель, а вплив їх початкової швидкості і особливо координати їх введення в потік менше. Встановлено та пояснено парадоксальну на перший погляд залежність ефективності уловлювання від масштабу турбулентних пульсацій швидкості газу. Показано, що результати наших розрахунків задовільно узгоджуються із дослідними даними.

Результати числових досліджень відображено в [8, 79, 80].

РОЗДІЛ 5

ОПТИМІЗАЦІЯ ПРОЦЕСУ МОКРОЇ ОЧИСТКИ ГАЗІВ

5.1 Методичні основи

Нехай хід процесу, що досліджується, повністю визначається k параметрами (режимними, геометричними і т. ін.). Будемо позначати їх через P_i , а цільову функцію через $y(P_1, P_2, \dots, P_k)$. Якщо залежність $y(P_1, P_2, \dots, P_k)$ вдається виразити кінцевою (алгебричною) формулою, задача оптимізації гранично спрощується: треба знайти абсолютний екстремум функції кількох змінних.

Але на практиці така ситуація зустрічається вкрай рідко. Зазвичай для знаходження значення цільової функції y при певній фіксованій комбінації значень параметрів P_i необхідно провести фізичний або числовий експеримент. Пошук екстремальної точки поверхні відгуку в традиційному експерименті (наприклад, при $k = 2$) проводиться в такий спосіб. У певній точці поверхні з відомим значенням y фіксується один з факторів, наприклад, P_1^* , і починається рух від цієї точки уздовж осі P_2 . Рух по осі P_2 продовжується до деякої точки (позначимо її L), де припиняється приріст (зниження) y . У цій точці фіксується фактор P_2^* , і починається рух уздовж осі P_1 . У точці M з наступним найкращим значенням y знову фіксується P_1^* , починається рух уздовж осі P_2 і т. д. Зрозуміло, що такий варіант пошуку, пов'язаний із великим обсягом експериментів або розрахунків і, отже, не є оптимальним.

Принципово відмінний метод пошуку оптимальних умов реалізації технологічних процесів було запропоновано в середині минулого сторіччя Боксом і Уїлсоном [81]. Його основна ідея полягає у використанні покрокового методу вивчення поведінки цільової функції, який дещо нагадує відомі ітераційні методи розв'язання задач обчислювальної математики. Пізніше на цій основі було розроблено теорію екстремальних експериментів, зокрема, зусиллями російських дослідників [82 – 84]. Використання уявлень цієї теорії дозволяє значно (інколи

на порядок) зменшити кількість експериментів, необхідних для пошуку оптимальних умов. На цій основі будемо шукати шляхи оптимізації робочого процесу в скруберах.

Перш за все слід зауважити, що на практиці завжди розглядається певна область k -вимірного факторного простору (ФП), границі якої визначаються технологічними обмеженнями (нижче називаємо її областю пошуку). Спочатку, на першому етапі пошуку вибирається деяка нульова (базова) точка ФП, наприклад, із технологічних міркувань, і досліджується поведінка цільової функції в деякому (невеликому в порівнянні з розмірами області пошуку) околі цієї точки. Оскільки метою цього етапу є побудова локального лінійного рівняння регресії

$$y = \alpha_0 + \sum_{i=1}^k \alpha_i P_i, \quad (5.1)$$

то в кінцевому підсумку треба провести не менше $k + 1$ дослідів. Для зручності вводять кодові позначення незалежних змінних (позначимо їх, наприклад, через x_i , $i = 1, 2, \dots, k$) так, що базовій точці ФП відповідає $x_i = 0$, а в околі, що згадується вище, $-1 \leq x_i \leq 1$.

Для порівняння схем традиційного й екстремального планування експерименту розглянемо випадок $k = 3$ і наведемо відповідні плани [82] (табл. 5.1).

Таблиця 5.1 – Схеми планування експерименту

Номер дослідів	Традиційний план			Екстремальний план			Цільова функція
	x_1	x_2	x_3	x_1	x_2	x_3	
1	-1	-1	-1	1	1	1	y_1
2	1	-1	-1	1	-1	-1	y_2
3	-1	1	-1	-1	1	-1	y_3
4	-1	-1	1	-1	-1	1	y_4

Згідно з традиційним планом у кожному з дослідів 2 – 4 порівняно з дослідом 1 змінюється значення тільки одного параметра, і тому коефіцієнти регресії α_i в (5.1) визначаються за результатами двох дослідів, а їх дисперсія

дорівнює $\sigma^2\{\alpha_i\} = \sigma^2\{y\}/2$. При використанні екстремального плану кожний коефіцієнт регресії вже визначається за результатами всіх чотирьох дослідів, і, звичайно, $\sigma^2\{\alpha_i\} = \sigma^2\{y\}/4$. Такий результат пояснюється тим, що багатофакторний план дозволяє “розтягнути” простір незалежних змінних [82] подібно до того, як при обчисленні коефіцієнтів формули $y = a_0 + a_1x$ за двома дослідями при $x = x'$ та $x = x''$ похибка тим менше, чим більше $|x'' - x'|$.

Після обчислення коефіцієнтів (5.1) на другому етапі реалізується круте сходження (або крутий спуск, якщо шуканим екстремумом є мінімум цільової функції), тобто рух уздовж градієнта лінійного наближення (або в протилежному напрямку в другому випадку). При цьому кроки зміни параметрів P_i пропорційні відповідним коефіцієнтам регресії.

Для визначеності розглянемо випадок пошуку максимуму. При крутому сходженні в залежності від конкретних умов можливі дві ситуації: (а) функція у спочатку зростає до певної точки L , а потім починає зменшуватись; (б) круте сходження приводить нас на границю області пошуку (нехай в точку M), де один із параметрів (нехай P_k) приймає мінімальне чи максимальне значення.

В ситуації (а) треба спочатку оцінити (на основі попередніх розрахунків), чи знаходиться точка L у “майже стаціонарній області” (за термінологією [83]). Якщо так, то третім етапом пошуку є дослідження цієї області. Тут найбільш доцільно не тільки знайти екстремальну точку, але і побудувати локальне квадратичне рівняння регресії

$$z = \alpha_0 + \sum_{i=1}^k \alpha_i P_i + \sum_{i=1}^k \beta_i P_i^2 + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^k \gamma_{ij} P_i P_j, \quad (5.2)$$

що дає можливість дослідити властивості цільової функції, а також визначити зміни ефективності процесу при вимушеному відхиленні (наприклад, із технологічних міркувань) від оптимальної точки. Згідно з [82, 83] при вивченні майже стаціонарної області оптимальним є ротабельне планування, коли кореляційна матриця інваріантна до ортогонального обертання координат. Ця

умова виконується, якщо непарні моменти дорівнюють нулю, а для парних мають місце співвідношення

$$\sum_{u=1}^N x_{iu}^2 = N\lambda_2; \quad \sum_{u=1}^N x_{iu}^4 = 3 \sum_{u=1}^N x_{iu}^2 x_{ju}^2 = 3N\lambda_4; \quad \lambda_4 \lambda_2^{-2} > k/(k+2). \quad (5.3)$$

У випадку якщо точка L не досягла майже стаціонарної області, процедура крутого сходження повторюється з вибором точки L як базової і т.д.

Ситуація (б) відрізняється тим, що другий етап дозволяє зафіксувати значення P_k . Отже, подальший пошук вже здійснюється у факторному просторі з розмірністю $k - 1$ (у гіперплощині $P_k = \text{const}$ вихідного простору). Стратегія пошуку тут не відрізняється від викладеного вище для ситуації (а).

Слід відзначити, що методи планування екстремальних експериментів не дають чітких однозначних рекомендацій щодо вибору найкращих шляхів пошуку оптимальних умов, і багато залежить від інтуїції дослідника і наявної інформації про властивості цільової функції.

5.2 Порожнистий скруббер

Подібно до попередніх розділів, при пошуку оптимальних умов роботи скрубера як цільову функцію обираємо ефективність очистки η , тобто частку вловлених в апараті ТЧ, яка у даному випадку обчислюється як

$$\eta = 1 - G_{jf}^{-1} \sum_j G_{j0} (1 - B_{j0}) \quad (5.4)$$

(останній множник у правій частині (5.4) враховує наявність певної кількості рідини на поверхні ТЧ).

Аналіз фізичної картини явищ переносу у трифазовому потоці та відповідних диференціальних рівнянь (див. розд. 2) дозволяє скласти повний

перелік величин, що описують поведінку трифазової полідисперсної суміші у *порожнистому скрубєрі*. До цих величин відносяться:

(а) фізичні властивості газу: густина ρ_g , динамічна в'язкість μ_g , питома теплоємність c_g , число Прандтля Pr_g , коефіцієнт теплопровідності λ_g і коефіцієнт дифузії водяної пари D_g ;

(б) фізичні властивості твердої речовини: густина ρ_s та питома теплоємність c_s ;

(в) фізичні властивості рідини: густина ρ_l , динамічна в'язкість μ_l , коефіцієнт поверхневого натягу σ і питома теплоємність c_l ;

(г) фізичні властивості її пари: питома теплоємність c_v та теплота випаровування r ;

(д) початкові швидкості газу u_{gf} , твердих частинок U_{jf} та крапель u_{i0} (індекси 0 та f відносяться до верхнього і нижнього перетинів потоку);

(е) початкові температури газу t_{gf} , ТЧ T_{jf} і крапель t_{i0} ;

(є) густина пари у вихідному перерізі потоку ρ_{vf} ;

(ж) загальна питома масова витрата ТЧ $\sum_j G_{jf}$ та їх фракційний склад Δ_{jf} , G_{jf} на вході;

(з) те ж саме для крапель $\sum_i g_{i0}$, δ_{i0} , g_{i0} ;

(и) висота апарата x_f ;

(і) прискорення сили тяжіння g .

Звичайно, немає потреби шукати оптимальну точку у такому багатовимірному просторі (що, мабуть, і неможливо) через наступні причини.

1) Деякі з перелічених величин постійні (прискорення g) або змінюються у досить вузькому діапазоні. Оскільки рідиною для скрубєрів завжди служить вода, і її температура близька до температури оточуючого середовища, фізичні властивості крапель змінюються у дуже вузькому діапазоні, і можна виключити із нашого переліку пп. (в), (г) та (і).

2) При розв'язанні поставленої задачі для конкретної теплоенергетичної установки ми не можемо міняти довільно характеристики димових газів та леткої золи: всі ці величини задаються, і, отже, з переліку можна виключити пп. (а), (б),

(є) і (ж), а також t_{gf} , T_{jf} (із фізичних міркувань тут можна прийняти $T_{jf} = t_{gf}$). Крім того, слід вважати заданою початкову температуру крапель t_{i0} (п. (є)).

Таким чином, якщо прийняти $U_{jf} = u_{gf}$ (оскільки розмір частинок золи не перевищує 10^{-4} м), то приходимо до висновку, що характеристики процесу, який розглядається, визначаються такими незалежними параметрами: x_f , u_{gf} , u_{i0} (залежністю від i можна нехтувати), $\sum_i g_{i0}$ та величинами, що описують фракційний склад крапель.

Тут слід відзначити, що чотири із перелічених параметрів впливають на величину η *монотонно*: ефективність процесу зростає зі збільшенням x_f і u_{i0} та зменшенням початкової швидкості газу при $\sum_i g_{i0} = \text{idem}$ (збільшення загальної витрати рідини теж позитивно впливає на уловлювання). Такий характер залежності $\eta(u_{i0})$ має місце лише при невеликих δ і Δ (що характерно для реальних апаратів) і, на перший погляд, здається парадоксальним. Як впливає із (2.27), швидкість зміни G_j приблизно пропорційна величині $E_{ji} \Psi_{ji} (1 + |U_j|/u_i)$, та зі збільшенням швидкості крапель параметр коагуляції і вираз у дужках зменшуються. Але значно швидше збільшується коефіцієнт осадження, що і дає відзначений характер залежності $\eta(u_{i0})$. Якщо ж розглядаються досить великі частинки, то числа Рейнольдса і Стокса такі, що $E_{ji} \sim 1$, і величина η зростає зі зниженням цієї швидкості.

Таким чином, видається доцільною така постановка задачі оптимізації роботи порожнистого скрубера:

(i) для заданих умов обираємо реальні (підтверджені практикою) значення x_f , u_{gf} , u_{i0} та суми $\sum_i g_{i0}$;

(ii) обираємо обґрунтовану апроксимацію фракційного складу ансамблю крапель, що містить N параметрів u_n (звичайно 3 – 4);

(iii) в N -вимірному (факторному) просторі цих параметрів шукаємо точку, що забезпечить максимальну ефективність уловлювання.

Як відзначається в [35], спектр розмірів крапель у факелі розпилу найбільш розповсюджених відцентрових форсунок найкраще описується нормально-логарифмічним розподілом, але ця думка тут же «підтверджується» формулою (III.20) для відомого розподілу Розіна – Раммлера. Взагалі це питання слід вважати вивченим вкрай недостатньо. Як відзначено у підрозд. 4.1, в Інституті загальної енергетики НАН України було проведено випробування поодиноких форсунок та блоків з двох форсунок [78]. Встановлено, що масова диференціальна функція розподілу крапель за розмірами має вигляд

$$f(\delta) = A \delta^b \exp(-c\delta), \quad (5.5)$$

де A – нормувальний множник.

Важливо відзначити, що розподіл (5.5) в дійсності залежить не від двох, а від чотирьох параметрів: b , c та $\delta_{\min}$, $\delta_{\max}$ – мінімального і максимального діаметрів крапель, причому A підбирається так, щоб

$$\int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} f(\delta) d\delta = 1.$$

Проведена в Інституті загальної енергетики НАН України обробка згаданих вище даних щодо розподілу крапель за розмірами показала, що $\delta_{\max}$ не є незалежною величиною. Зокрема, було підібрано таку емпіричну формулу:

$$\delta_{\max} = 3,9 (b/c)^{-1,1}, \quad (5.6)$$

де c в мм^{-1} , $\delta_{\max}$ в мм. Крім того, встановлено, що значення $\delta_{\min}$ слабо впливає на результати розрахунків, і цю величину слід зафіксувати на якомусь розумному рівні (наприклад, 100 – 200 мкм). Таким чином, для пошуку оптимального режиму залишаються тільки змінні параметри c та b ($N = 2$).

Для порожнистого скрубера пошук оптимальних значень b і c реалізується при фіксованих значеннях x_f , u_{gf} , u_{i0} , тому що залежність η від цих величин монотонна. Але оскільки на практиці ці величини приймають значення у певних діапазонах [33, 35, 36], видається доцільним провести пошук оптимуму в кількох варіантах при різних їх значеннях. Розглянемо спочатку результати обчислень, проведених при $u_{gf} = -0,7$ м/с; $\sum_i g_{i0} = 0,7$ кг/(м²с); $u_{i0} = 2,5$ м/с; $x_f = 4$ м (серія I). Розміри фракцій ТЧ у всіх варіантах приймалися рівними 5; 10; 20; 30; 40 мкм, а їх питомі витрати – $0,4 \cdot 10^{-3}$; $0,6 \cdot 10^{-3}$; 10^{-2} ; $0,6 \cdot 10^{-3}$ та $0,4 \cdot 10^{-3}$ кг/м² с (такі ж початкові дані приймалися у підрозділі 4.1 для проведення числових досліджень).

Аналіз досвіду експлуатації розпилювальних пристроїв, а також результатів експериментів [85] показав, що параметри розподілу приймають значення у таких межах: $b = 1,67 \div 2,1$; $c = 1,05 \div 2,5$ мм⁻¹; $b/c = 0,8 \div 2$ мм. Таким чином, область пошуку має вигляд п'ятикутника MNPQR, зображеного на рис. 5.1. Координати кутових точок (b , c) такі: М (2,1; 1,05); N (2,1; 2,5); Р (2; 2,5); Q (1,67; 2,09); R (1,67; 1,05). Вводимо також кодові позначення змінних $z_1 = 20(b - 1,9)$; $z_2 = 20(c - 1,6)$ (як і раніше, c в 1/мм).

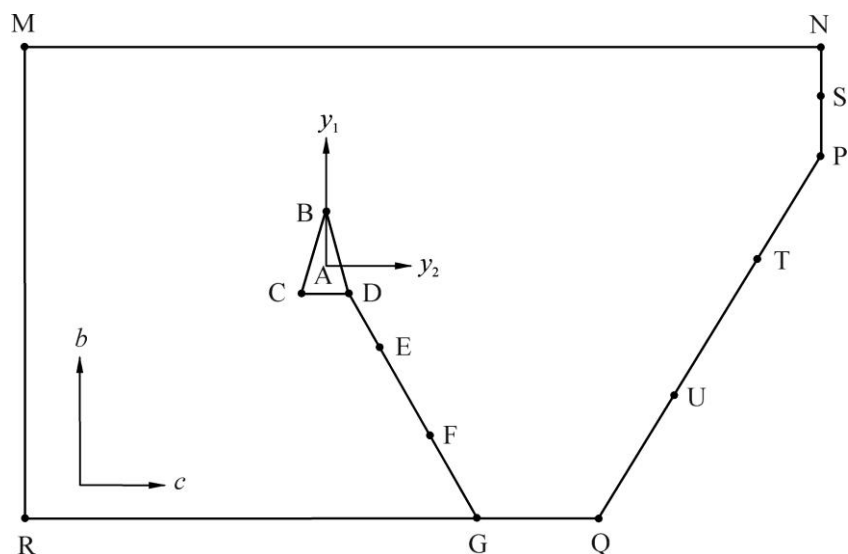


Рис. 5.1. Область пошуку оптимуму в координатах $b - c$

На першому етапі пошуку було реалізовано алгоритм крутого сходження.

Як базову точку було обрано т. А на рис. 5.1 (приблизно в центрі п'ятикутника) із координатами (1,9; 1,6), при цьому $z_i = 0$. Крім того, було проведено розрахунки для вершин рівностороннього трикутника BCD на рис. 5.1 (їх кодові змінні: В (1; 0); С (-0,5; - 0,866); D (-0,5; 0,866)). Результати обчислення фракційного складу крапель для даних z_i та ефективності уловлювання частинок наведено в табл. 5.2 (тут δ_{i0} в мм, g_{i0} в кг/(м²с)).

Далі, користуючись даними для точок В, С і D, знайшли лінійне рівняння регресії

$$\eta^{\circ} = 952,3 - 35,3 z_1 + 39,3 z_2, \quad (5.7)$$

де $\eta^{\circ} = (\eta - 97) \cdot 10^3$, η у відсотках. Як видно із табл. 5.2, кращий результат дає фракційний склад крапель, що відповідає точці D, і тому круте сходження (рух уздовж градієнта функції (5.7)) починаємо саме з цієї точки. Було зроблено три кроки з таким розрахунком, щоб дійти до прямої PQ (при цьому кодові змінні дорівнюють: Е (-1,5; 1,979); F (-3,05; 3,71); G (-4,6; 5,44)). Результати обчислень наводяться в табл. 5.3.

Отже, круте сходження привело нас на нижню границю області пошуку, де ефективність уловлювання найбільша з усіх розглянутих варіантів. Тому на другому етапі було обчислено ефективність уловлювання в кутових точках області пошуку. У табл. 5.4 зібрано значення кодових змінних та η для цих точок.

Як впливає із цих даних, кращі результати дають точки на правій границі області рис. 5.1. Але залишається невідомим, чи існує в області пошуку точка, що дала б кращі результати, ніж точка Р. Тому з використанням даних для точок А та М – R було отримано квадратичне рівняння регресії для всієї області:

$$\eta^{\circ} = 949 - 10,907 z_1 - 13,376 z_2 + 6,1157 z_1^2 + 1,8153 z_2^2 - 3,4604 z_1 z_2. \quad (5.8)$$

Відшукуючи точку, де $d\eta^{\circ}/dz_i = 0$, знаходимо $z_1 = -0,2062$; $z_2 = -3,8808$; цій точці відповідає $\eta^{\circ} = 865$ – це найменше значення із усіх, що були отримані раніше.

Таблиця 5.2 – Результати розрахунків для точок А – D

Точка		Номер фракції					η, %
		1	2	3	4	5	
А	δ_{i0}	0,427	0,805	1,271	1,862	2,656	97,949
	g_{i0}	0,0858	0,1727	0,198	0,1583	0,0851	
В	δ_{i0}	0,421	0,79	1,243	1,818	2,589	97,917
	g_{i0}	0,0794	0,1656	0,1971	0,1645	0,0934	
С	δ_{i0}	0,423	0,797	1,256	1,838	2,621	97,936
	g_{i0}	0,0835	0,1683	0,1961	0,1614	0,0908	
D	δ_{i0}	0,436	0,829	1,314	1,93	2,76	98,004
	g_{i0}	0,0955	0,1846	0,1998	0,1483	0,0719	

Таблиця 5.3 – Результати розрахунків для точок Е – G

Точка		Номер фракції					η, %
		1	2	3	4	5	
Е	δ_{i0}	0,449	0,867	1,382	2,038	2,924	98,095
	g_{i0}	0,1124	0,2025	0,1996	0,1315	0,0540	
F	δ_{i0}	0,472	0,929	1,494	2,215	3,191	98,243
	g_{i0}	0,1437	0,2288	0,1922	0,1033	0,0320	
G	δ_{i0}	0,495	0,995	1,614	2,404	3,475	98,395
	g_{i0}	0,1814	0,2507	0,1758	0,0752	0,0169	

Отже, дійсно, шуканий оптимум має знаходитись на правій границі області. Тому було проведено розрахунки для трьох додаткових точок на правій границі (див. рис. 5.1 та табл. 5.5).

Таким чином, порівняння даних табл. 5.4 і 5.5 свідчить, що залежність η від розташування точки на правій границі досить гладка, причому значення η змінюється тільки у другому знаку після коми. Тому немає сенсу вивчати поведінку функції η більш детально, і можна зробити висновок, що оптимальний режим відповідає точці Р. Отримані результати показують, що при заданих значеннях u_{i0} , u_{gf} , x_f та $\sum_i g_{i0}$ не вдається отримати ефективність уловлювання вище, ніж 98,65 % (точка Р). Тому було проведено три додаткові серії числових експериментів, результати яких (η у %) наведено у табл. 5.6. У серії II приймалося $u_{gf} = -0,7$ м/с; $\sum_i g_{i0} = 1,4$ кг/(м²с) (тобто витрата рідини вдвічі більша від серії I);

Таблиця 5.4 – Результати розрахунків для кутових точок

Точка	M	N	P	Q	R
z_1	4	4	2	-4,6	-4,6
z_2	-11	18	18	9,8	-11
η , %	98,225	98,578	98,650	98,585	98,024

Таблиця 5.5 – Результати розрахунків для проміжних точок

Точка	S	T	U
z_1	3	-0,2	-2,4
z_2	18	15,2	12,5
η , %	98,616	98,631	98,609

Таблиця 5.6 – Результати розрахунків у серіях II – IV

Номер серії	Точка					
	A	M	N	P	Q	R
II	99,632	99,693	99,795	99,812	99,791	99,61
III	98,682	98,854	99,130	99,179	99,138	98,718
IV	99,517	99,578	99,715	99,736	99,717	99,517

у серії III – $u_{gf} = -1,1$ м/с; $\sum_i g_{i0} = 1,1$ кг/(м²с); у серії IV – $u_{gf} = -1,1$ м/с; $\sum_i g_{i0} = 1,65$ кг/(м²с).

Видно, що характер залежності η від положення точки на рис. 5.1 такий же, як і в серії I. Звичайно, підвищення питомого зрошування дозволяє істотно збільшити ефективність уловлювання. Порівняння табл. 5.4 та 5.6 показує, що підвищення швидкості газу при незмінному відношенні між витратами рідини і газу також дозволяє покращити уловлювання.

У табл. 5.7 наведено дані подібних розрахунків для $u_{i0} = 5$ м/с (серії V – VIII, всі інші параметри такі ж, як і раніше). Видно, що характер залежності η від зрошування, швидкості газу і положення точки на рис. 5.1 такий же, як і в серіях I – IV.

Отримані результати свідчать, що оптимізація призводить до істотного покращення процесу уловлювання. Якщо у серії I вибрати для порівняння точку в центрі області рис. 5.1, то оптимізація дозволяє зменшити викиди частинок в атмосферу у $(100 - \eta(A))/(100 - \eta(P)) \approx 1,52$ рази.

Таблиця 5.7 – Результати розрахунків у серіях V – VIII

Номер серії	Точка					
	A	M	N	P	Q	R
V	98,586	98,822	98,046	99,096	99,050	98,665
VI	99,842	99,872	99,926	99,933	99,926	99,848
VII	99,139	99,263	99,436	99,469	99,443	99,177
VIII	99,754	99,788	99,858	99,869	99,860	99,758

Оцінимо можливий економічний ефект від впровадження оптимальних режимів роботи скрубера. Наприклад, згідно з [86] котли Старобешівської ТЕС щорічно викидають в атмосферу 26 тис. т твердих частинок. Якщо скоротити цю кількість в 1,52 рази, то при оцінці екологічних збитків на рівні 74 грн/т економічний ефект буде дорівнювати 1,3 млн. грн/рік.

5.3 Скрубер Вентурі

На відміну від попереднього апарата, у скрубєрі Вентурі швидкість газового потоку задається не у входному перерізі, а в горловині – u_{gt} . Крім того, краплі подаються з певною швидкістю u_{i0} не у входний переріз конфузора, а в деякий його проміжний переріз або у входний переріз горловини (x_{st} , див. рис. 3.6). Природно вважати, що, як і раніше, на вході швидкість ТЧ дорівнює швидкості газу. Таким чином, до визначальних параметрів процесу тут відносяться пп. (а) – (г), (е) – (з), (і), перелічені на початку попереднього підрозділу, а також

(д) u_{gt} та u_{i0} ;

(и) геометричні характеристики апарата (довжини конфузора, горловини і дифузора; діаметри горловини, входного перерізу конфузора та вихідного перерізу дифузора);

(к) координата x_{st} подачі крапель у потік газу з твердими частинками;

(л) довжини конфузора L_1 , горловини L_2 та дифузора L_3 (див. рис. 3.6; вплив останньої значно менше).

Далі, вважаємо, що міркування 1) та 2), наведені вище, залишаються в силі. Тоді з урахуванням викладеного раніше залишається такий список визначальних

параметрів: $b, c, u_{gt}, u_{i0}, x_{st}, L_1, L_2$, тобто $N = 7$.

Оскільки пошук екстремальної точки у семивимірному факторному просторі пов'язаний з досить громіздкими обчисленнями, розіб'ємо нашу задачу на дві: у першій обираємо реальну геометрію труби Вентурі, що застосовується на практиці, і розглядаємо п'ятивимірний простір $b, c, u_{gt}, u_{i0}, x_{st}$; у другій оптимізуємо геометричні характеристики.

Для розв'язання першої задачі, аналогічно порожнистому скрубєру, фіксуємо фізичні властивості речовин (рідини, твердих частинок, газової суміші, водяної пари в ній), їх початкові температури та початкові витрати крапель і твердих частинок. Крім того, обираємо встановлену нами раніше масову функцію розподілу крапель за розмірами після розбризкування відцентровими форсунками (5.5). Як і раніше, параметри b і c для відцентрових форсунок та їх блоків можуть приймати значення у п'ятикутнику MNPQR на рис. 5.1.

Для вказаних змінних використовуємо їх кодові позначення z_n ($n = 1 \div 5$). На основі рекомендацій [36] та наших дослідних даних обираємо параметри початкової (базової) точки, де $z_n = 0$, інтервали варіювання факторів $\Delta\varphi_n$, які відповідають $\Delta z_n = 1$, та їх мінімальні і максимальні значення, що наведені в табл. 5.8.

Таблиця 5.8 – Вихідні дані для розрахунків

n	1	2	3	4	5
Фактори	b	$c, 1/\text{мм}$	$x_{st}, \text{м}$	$u_{gt}, \text{м/с}$	$u_{i0}, \text{м/с}$
Базова точка	1,9	1,6	0,4	60	20
Інтервали варіювання	0,05	0,1	0,05	2,5	1
Мінімальні значення	1,67	1,05	0	40	5
Максимальні значення	2,1	2,5	0,9	80	30

На першому етапі пошуку будуємо локальне лінійне рівняння регресії для деякого околу базової точки. План, що було реалізовано для цього, та отримані результати наводяться у табл. 5.9 (тут q – відношення сумарних витрат твердої речовини у вихідному та вхідному перерізах потоку у відсотках (тоді ефективність процесу є $\eta = 1 - 0,01 q$)).

Таблиця 5.9 – Умови та результати першого етапу пошуку оптимального режиму

Номер досліду	z_1	z_2	z_3	z_4	z_5	q
1	1	1	1	1	1	3,326
2	-1	-1	-1	1	1	2,748
3	1	1	-1	-1	-1	4,259
4	1	-1	1	-1	-1	4,854
5	-1	1	-1	-1	1	4,678
6	-1	-1	1	1	-1	3,084

Обробка даних табл. 5.9 дозволила отримати таке рівняння регресії:

$$q = 3,825 - 0,0562 z_1 + 0,0238 z_2 + 0,3213 z_3 - 0,9412 z_4 + 0,1533 z_5. \quad (5.9)$$

Видно, що найбільший вплив на величину q чинить швидкість газового потоку, і для покращення уловлювання частинок слід її збільшувати.

Далі, на другому етапі реалізується рух по факторному простору у напрямку, протилежному градієнту наближення (5.9). Як базову точку обираємо значення факторів, що відповідають досліду 2 із табл. 5.9, який дає кращий результат серед дослідів першого етапу. Для четвертого фактора обираємо той же крок, що у табл. 5.9 ($\Delta z_4 = 1$, $\Delta u_{gt} = 2,5$ м/с), а кроки для інших – пропорційно коефіцієнтам регресії. Вихідні дані для розрахунків і отримані результати представлено в табл. 5.10.

Таблиця 5.10 – Умови та результати другого етапу пошуку

Номер досліду	b	c , 1/мм	x_{st} , м	u_{gt} , м/с	u_{i0} , м/с	q
7	1,853	1,4975	0,333	65	20,837	2,3146
8	1,856	1,495	0,316	67,5	20,674	1,9405
9	1,859	1,4925	0,299	70	20,511	1,632
10	1,862	1,49	0,282	72,5	20,348	1,3769
11	1,865	1,4875	0,265	75	20,185	1,1714
12	1,868	1,485	0,248	77,5	20,022	1,0037
13	1,871	1,4825	0,231	80	19,859	0,8652

Таким чином, процедура крутого спуску дозволила покращити характеристику роботи апарата більше ніж втричі у порівнянні з кращим дослідом у табл. 5.9 і привела нас на границю досліджуваної області – на гіперплощину

$u_{gt} = 80$ м/с. Далі, на третьому етапі досліджуємо поведінку функції відклику у чотиривимірному просторі поблизу точки, що відповідає дослід 13 (позначимо її через A_1). Приписуємо їй значення кодових змінних $z_n = 0$ і реалізуємо план, наведений у табл. 5.11, з такими ж інтервалами варіювання факторів, як у табл. 5.8.

Обробка цих даних дозволила отримати таке рівняння регресії:

$$q = 0,8652 + 0,01125 z_1 + 0,00945 z_2 + 0,1664 z_3 + 0,0562 z_5. \quad (5.10)$$

З урахуванням (5.10) реалізуємо четвертий етап пошуку – крутий спуск у чотиривимірному факторному просторі від точки A_2 (дослід 15). Кроки зміни факторів знаходяться як і раніше. Ці результати зібрано у табл. 5.12.

Таблиця 5.11 – Умови та результати третього етапу

Номер дослід	z_1	z_2	z_3	z_5	q
14	1	-1	-1	1	0,7568
15	-1	1	-1	1	0,7532
16	-1	-1	1	1	1,067
17	1	1	1	-1	0,9961

Таблиця 5.12 – Умови та результати четвертого етапу

Номер дослід	b	c , 1/мм	x_{st} , м	u_{j0} , м/с	q
18	1,8176	1,5768	0,131	20,482	0,6246
19	1,8142	1,5711	0,081	20,105	0,5159
20	1,8108	1,5654	0,031	19,728	0,4251
21*	1,8087	1,5619	0	19,494	0,3760

*Цей крок зменшено, щоб не вийти за межі допустимого діапазону значень x_{st} .

Четвертий етап дозволив знизити величину q ще вдвічі порівняно із точкою A_2 і привів нас на границю області пошуку $x_0 = 0$ (дослід 21, цю точку позначаємо через A_3). Слід підкреслити, що останній дослід забезпечує досить високу ефективність процесу уловлювання ($\eta \approx 99,62$ %), проте цікаво дізнатись, чи є можливість подальшого його покращення. Рівняння регресії (5.9) та (5.10) свідчать, що фракційний склад крапель (у межах рис. 5.1) чинить найменший вплив на ефективність уловлювання частинок. Тому було вирішено, замість

пошуку оптимуму у тривимірному просторі, спочатку дослідити вплив u_{i0} , а вже потім вивчити фактори z_1 і z_2 . Наведемо деякі результати розрахунків з різними u_{i0} та значеннями інших параметрів для точки A_3 :

Номер досліду	22	23	24	21	25
u_{i0} , м/с	5	10	15	19,5	25
q	0,2283	0,2627	0,3133	0,376	0,4769

Таким чином, треба обрати мінімальну початкову швидкість крапель, що дозволить зменшити q більше ніж у півтора рази.

Нарешті, останній (шостий) етап пошуку пов'язаний із дослідженням впливу фракційного складу вихідних крапель. Було проведено розрахунки для кутових точок на рис. 5.1 та точки А приблизно у центрі п'ятикутника і отримано такі результати:

Номер досліду	26	27	28	29	30	31
Точка на рис. 5.1	L	M	N	P	Q	R
q	0,2286	0,2284	0,2258	0,2252	0,2249	0,2289

Отже, як і для порожнистого скрубера (див. підрозд. 5.2), оптимум знаходиться на правій границі області рис. 5.1, де мода розподілу крапель за розмірами b/c мінімальна. При цьому різниця між значеннями q для різних точок правої границі настільки мала, що немає сенсу вивчати залежність ефективності від положення точки на ламаній NPQ.

Тепер стисло про другу задачу – оптимізацію геометричних характеристик скрубера. Розглядаємо двовимірний факторний простір, причому обираємо область варіювання L_1 та L_2 (рис. 5.2). Для зручності введено кодові позначення незалежних змінних z_1 (довжина конфузора) та z_2 (довжина горловини) так, що центральній точці розглядуваної області факторного простору відповідає $z_i = 0$, а в її межах $-1 \leq z_i \leq 1$.

Шукане рівняння регресії має вигляд

$$\eta^{\circ} = a + bz_1 + cz_2 - dz_1 z_2 - ez_1^2 - fz_2^2 \quad (5.11)$$

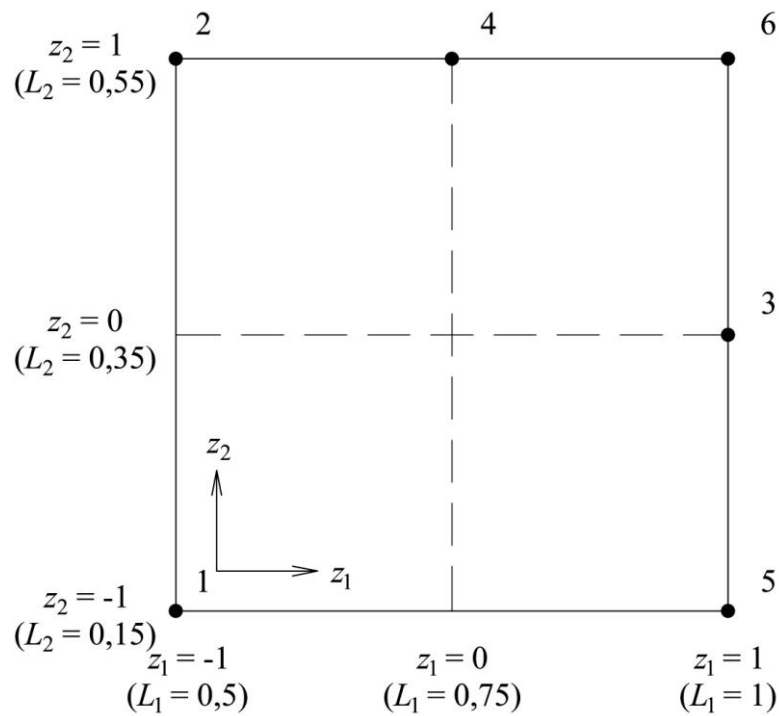


Рис. 5.2. Область пошуку оптимуму в координатах $z_1 - z_2$

Таким чином, треба провести шість числових експериментів.

План, що було реалізовано для пошуку квадратичного рівняння регресії, та отримані результати наводяться у табл. 5.13, 5.14 (тут $\eta^\circ = \eta - 95\%$; η – ефективність золотуловлювання, %).

Таблиця 5.13 – Вихідні дані для варіанта 1

Номер досліду	1	2	3	4	5	6
L_1	0,5	0,5	1	0,75	1	1
z_1	-1	-1	1	0	1	1
L_2	0,15	0,55	0,35	0,55	0,15	0,55
z_2	-1	1	0	1	-1	1

Квадратичне рівняння регресії для цієї області має вигляд:

$$\eta^\circ = 2,0725 + 0,4875 z_1 + 0,5125 z_2 - 0,0475 z_1 z_2 - 0,41 z_1^2 - 0,115 z_2^2. \quad (5.12)$$

Відшуковуючи точку, де $\partial \eta^\circ / \partial z_i = 0$, знаходимо $z_1 = 0,471$; $z_2 = 2,131$. Таким чином, точка максимуму розташована поза областю пошуку на рис. 5.2; отже, слід вибрати точку оптимуму на прямій $z_2 = 1$.

Таблиця 5.14 – Умови та результати першого етапу
пошуку оптимального режиму (варіант 1)

Номер досліду	a	b	c	d	e	f	η°
1	1	-1	-1	1	1	1	0,5
2	1	-1	1	-1	1	1	1,62
3	1	1	0	0	1	0	2,15
4	1	0	1	0	0	1	2,47
5	1	1	-1	-1	1	1	1,57
6	1	1	1	1	1	1	2,5

На другому етапі роботи було досліджено поведінку функції відгуку η° на вказаній прямій, де розглядалася одновимірна постановка. Тут теж було побудовано квадратичне рівняння регресії

$$\eta^\circ = 2,47 + 0,44 z_1 - 0,41 z_1^2 \quad (5.13)$$

і знайдено максимум функції відгуку, якому відповідає $z_1 = 0,537$. При цьому, маємо $\eta^\circ = 2,588$.

5.4 Висновки до розділу 5. Рекомендації щодо підвищення ефективності мокрої очистки газів

Складено повний перелік величин, що описують поведінку трифазової полідисперсної суміші у порожнистому скрубєрі. Оскільки деякі з цих величин постійні або змінюються у дуже вузькому діапазоні, а певні групи величин задаються для конкретної теплоенергетичної установки або впливають на ефективність уловлювання монотонно, оптимальні умови уловлювання відшукувались у координатах $b - c$ (див. формулу (5.5)). Згідно з досвідом експлуатації розпилювальних пристроїв визначено область пошуку оптимуму (рис. 5.1) та встановлено, що у досить широкому діапазоні густин зрошування та початкових швидкостей фаз оптимальні умови відповідають правій границі цієї області.

Таким чином, для підвищення ефективності роботи порожнистого скрубера слід обирати якомога менші швидкості газового потоку, проте це призведе до зростання габаритів апарата, тобто тут треба знайти розумний компроміс. Далі, невеликий вигрash в ефективності можна отримати за рахунок збільшення початкової швидкості крапель. Крім того, ефективність η значно зростає зі збільшенням витрати крапель та зменшенням їх розмірів, але і тут діють обмеження: (1) вибір великих щільностей зрошування $\sum g_{i0}$ не вигідний економічно; (2) навіть дрібні краплі не повинні рухатись вгору. Як приклад вдалої комбінації цих факторів можна згадати варіант 12 у табл. 4.3, де при помірній витраті рідини і не дуже дрібних краплях вдається забезпечити значну ефективність. Крім того, слід покращувати рівномірність розподілу щільності зрошування по горизонтальному перетину апарата.

Пошук оптимальних умов роботи скрубера Вентурі здійснено методом крутого сходження у п'ятивимірному просторі $b - c - u_{gt} - u_{i0} - x_{st}$. Встановлено, що оптимальні умови відповідають мінімально можливим значенням швидкості крапель u_{i0} та абсциси x_{st} , максимальним швидкостям газу в горловині u_{gt} і (подібно до п. 7) правій границі області рис. 5.1. Методом квадратичної апроксимації досліджено вплив геометрії труби Вентурі на ефективність уловлювання частинок. Встановлено, що для умов розрахунку оптимальна точка відповідає $L_1 = 0,884$; $L_2 = 0,55$.

На цій основі для труби Вентурі можна рекомендувати вибір якомога менших початкових швидкостей крапель та їх введення у конфузور далі від горловини. Слід збільшувати швидкість газового потоку з урахуванням технологічних обмежень на аеродинамічний опір скрубера. Для обох апаратів найбільш вигідний розподіл крапель за розмірами відповідає правій границі області рис. 5.1, де мода розподілу мінімальна.

Результати, описані у цьому підрозділі, викладено в статті [9].

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

В результаті виконання дисертаційної роботи розв'язано актуальну науково-технічну задачу побудови математичних моделей полідисперсного трифазового потоку із сильною взаємодією (коагуляцією та подрібненням) частинок стосовно до удосконалення та оптимізації апаратів для мокрої очистки димових газів пиловугільних котлів від леткої золи. За результатами досліджень, виконаних у межах цієї роботи, можна зробити такі висновки:

1. Аналіз математичних моделей мокрої очистки газів, опублікованих в науковій літературі, свідчить про те, що навіть кращі з них (моделі 4-го рівня за нашою класифікацією) не враховують важливих явищ у трифазовому потоці (зокрема, подрібнення крапель аеродинамічними силами; різні типи взаємодії частинок; істотну зміну всіх параметрів за довжиною потоку, полідисперсність як крапель, так і твердих частинок, можливість відскоку твердих частинок від крапель при зіткненнях та ін.), а також використовують слабообґрунтовані спрощуючі гіпотези.

2. Показано доцільність використання неперервного підходу Ленгмюра до опису взаємодії крапель і твердих частинок у трифазовому полідисперсному потоці, що дозволяє скоротити число розглядуваних ансамблів частинок до двох і кількість типів взаємодії до чотирьох, а також обмежитись невеликою кількістю фракцій дисперсних включень. Вперше побудовано повну систему диференціальних рівнянь відносно маси, питомої витрати, швидкості, температури і масового вмісту «чужої» фази для крапель і твердих частинок, а також складу і температури газу стосовно до робочого процесу у порожнистому скрубєрі та скрубєрі Вентурі. Узагальнено відому формулу Лав'євіля та ін. для середньоквадратичної пульсаційної швидкості ковзання між частинками монодисперсного матеріалу на випадок полідисперсних частинок. Крім того, уточнено (на 15 – 18 %) метод обчислення ефективної швидкості ковзання між двома фракціями, що включає осереднену та пульсаційну складові.

3. Розроблено алгоритми числової реалізації побудованих моделей. Для порожнистого скрубєра розроблено новий ефективний ітераційний алгоритм інтегрування системи рівнянь, де початкові умови для кожної з трьох речовин

задаються у відповідному (вхідному для неї) перетині потоку. Алгоритм інтегрування рівнянь для скрубера Вентурі відрізняється урахуванням впливу турбулентності газового потоку та можливості аеродинамічного подрібнення крупних крапель. У відповідності з розробленими алгоритмами створено два програмні комплекси.

4. За допомогою цих комплексів проведено числові дослідження еволюції стану трифазового полідисперсного середовища стосовно до процесу очистки димових газів. Встановлено, що у порожнистому скрубєрі ефективність очистки η дуже сильно зростає зі збільшенням щільності зрошування горизонтального перетину апарата та зменшенням розмірів крапель; у той же час вплив швидкості газового потоку значно менше, а початкова швидкість крапель майже не впливає на величину η . Визначено ступінь впливу режимних параметрів роботи скрубєра Вентурі на ефективність очистки газів. Зокрема, подвоєння питомої витрати крапель призводить до зменшення викидів ТЧ в атмосферу у 2,2 рази, а збільшення швидкості газу від 60 м/с до 80 м/с дозволяє отримати такий же екологічний ефект. Вплив початкової швидкості крапель і особливо координати їх введення в потік значно менше. Показано, що результати наших розрахунків задовільно узгоджуються з експериментом.

5. На основі аналізу досвіду експлуатації розпилювальних пристроїв (зокрема, широко розповсюджених відцентрових форсунок) визначено область пошуку оптимального складу крапель для порожнистого скрубєра і скрубєра Вентурі та встановлено, що у досить широкому діапазоні параметрів робочого процесу оптимальні умови відповідають розподілам із мінімальною модою. Показано, що в оптимальній точці кількість викидів твердих частинок в атмосферу зменшується на 20 – 35 % у порівнянні з кращими варіантами параметричних розрахунків, згаданих у п. 4. На основі зазначених результатів розроблено рекомендації щодо підвищення ефективності мокрої очистки газів для порожнистих скрубєрів та скрубєрів Вентурі.

6. Результати роботи використовуються Інститутом вугільних енерготехнологій НАН України та Об'єднаним інститутом високих температур РАН для аналізу роботи апаратів для очистки газів від пилу, а також у навчальному процесі на Теплоенергетичному факультеті НТУУ «КПІ».

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Crow C. T. Multiphase flows with droplets and particles / C. T. Crow, M. Sommerfeld, Y. Tsuji. – Boca Raton: CRC Press, 1998. – 471 p.
2. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // ТВТ. – 2013. – Т. 51, № 3. – С. 421 – 455.
3. Вараксин А. Ю. Столкновения в потоках газа с твердыми частицами / А. Ю. Вараксин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 311 с.
4. Шрайбер О. А. Моделювання процесу мокрої очистки димових газів від леткої золи / О. А. Шрайбер, І. В. Федінчик // Промышленная теплотехника. – 2012. – Т. 34, № 3. – С. 86 – 92.
5. Шрайбер А. А. О влиянии турбулентности газового потока на эффективность улавливания частиц в скруббере Вентури / А. А. Шрайбер, И. В. Фединчик, М. В. Протасов // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53, №1. – С. 85 – 90.
6. Shraiber A. A. Modeling of the process of ash removal from gas in a Venturi scrubber with regard for the turbulent fluctuations of particle velocity / A. A. Shraiber, I. V. Antonets // Problems of general energy. – 2014. – Issue 3 (38). – P. 57 – 61.
7. Антонець І. В. Розрахунково-аналітичне дослідження процесу очистки димових газів пилувугільних котлів від леткої золи у скруббері Вентурі / І. В. Антонець, О. А. Шрайбер // Матеріали VI міжнародної науково-технічної конференції Інституту енергозбереження та енергоменеджменту національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» Енергетика. Екологія. Людина (Збірник наукових праць). – 2014. – С. 31 – 37.
8. Шрайбер О. А. Влив нерівномірності розподілу щільності зрошування у порожнистому скруббері на ефективність очистки димових газів від твердих частинок / О. А. Шрайбер, І. В. Антонець // Проблеми загальної енергетики. – 2015. – вип. 1 (40). – С. 29 – 33.

9. Шрайбер О. А. Визначення оптимального режиму роботи порожнистого скрубера для очистки газів від твердих частинок / О. А. Шрайбер, І. В. Антоненць // Проблеми загальної енергетики. – 2016. – Вип. 2 (45). – С. 57 – 60.
10. Кроу. Численные модели течений газа с небольшим содержанием частиц // Теорет. основы инж. расчетов. – 1982. – Т. 104, № 3. – С. 114 – 122.
11. Шрайбер А. А. Турбулентные течения газозвеси / А. А. Шрайбер, Л. Б. Гавин, В. А. Наумов, В. П. Яценко. – К.: Наук. думка, 1987. – 240 с.
12. Шрайбер А. А. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом / А. А. Шрайбер, В. Н. Милютин, В. П. Яценко. – К.: Наук. думка, 1980. – 250 с.
13. Стернин Л. Е. Многофазные течения газа с частицами / Л. Е. Стернин, А. А. Шрайбер. – М.: Машиностроение, 1994. – 320 с.
14. Рахматуллин Х. А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред / Х. А. Рахматуллин // ПММ. – 1956. – 20, № 2. – С. 184 – 195.
15. Gillespie D. T. Three models for coalescence growth of cloud drops / D. T. Gillespie // J. Atmos. Sci. – 1975. – Vol. 32, No. 3. – P. 600 – 607.
16. Langmuir I. The production of rain by a chain reaction in cumulus clouds at temperature before freezing / I. Langmuir // J. Meteorology. – 1948. – Vol. 5, No. 5. – P. 175 – 192.
17. Smoluchowsky M. Drei Vorträge über Diffusion, Brownische Bewegung und Koagulation von Kolloidteilchen / M. Smoluchowsky // Phys. Z. – 1916. – No. 17. – P. 557 – 585.
18. Müller H. Zur allgemeinen Theorie der raschen Koagulation / H. Müller // Koll.-Chem. Beihefte. – 1928. – Vol. 27, No. 6 – 12. – P. 223 – 250.
19. Волощук В. М. Кинетическая теория коагуляции / В. М. Волощук. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 284 с.
20. Шрайбер А. А. Статистическая модель движения ансамбля коагулирующих частиц / Пром. теплотехника, 1987. – Т. 9, № 6. – С. 19 – 26.

21. Шрайбер А. А. К статистической теории полидисперсного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц / А. А. Шрайбер // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. – 1991. – № 1. – С. 61 – 70.
22. Бабуха Г. Л. Расчет двухфазных потерь в соплах при наличии коагуляции и дробления капель конденсата / Г. Л. Бабуха, Л. Е. Стернин, А. А. Шрайбер // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. – 1971. – № 1. – С. 175 – 177.
23. Васенин И. М. Газовая динамика двухфазных течений в соплах / И. М. Васенин, В. А. Архипов, В. Г. Бутов и др. – Томск: Изд. Томск. ун-та, 1986. – 264 с.
24. Подвысоцкий А. М. Расчет неравновесного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением частиц конденсата при произвольном распределении вторичных капель по массам и скоростям / А. М. Подвысоцкий, А. А. Шрайбер // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. – 1975. – № 2. – С. 71 – 79.
25. Dockery D.W. Acute respiratory effects of particulate air pollution / D.W. Dockery, C.A. Pope // Annu. Rev. Public Health. – 1994. – Vol. 15. – P. 107 – 132.
26. Namdeo A. Characteristics and health implications of fine and coarse particulates at road side, urban background and rural sites in UK / A. Namdeo, M. C. Bell // Environ. Int. – 2005. – Vol. 31, No 4. – P. 565 – 573.
27. Celis J.E. A study of the particulate matter PM₁₀ composition in the atmosphere of Chillan, Chile / J. E. Celis, J. R. Morales, C. A. Zaror, J. C. Inzunza // Chemosphere. – 2004. – Vol. 54. – P. 541-550.
28. Khoder M. I. Atmospheric conversion of sulfur dioxide to particulate sulfate and nitrogen dioxide to particulate nitrate and gaseous nitric acid in an urban area / M. I. Khoder // Chemosphere. – 2002. – Vol. 49. – P. 675-684.
29. Страус В. Промышленная очистка газов / В. Страус. – М.: Химия, 1981. – 616 с.
30. Алиев Г. М.-А. Техника пылеулавливания и очистки промышленных газов / Г. М.-А. Алиев. – М.: Metallurgy, 1986. – 544 с.

31. Алиев Г. М.-А. Устройство и обслуживание газоочистных и пылеулавливающих установок / Г. М.-А. Алиев. – М.: Metallurgy, 1983. – 286 с.
32. Ужов В. Н. Очистка промышленных газов фильтрацией / В. Н. Ужов, Б. И. Мягков. – М.: Химия, 1970. – 320 с.
33. Ужов В. Н. Очистка промышленных газов от пыли / В. Н. Ужов, А. Ю. Вальдберг, Б. И. Мягков, И. К. Решидов. – М.: Химия, 1981. – 392 с.
34. Биргер М. И. Справочник по пыле- и золоулавливанию / М.И. Биргер, А. Ю. Вальдберг, Б.И. Мягков. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 312 с.
35. Ужов В. Н. Очистка газов мокрыми фильтрами / В. Н. Ужов, А. Ю. Вальдберг. – М.: Химия, 1972. – 248 с.
36. Кропп Л. И. Золоуловители с трубами Вентури на тепловых электростанциях / Л. И. Кропп, А. И. Акбрут. – М.: Энергия, 1977. – 160 с.
37. Палатник И. Б. Пылеуловители с трубами-коагуляторами Вентури (основы теории и методы расчета) / И. Б. Палатник. – Алма-Ата: Наука, 1981. – 208 с.
38. Дубинская Ф. Е. Скрубберы Вентури, выбор, расчёт, применение (Обзорная информация. Сер. ХМ-14) / Ф. Е. Дубинская, Г. К. Лебедюк. – М.: Цинтихимнефтемаш, 1977. – 59 с.
39. Вольчін І. А. Удосконалений апарат мокрого золовловлювання / І. А. Вольчін, О. М. Коломієць // Енергетика та електрифікація. – 2011. – № 5. – С. 27 – 32.
40. Ращепкин В. А. Процессы улавливания мелких частиц летучей золы в золоуловителях ТЭС / В. А. Ращепкин // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – К.: Институт угольных энерготехнологий НАНУ, 2013. – 146 с.
41. Дубровський В. В. Підвищення охолоджувальної спроможності градирні за рахунок збільшення поверхні охолодження при розпилюванні води відцентровими форсунками / В. В. Дубровський, О. М. Підвисоцький, А. І. Баштовий // Проблеми загальної енергетики. – 2006. – Вип. 14. – С. 91 – 95.

42. Белоусов В. В. Теоретические основы процессов газоочистки / В. В. Белоусов. – М.: Металлургия, 1988. – 256 с.
43. Calvert S. Venturi scrubber modeling / S. Calvert, D. Lundgren, D. S. Metha // J. Air Pollut. Control Assoc. – 1972. – Vol. 22. – P. 529 – 532.
44. Yung S. Performance of gas-atomized spray scrubbers at high pressure / S. Yung, S. Calvert, M. Duncan // J. Air Pollut. Control Assoc. – 1984. – Vol. 34, No. 7. – P. 736 – 742.
45. Raj Mohan B. Comprehensive analysis for prediction in spray scrubber / B. Raj Mohan, R. K. Jain, B. C. Meikap // Separ. Purif. Technol. – 2008. – Vol. 63. – P. 269 – 277.
46. Lim K. S. Prediction for particle removal efficiency of a reverse jet scrubber / K. S. Lim, S. H. Lee, H. S. Park // J. Aeros. Sci. – 2006. – Vol. 37. – P. 1826 – 1839.
47. Вольчин І. А. Розроблення та удосконалення процесів пило- і сіроочищення для котлоагрегатів ТЕС / І. А. Вольчин // Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук. – К.: Інститут газу НАНУ, 2014. – 41 с.
48. Акбрут А. И. Указания по расчету и проектированию золоуловителя с трубой Вентури типа МВ при модернизации газоочистного оборудования тепловых электростанций / А. И. Акбрут, Л. И. Кропп, И. Я. Винник и др. – Уралтехэнерго и Всесоюзный теплотехнический институт им. Ф. Э. Дзержинского. – М.: 1979. – 27 с.
49. Вольчин И. А. Влияние уровня нагрузки котлоагрегата ТЭС и расхода орошающей воды на эффективность мокрого скруббера Вентури / И. А. Вольчин, В. А. Ращепкин // Энергетика и электрификация. – 2012. – № 10. – С. 24 – 28.
50. Boll R. H. Particle collection and pressure drop in Venturi scrubber / R. H. Boll // Ind. Eng. Chem. Fundam. – 1973. – Vol. 12. – P. 40 – 50.
51. Вольчин И. А. Моделирование улавливания мелких частиц золы в золоуловителях ТЭС с целью повышения их эффективности /

- И. А. Вольчин, В. А. Ращепкин // Энергетика и электрификация. – 2014. – № 2. – С. 20 – 21.
52. Шиляев М. И. Физико-математическая модель конденсационного процесса улавливания субмикронной пыли в форсуночном скруббере / М. И. Шиляев, Е. М. Хромова, А. В. Григорьев и др. // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18, № 3. – С. 427 – 440.
 53. Ажибеков А. К. К расчету течения полидисперсной системы частиц / А. К. Ажибеков // Инж.-физ. ж. – 1987. – Т. 53, № 6. – С. 930 – 936.
 54. Kim H. T. Particle removal efficiency of gravitational wet scrubber considering diffusion, interception, and impaction / H. T. Kim, C. H. Jung, S. N. Oh, K. W. Lee // Environ. Eng. Sci. – 2001. – Vol. 18, No 2. – P. 125 – 136.
 55. Silva A. M. Experiments in large scale Venturi scrubber. Part I. Pressure drop / A. M. Silva, J. C. F. Teixeira, S. F. C. F. Teixeira // Chem. Eng. Process. – 2009. – Vol. 48. – P. 59 – 67.
 56. Silva A. M. Experiments in large scale Venturi scrubber. Part II. Droplet size / A. M. Silva, J. C. F. Teixeira, S. F. C. F. Teixeira // Chem. Eng. Process. – 2009. – Vol. 48. – P. 424 – 431.
 57. Рохман Б. Б. Математическое моделирование аэродинамики и физико-химических процессов в надслоевом пространстве топки с циркулирующим кипящим слоем. II. Взаимодействие частиц (псевдотурбулентность) / Б. Б. Рохман, А. А. Шрайбер // Инж.-физ. журнал. – 1994. – Т. 66, № 2. – С. 159 – 167.
 58. Lavieville J. Large eddy simulation of interaction between colliding particles and a homogeneous isotropic turbulence field / J. Lavieville, E. Deutsch, O. Simonin // ASME FED, Gas-Solid Flows. – 1995. – Vol. 228. – P. 347–358.
 59. Зайчик Л. И. Оценка времени между столкновениями дисперсных частиц в турбулентном потоке / Л. И. Зайчик // Теплофизика высоких температур. – 1998. – Т. 36, №3. – С. 456 – 460.

60. Beard K.V. Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles / K. V. Beard, S. N. Grover // J. Atmos. Sci. – 1974. – Vol. 31, No. 2 – P. 543 – 550.
61. Фукс Н. А. Механика аэрозолей / Н. А. Фукс. – М.: Изд-во АН СССР, 1955. – 351 с.
62. Фукс Н. А. Успехи механики аэрозолей / Н. А. Фукс. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 160 с.
63. LeClair B. P. A numerical study of the drag on a sphere at a low and intermediate Reynolds numbers / B. P. LeClair, A. E. Hamielec, H. R. Pruppacher // J. Atmos. Sci. – 1970. Vol. 27. No. 2. – P. 308 – 315.
64. Fonda A. The classical computation of the aerodynamic capture of particle by spheres / A. Fonda, H. Herne // Int. J. Air Pollut. – 1960. – Vol. 3, No. 1. – P. 26 – 34.
65. Яценко В. П. Осадження золотих частинок на сферичні колектори у пристроях для мокрої очистки димових газів / В. П. Яценко // Проблеми загальної енергетики. – 2012. – Вип. 1, №28. – С. 48 – 54.
66. Янке Е. Специальные функции. Формулы, графики, таблицы / Е. Янке, Ф. Леш. – М.: Наука, 1968, – 344 с.
67. Stulov L. D. The efficiency of collision of solid aerosol particles with water surfaces / L. D. Stulov, F. I. Murashkevich, N. Fuchs // J. Aeros. Sci. – 1978. – Vol. 9, No. 1. – P. 1 – 6.
68. Підвисоцький О. М. Узагальнення дослідних даних щодо ефективності уловлювання частинок золи краплями стосовно процесу мокрої очистки димових газів / О. М. Підвисоцький, В. В. Дубровський, О. А. Шрайбер // Проблеми загальної енергетики. – 2012. – Вип. 2 (29). – С. 35 – 40.
69. Shraiber A. A. Experimental study of the laws of interaction between small particles and large drops / A. A. Shraiber, V. V. Dubrovskii, A. M. Podvysotskii // Atomization and sprays. – 2014. – Vol. 24, No. 11. – P. 937 – 947.
70. Dubrovsky V. V. Particle interaction in three-phase polydisperse flows / V. V. Dubrovsky, A. M. Podvysotsky, A. A. Shraiber // Int. J. Multiphase Flow. – 1992. – Vol. 18, No. 3. – P 337 – 352.

71. Nukiyama S. Experiment on the atomization of liquid by means of air stream / S. Nukiyama, Y. Tanasawa // Trans. Soc. Mech. Eng. (Jpn.). – 1938. – Vol. 4. – P. 86 – 93.
72. Shraiber A. A. Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces / A. A. Shraiber, A. M. Podvysotsky, V. V. Dubrovsky // Atomization and sprays. – 1996. – Vol. 6, No. 6. – P. 667 – 692.
73. Пирумов У. Г. Расчет течения в сопле Лавалья / У. Г. Пирумов // Изв. АН СССР. Мех. жидкости и газа. – 1967. – № 5. – С. 10 – 22.
74. Кузнецов Н. В. Тепловой расчет котельных агрегатов (Нормативный метод) 2-е издание, перераб. / Н. В. Кузнецов и др. – М.: Энергия, 1973. – 296 с.: ил.
75. Пирумов У. Г. Течение газа в соплах / У. Г. Пирумов, Г. С. Рослеков. – М.: Изд-во Моск. Унив., 1978. – 352 с.
76. Дубровский В. В. Повышение охлаждающей способности градирни за счет увеличения поверхности охлаждения при распыливании воды центробежными форсунками / В. В. Дубровский, А. М. Подвысоцкий, А. И. Баштовой // Проблемы загальної енергетики. – 2006. – № 14. – С. 52 – 56.
77. Шрайбер О. А. Вплив нерівномірності розподілу щільності зрошування на охолодження циркуляційної води у краплинній градирні / О. А. Шрайбер, В. В. Дубровський, О. М. Підвисоцький, В. Б. Редькін // Проблеми загальної енергетики. – 2012. – вип. 1 (28). – С. 42 – 47.
78. Развитие теории тепло массообмену в гетерогенных средах та розробка методів оптимізації енергетичних технологій із двофазовим робочим тілом / О. А. Шрайбер, В. В. Дубровський, О. М. Підвисоцький та ін. // Звіт ІЗЕ НАН України. – Київ, 2006. – 141 с. – № держ. реєстр. 0104U003263.
79. Федінчик І. В. Вплив режимних параметрів на ефективність мокрої очистки димових газів від частинок золи / І. В. Федінчик // Проблеми загальної енергетики. – 2013. – Вип. 1 (32). – С. 50 – 54.

80. Федінчик І. В. Числове дослідження особливостей мокрої очистки газів у скрубєрі Вентурі / І. В. Федінчик // Проблеми загальної енергетики. – 2014. – Вип. 2 (37). – С. 59 – 64.
81. Box G. E. P. On the experimental attainment of optimal conditions / G. E. P. Box, K. M Wilson // J. Roy. Stat. Soc. – 1951. – Ser. B, V. 13, No. 1. – P. 1 – 45.
82. Налимов В. В. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов / В. В. Налимов, Н. А Чернова. – М.: Наука, 1965. – 340 с.
83. Налимов В. В. Теория эксперимента / В. В. Налимов. – М.: Наука, 1971. – 208 с.
84. Веников В. А. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики) / В. А. Веников, Г. В. Веников. – М.: Высшая школа, 1984. – 439 с.
85. Шрайбер О. А. Оптимізація режиму охолодження циркуляційної води у бризкальних градирнях / О. А. Шрайбер, В. В. Дубровський, О. М. Підвисоцький, К. О. Шрайбер // Проблеми загальної енергетики. – 2007. – № 16. – С. 81 – 86.
86. Вольчин І. Перспективи впровадження чистих вугільних технологій в енергетику України / І. Вольчин, Н. Дунаєвська, Л. Гапонич та ін. – К.: ГНОЗІС, 2012. – 308 с.

ДОДАТОК А

ФЕДЕРАЛЬНОЕ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ВЫСОКИХ
ТЕМПЕРАТУР
РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ВЫСОКИХ
ТЕМПЕРАТУР

125412, Москва
ул. Пятерская, 13, стр. 2
Телефон: (495) 485-83-45
Факс: (495) 485-99-27

23.03.2015 № 11402 - 2 6.4 - 6.7-1.1

На №

Институт общей энергетики
Национальной академии наук Украины
ул. Антоновича (Горького), д. 172
г. Киев, Украина, 03680

Шрайберу А.А.

Справка об использовании результатов научной работы

Сотрудниками Института общей энергетики Национальной академии наук Украины проф. А.А. Шрайбером и аспиранткой И.В. Фединчик в рамках совместного проекта с Объединенным институтом высоких температур РАН «Разработка теории переноса в многофазных полидисперсных потоках применительно к задачам совершенствования и оптимизации рабочих процессов в энергетических установках» была разработана новая математическая модель трехфазного полидисперсного турбулентного течения с сильным взаимодействием (коагуляцией и дроблением) частиц, а также соответствующий программный комплекс. Комплекс используется в Объединенном институте высоких температур РАН для анализа работы аппаратов для очистки промышленных газов от пыли.

Зам. директора
д.т.н.



В.А. Зейгарник

научн. сотрудник, к.ф.-м.н.
М.В. Прогасов, +74954859277



Національна академія наук України
ІНСТИТУТ ВУГІЛЬНИХ ЕНЕРГОТЕХНОЛОГІЙ
(ІВЕ)

код ЄДРПОУ – 21609277

вул. Андріївська, 19, Київ, 04070, Україна

Тел.: (044) 425-5068

Факс: (044) 537-2241

E-mail: ceti@i.kiev.ua

№ 235/05/1- 65

від 18.02.2016

«ЗАТВЕРДЖУЮ»

В.о. директора Інституту вугільних
енерготехнологій НАН України



к.т.н.  Н.І. Дунаєвська

ДОВІДКА

про використання програм для комп'ютера

Ця довідка підтверджує, що розроблені в Інституті загальної енергетики НАН України комп'ютерні програми для розрахунку імпульсу, маси та енергії у трифазових полідисперсних потоках використовуються в Інституті вугільних енерготехнологій НАН України для аналізу особливостей робочого процесу у порожнистих скруберах та золовловлювачах із трубами Вентурі.

Зав. лабораторії екологічних

проблем енергетики

д.т.н.



І.А. Вольчин