

УДК 533.7:536.423

ТЕЧЕНИЕ ПАРА ПРИ НАЛИЧИИ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ-КОНДЕНСАЦИИ НА ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦАХ

А. П. Крюков, В. Ю. Левашов, И. Н. Шишкова

Московский энергетический институт, 111250 Москва

Рассматриваются сильнонеравновесные течения пара (газа) в области, заполненной твердыми частицами, с учетом изменения размеров частиц пыли в результате испарения и конденсации на их поверхностях. Используется метод прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана с учетом процедуры трансформации функции распределения молекул газа в результате их взаимодействия с пылинками.

Ключевые слова: запыленный поток, течение пара, конденсация, испарение, численный расчет.

Введение. В последние годы возникла потребность в разработке для ряда областей техники методов описания газовых потоков с частицами размерами от сотен ангстрем до десятков и сотен микрометров. Развитие кинетического подхода, основанного на уравнении Больцмана, для описания гомогенной и гетерогенной конденсации пара или парогазовой смеси в присутствии частиц пыли, капель и кластеров является новым направлением в этой области. Кинетическое уравнение Больцмана обладает теоретической строгостью, а описание движения и взаимодействия молекул газа или пара между собой, осуществляемое на его основе, корректно и адекватно физическому процессу.

Основная особенность описания сильнонеравновесных течений газопылевых смесей по сравнению с аналогичными молекулярно-кинетическими задачами состоит в присутствии частиц пыли и центров конденсации в объеме пара или парогазовой смеси, при этом размеры и массы этих частиц могут на несколько порядков превосходить размеры и массы молекул. Поэтому при описании взаимодействия между молекулами и центрами конденсации или пылинками нельзя использовать интеграл столкновений Больцмана, записанный для парного взаимодействия молекул газа.

Известны подходы, где присутствующие в газе твердые частицы рассматриваются как макроскопические тела по сравнению с молекулами и решается задача обтекания такого тела газом. Область применения такого метода ограничена, поскольку он описывает единичную твердую частицу и не учитывает коллективного влияния пыли на течение газа. В случае, когда концентрация твердых частиц достаточно велика, учет статистических эффектов становится принципиальным.

В последние годы разработан метод описания смесей газ — твердые частицы [1], основанный на вычислении потенциала для частицы пыли как суммы потенциалов составляющих ее молекул и подстановке этого потенциала в интеграл столкновений. Такой подход позволяет решить ряд практически важных задач и описать диффузию пылинок диаметром в несколько сот ангстрем. Использование интеграла столкновений в его обыч-

ной форме предполагает, что среда достаточно разрежена и столкновения газ — твердая частица являются парными, что несколько сужает область применения этого метода.

Для описания течения газа в присутствии твердой фазы существует ряд методов, обладающих теоретической строгостью, но не позволяющих решить конкретную задачу из-за своей сложности и громоздкости. Так, в работе [2] авторы развивают кинетический подход к описанию течений смеси газа с твердыми частицами. Однако решения конкретных задач в работе не были получены вследствие исключительной сложности численной реализации. В работе [3] предложен другой подход. На основании метода Монте-Карло проведен расчет массопереноса при фильтрации вещества через слой высокопористого тела с учетом возможного поглощения молекул газа при столкновении с его поверхностью, однако изменение геометрических параметров пористой среды в результате испарения-конденсации не рассматривается. В работе [4] изучается течение газа, которое возникает при сверхзвуковом обтекании цилиндра в результате попадания из натекающего потока в ударный слой частиц дисперсной примеси. Влияние примеси описывается дополнительными слагаемыми в уравнениях Навье — Стокса.

Авторы настоящей работы предлагают подход, основанный на прямом численном решении кинетического уравнения Больцмана, учитывающий взаимодействие газа с твердыми частицами, а также межмолекулярные столкновения [5]. Поскольку центры конденсации достаточно велики, столкновения молекул с ними можно описать как взаимодействие молекул с телом больших размеров (в частности, с его поверхностью), используя различные модели отражения молекул газа. В то же время распределенная в поле течения пыль представляет собой микроскопические частицы диаметром $10^{-7} \div 10^{-5}$ м, а их концентрация в большинстве практически важных задач достаточна для того, чтобы вести описание на уровне функции распределения. Следовательно, для изучения неравновесных процессов с их участием необходимо и возможно использовать методы молекулярно-кинетической теории. Описание взаимодействия позволяет учесть процесс конденсации газа на поверхностях твердых частиц, увеличение толщины слоя осадка и как следствие изменение во времени сечений столкновений пылинок, капель или кластеров.

Математическое описание. Система кинетических уравнений Больцмана для описания течений двухкомпонентных смесей в общем виде записывается следующим образом:

$$\frac{\partial f_g}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f_g}{\partial x} = J_{gg} + J_{gp}, \quad \frac{\partial f_p}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f_p}{\partial x} = J_{pp} + J_{pg}, \quad (1)$$

где x — координата; t — время; f_g, f_p — функции распределения молекул газа и пылевых частиц по скоростям; ξ_x — x -компонента вектора скорости ξ ; J_{gg} и J_{pp} — интегралы столкновений, описывающие взаимодействие частиц одного компонента; J_{gp} и J_{pg} — интегралы столкновений, описывающие взаимодействие различных компонентов.

В записи выражения для интеграла столкновения используются обозначения, предложенные М. Н. Коганом [6]:

$$J = \int_{\Omega} \dots \int_{\Omega} (f' f'_1 - f f_1) |\xi - \xi_1| d\Omega, \quad d\Omega = db d\varepsilon d\xi_1. \quad (2)$$

Здесь ξ и ξ_1 — скорости молекул до столкновения; $f \equiv f(\xi)$ и $f_1 \equiv f(\xi_1)$ — функции распределения молекул по скоростям; $f' \equiv f(\xi')$, $f'_1 \equiv f(\xi'_1)$ (ξ' и ξ'_1 — скорости молекул после столкновения); b — прицельное расстояние; ε — угловой параметр столкновения. По мере увеличения отношения масс и размеров частиц компонентов смеси возрастают сложности решения системы (1).

Трудность совместного решения уравнений (1) связана прежде всего с присутствием в системе четырех интегралов столкновений, причем два из них являются перекрестными, т. е. описывают взаимодействие различных компонентов смеси.

Когда масса твердой частицы много больше молекулярной, скорость движения твердых частиц мала по сравнению с тепловой скоростью молекул. Например, при отношении масс $10^4 \div 10^{10}$ различие средних скоростей составит $10^2 \div 10^5$, поэтому движение пыли почти незаметно на фоне движения газа. Однако следует заметить, что если функция распределения пыли изменится (в результате столкновений пыли с пылью), газ достаточно быстро “подстроится” под “новые” параметры пыли. Этот факт позволяет для расчета течений газопылевых смесей на каждом шаге по времени независимо рассчитывать функцию распределения пыли, а затем эти новые пылевые параметры учитывать при расчете функции распределения газа. Таким образом, в определенных случаях можно решать не систему уравнений (1), а два независимых уравнения: одно для газа, с учетом изменения его функции распределения при взаимодействии с твердыми частицами, другое для пыли.

Если при решении задачи основной интерес представляет течение газа при конкретных параметрах пыли (например, моделирование течений через пористые среды), то в случае течения газопылевой смеси с существенно различающимися массами компонентов можно использовать только одно из уравнений (1), описывающее течение газа. При этом многократный интеграл J_{gp} заменяется процедурой преобразования функции распределения, разработанной авторами.

Метод решения. В настоящей работе изучение процессов течения газовых смесей в присутствии центров конденсации базируется на кинетическом уравнении Больцмана, которое в одномерной нестационарной постановке имеет вид

$$\frac{\partial f_g}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f_g}{\partial x} = J_{gg} + J_{gp}. \quad (3)$$

Поскольку смесь состоит из частиц различных размеров, нахождение J_{gp} сопряжено с большими трудностями. Чтобы их избежать, столкновения молекул с центрами конденсации можно описать как взаимодействие молекул с телом больших размеров (в частности, с его поверхностью), используя различные модели отражения молекул газа. В результате решения (3) находится функция распределения молекул по скоростям. Макропараметры (плотность, температура, давление, потоки массы, энергии и другие моменты функции распределения) определяются интегрированием по трехмерному скоростному пространству:

$$n = \int f d\xi, \quad u = \frac{1}{n} \int \xi f d\xi, \quad j = m \int \xi f d\xi, \quad \frac{3}{2} nkT = \frac{1}{2} m \int (\xi - u)^2 f d\xi.$$

Здесь n — концентрация молекул газа; T — температура; k — постоянная Больцмана; m — масса молекулы.

При решении кинетического уравнения Больцмана (3) используется численная процедура [7], которая включает консервативную конечно-разностную аппроксимацию дифференциальной части уравнения и специальные формулы Коробова для вычисления пятикратного интеграла столкновений газ — газ с удовлетворительной точностью. В рамках дискретной модели предполагается, что значения скоростей молекул определяются фиксированной скоростной сеткой. Основное уравнение заменяется системой большого числа (порядка нескольких сотен или тысяч) конечно-разностных уравнений с нелинейной правой частью.

Основные этапы используемого алгоритма следующие:

1. Движение без столкновений:

$$\frac{\Delta f^k}{\Delta t} + \xi_x^k \frac{\Delta f^k}{\Delta x} = 0.$$

2. Пространственно однородная релаксация газ — газ:

$$\frac{\Delta f^k}{\Delta t} = J_{gg}^k.$$

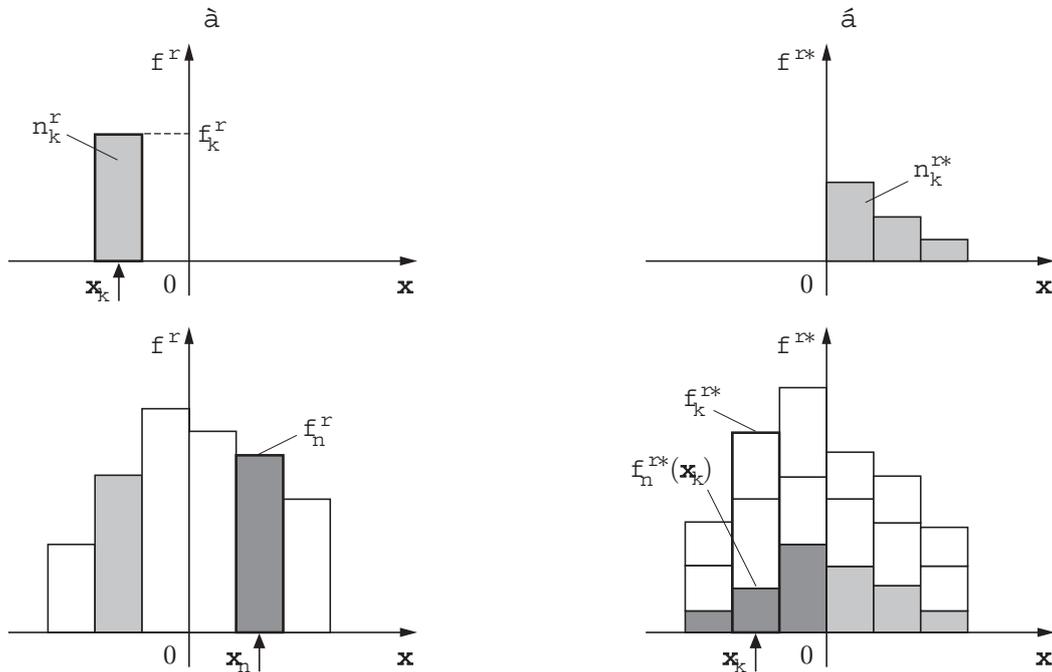


Рис. 1. Преобразование функции распределения при взаимодействии газ — пыль:
 а — до взаимодействия; б — после взаимодействия

Этапы 1 и 2 составляют основу метода прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана [7].

3. Преобразование функции распределения молекул газа по скоростям в результате их взаимодействия с поверхностями твердых частиц.

4. Вычисление макропараметров.

Вычисление изменения функции распределения для газа в результате его взаимодействия с пылью — центральный момент предлагаемого подхода.

Процесс трансформации функции распределения молекул газа по скоростям представлен на рис. 1. Методика преобразования этой функции сводится к следующему. В рамках дискретной модели предполагается, что скорости молекул ξ_k определяются фиксированной скоростной сеткой. За конечный промежуток времени Δt с твердой частицей столкнется только часть n^r всех молекул газа n . Таким образом, функция распределения молекул по скоростям f_k будет складываться из неизменной части f_k^n , соответствующей молекулам, которые не успеют провзаимодействовать с твердыми частицами, и части f_k^r , трансформирующейся в результате столкновения (индекс k означает k -ю точку скоростной сетки):

$$f_k = f_k^n + f_k^r.$$

Количество молекул газа в единице объема, столкнувшихся с пылинками в течение времени Δt , определяется выражением

$$n_k^r = N_p n_k \pi D_*^2 g \Delta t / 4. \quad (4)$$

Здесь $D_* = D_p + d$ (D_p — диаметр твердой частицы); d — диаметр молекулы газа; g — модуль относительной скорости движения твердых частиц и молекул газа; N_p — концентрация твердых частиц; $n_k = f_k \Delta \xi^3$ — концентрация молекул газа, обладающих скоростью ξ_k .

Из выражения (4) для количества молекул, столкнувшихся с пылинками в течение времени Δt , можно определить функцию распределения f_k^r .

При взаимодействии с поверхностью твердого тела происходит рассеивание молекул согласно принятой модели, например диффузной. Молекулы, имевшие до взаимодействия одинаковую скорость ξ_k , после столкновения приобретут различные скорости в соответствии с максвелловским распределением. Плотность отраженных молекул газа n_{ref}^k определяется из условия непротекания. В случае, если коэффициент конденсации β равен нулю, т. е. $\beta = 0$,

$$n_{ref}^k = n_r^k |\xi_k| / \sqrt{RT_p / (2\pi)},$$

где T_p — температура пылевой частицы. Когда $\beta \neq 0$, плотность отраженных молекул находится с учетом конденсации:

$$n_{ref}^k = (1 - \beta) n_r^k |\xi_k| / \sqrt{RT_p / (2\pi)}.$$

Коэффициент конденсации определяется следующим образом:

$$\beta = (j_{inc} - j_{ref}) / j_{inc},$$

где j_{inc} и j_{ref} — падающий на поверхность частицы удельный поток массы и отраженный поток соответственно.

Аналогичная процедура должна быть выполнена для каждой точки ξ_k скоростной сетки.

Функция распределения по скоростям для газовых молекул после столкновения с твердыми частицами f_k^{r*} находится в результате суммирования по всем значениям отраженных функций $f^*(\xi_n)$ для всех скоростных точек ξ_n :

$$f_k^{r*} = \sum_{n=1}^M f_n^{r*}(\xi_k), \quad (5)$$

где M — общее число точек скоростной сетки. Выражение (5) показывает, что каждая группа молекул со скоростью перед столкновением ξ_n дает свой вклад в определение функции распределения f_k^{r*} после столкновения.

Определяя по приведенному выше алгоритму f_k^{r*} , можно найти функцию распределения молекул газа по скоростям после столкновений с твердыми частицами:

$$f_k^* = f_k^n + f_k^{r*}.$$

Повторяя эту процедуру для всех скоростных точек, можно найти функцию распределения во всем фазовом пространстве.

Далее предложенный подход обобщается на случай, когда размеры частиц изменяются, причем это изменение зависит от количества газовых молекул, попавших на пылинку, которое определяется в ходе решения.

Если коэффициент конденсации $\beta \neq 0$, то увеличение размеров твердых частиц из-за конденсации молекул газа (пара) может оказаться существенным, что должно быть учтено при описании взаимодействия газ — пыль. При этом диаметр пылинки зависит от времени и определяется следующим образом:

$$D_p(t) = 2\{3(V + \sigma V_m) / (4\pi)\}^{1/3}. \quad (6)$$

Здесь V_m — объем молекул, сконденсировавшихся на поверхности твердой частицы за время Δt ; V — объем пылинки на предыдущем шаге, т. е. в промежутке времени $t - \Delta t$; σ — величина, характеризующая рыхлость конденсата. Таким образом, в выражение (4) должно подставляться $D_* = D_p(t) + d$ на каждом временном шаге.

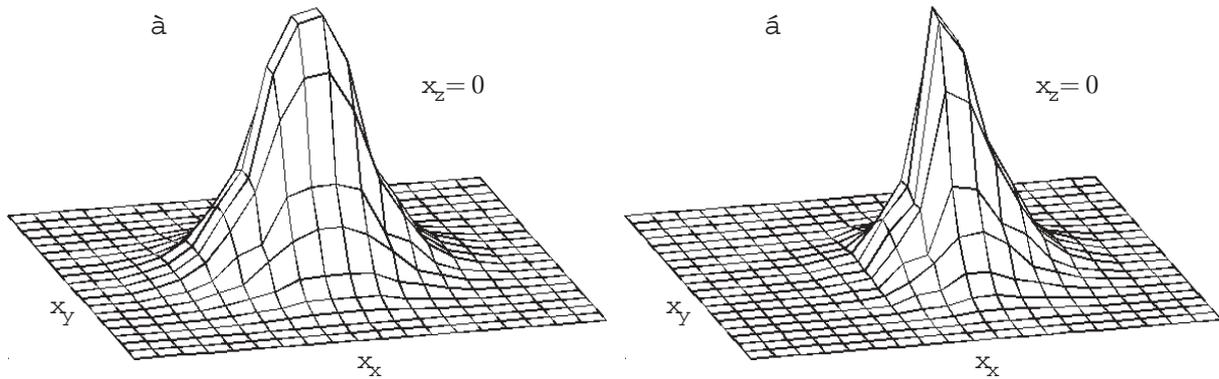


Рис. 2. Примеры функции распределения молекул газа по скоростям вблизи границы раздела фаз:

a — внутри пористого тела; *b* — в газовой среде

Предлагаемый подход был протестирован на задачах о течении газа через пористые среды [8, 9]. Для моделирования пористого тела использовалась известная модель “пылевого газа”, рассматривались частицы сферической и цилиндрической форм. Полученные значения проницаемости сравнивались с доступными экспериментальными данными [10]. На рис. 2 показаны примеры трехмерного сечения функции распределения газа в разных точках расчетной области. Видно, что функция является неравновесной даже в случае медленной диффузии газа сквозь пористую среду, поэтому применение молекулярно-кинетического подхода к решению такого рода задач оправданно.

Задача о течении газа сквозь запыленную область при наличии испарения-конденсации на твердых частицах. Схема задачи представлена на рис. 3. В расчетную область через поверхность $x = 0$ поступает азот (молекулярная масса 28, диаметр молекул $d = 3,7 \text{ \AA}$). Функция распределения по скоростям для входящего газа задается в виде полумаксвеллиана с базовой температурой $T_0 = 78 \text{ K}$, концентрацией $n_0 = 1,0 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ и нулевой переносной скоростью. В начальный момент времени ($t = 0$) числовая плотность молекул азота в исследуемой области составляет $1,0 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$. На границе $x = 5$ происходит полная конденсация молекул. Для описания столкновений молекул азота друг с другом в работе принята модель твердых сфер. Предполагается также, что внутренние степени не возбуждены.

Неподвижные твердые частицы (центры конденсации) равномерно распределены в исследуемом объеме. Их концентрация $N_p = 0,0001n_0$, при этом среднее расстояние между ними $r \approx 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Диаметр частиц в начальный момент времени $D_p = 93,8 \text{ \AA}$. Таким образом, отношение $\lambda_0/D_p \approx 1,7$. На эволюцию во времени плотности газа и размера твердых частиц влияют два противоположных процесса: испарение и конденсация, которые протекают на их поверхностях. В данном расчете коэффициент конденсации $\beta = 1$. Таким образом, считалось, что молекулы азота, упавшие на поверхность частицы, осаждаются на ней, в результате чего образуется слой осадка и диаметр пылинки изменяется. В то же время существует поток молекул, испаряющихся с ее поверхности.

При низкой интенсивности испарения может преобладать увеличение диаметров твердых частиц, при высокой — уменьшение. Процесс испарения характеризуется плотностью испаряющихся частиц $\tilde{n}_s = n_s/n_0$, определяемой по кривой насыщения в зависимости от температуры межфазной границы, в данном случае поверхности пылинки. Функция распределения испаряющихся частиц задается в виде полумаксвеллиана с плотностью \tilde{n}_s , температурой поверхности $\tilde{T}_s = T_s/T_0$ и нулевой переносной скоростью. В проведенных

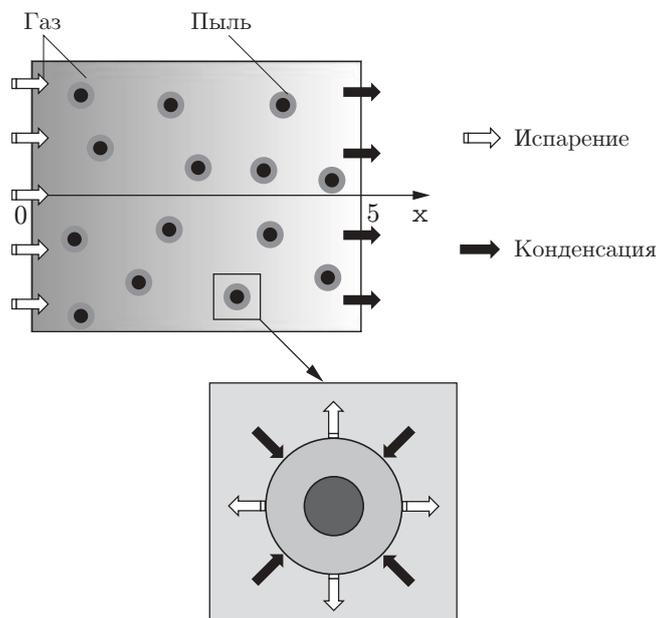


Рис. 3. Схема задачи

расчетах $\tilde{n}_s = 0,1 \div 1,0$, что соответствует интервалу температур поверхности частицы $\tilde{T}_s \approx 0,8 \div 1,0$.

Задача является нестационарной. Размеры твердых частиц изменяются во времени, изменяется и функция распределения отраженных молекул газа.

Результаты решения. Как показывают результаты расчетов, присутствие твердых частиц в исследуемой области существенно влияет на течение газа. Еще более значимым их взаимодействие с молекулами становится в случае, когда на поверхности пылинок происходит испарение-конденсация. Два противоположно направленных процесса — рост слоя осадка и уход частиц с поверхности — делают сечения столкновений твердых частиц переменными во времени. Их увеличение приводит к тому, что вероятность осаждения молекул газа на центрах конденсации возрастает. Вместе с тем площадь поверхностей пылинок становится больше, и как следствие усиливается поток массы испаряющихся частиц, направленный в окружающее пространство.

Следует отметить, что основная цель настоящей работы состояла в изучении особенностей течений пара, взаимодействующего с пылью, в случае, когда размеры центров конденсации существенно изменяются. При этом рассматривались твердые частицы, размеры которых достигали сотен ангстрем, а толщина слоя осадка соизмерима с D_p .

На рис. 4 показаны зависимости диаметров твердых частиц от координаты при различной плотности испаряющихся молекул \tilde{n}_s ($\beta = 1$) в случае установившегося течения газа, т. е. для стационарного решения (здесь $\lambda_0 = 1,6 \cdot 10^{-8}$ м — средняя длина свободного пробега при $T = T_0$). Условные изображения твердых частиц на этом рисунке иллюстрируют относительные толщины слоя осадка на поверхностях пылинок. Видно, что диаметр центров конденсации значительно изменяется вдоль оси x . Так, вблизи левой поверхности, через которую газ поступает в исследуемую область, размеры частиц больше, чем вблизи правой границы, где газ более разрежен. Например, при плотности испаряющихся частиц $\tilde{n}_s = 0,1$ диаметры пылинок изменяются почти в два раза (сечения столкновений, соответственно, в четыре раза). С увеличением интенсивности испарения ($\tilde{n}_s = 0,5$) при $x > 2,8\lambda_0$ поток конденсирующихся молекул перестает компенсировать поток испаряющихся из-за недостаточной плотности газа в этой области. На пылинках перестает обра-

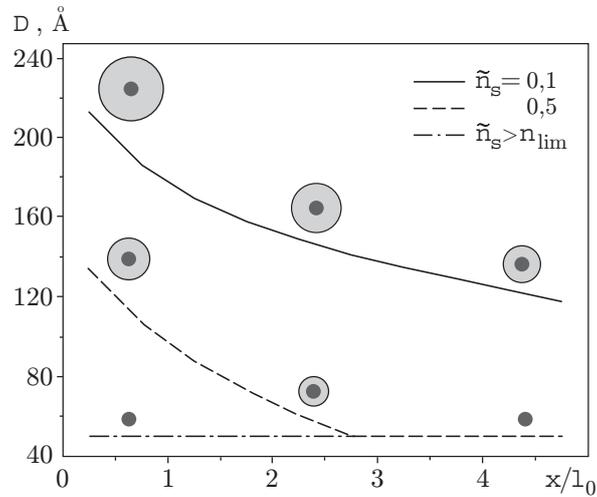


Рис. 4. Зависимость диаметра твердых частиц от координаты

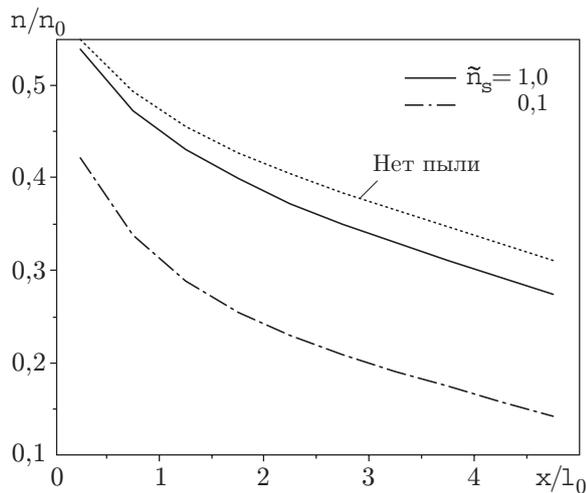


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость концентрации пара (газа) от координаты

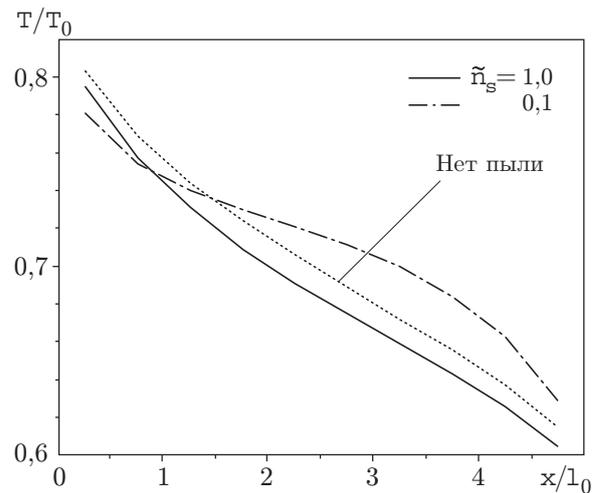


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость температуры пара (газа) от координаты

зовываться слой осадка. Следует заметить, что минимальный диаметр твердой частицы, принятый в работе, составляет 50 \AA . Проведенные расчеты показали, что существует некоторое предельное значение плотности испаряющихся частиц \tilde{n}_{lim} ; при $\tilde{n}_s > \tilde{n}_{\text{lim}}$ увеличение диаметра пылинки оказывается невозможным во всей исследуемой области, так как унос вещества, обусловленный испарением, превалирует над поступлением массы в процессе конденсации. Для принятых в данной работе параметров задачи предельная величина плотности испаряющихся молекул $\tilde{n}_{\text{lim}} \approx 0,65$.

На рис. 5 и 6 представлены зависимости концентрации и температуры газа от координаты в стационарном случае, а также для сравнения даны результаты расчетов для течения пара без взаимодействия с пылью. При $\tilde{n}_s = 1,0$ кривая $n(x)/n_0$ идет значительно выше, чем при $\tilde{n}_s = 0,1$. Такое поведение концентрации может быть объяснено тем, что в случае $\tilde{n}_s = 1,0$ слой осадка и размеры центров конденсации меньше, так как ин-

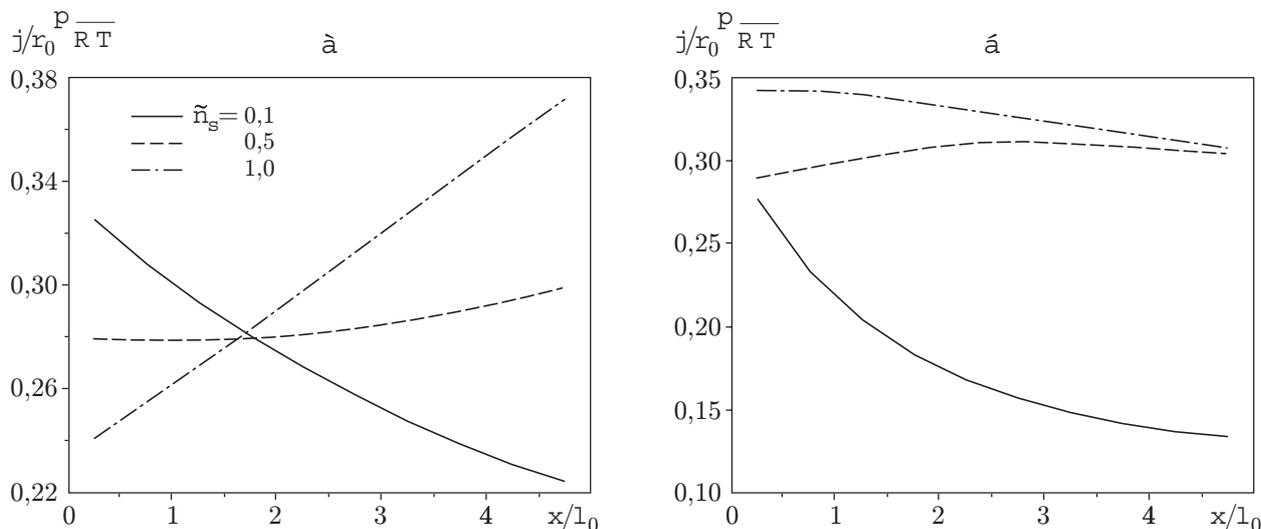


Рис. 7. Изменение плотности потока массы пара вдоль координаты:
a — на начальной стадии процесса; *б* — стационарное решение

тенсивность испарения выше. В отсутствие пыли плотность пара в расчетной области существенно выше соответствующих значений для $\tilde{n}_s = 0,1$. В последнем случае сказывается сильное “откачивающее” влияние конденсации на пылинках.

В отличие от концентрации, температура не так сильно зависит от интенсивности испарения на твердых частицах. Кривые $T(x)/T_0$ для $\tilde{n}_s = 0,1$ и $\tilde{n}_s = 1,0$ отличаются скорее качественно, чем количественно (рис. 6).

На рис. 7 показаны плотности потоков массы в зависимости от координаты. Характер кривых $\tilde{j}(x) = j/(\rho_0\sqrt{RT})$ определяется совместным действием трех основных факторов: 1) испарением молекул с поверхностей твердых частиц; 2) конденсацией на пылинках; 3) сопротивлением системы частиц направленному потоку газа. Из рис. 7, *a* видно, что на ранней стадии процесса при $\tilde{n}_s = 1,0$ плотность потока массы возрастает вдоль оси x от примерно 0,24 до 0,37. Это объясняется тем, что при столь интенсивном испарении к потоку газа, входящему в область, добавляются молекулы, покидающие поверхность твердых частиц. Обратная ситуация имеет место при $\tilde{n}_s = 0,1$, когда преобладает конденсация, и плотность потока массы уменьшается. В случае малой плотности испаряющихся молекул основная тенденция сохраняется и при достижении стационарного состояния. При $\tilde{n}_s = 1,0$ формируется установившееся течение, для которого значение $\tilde{j}(x)$ изменяется от 0,3 до 0,35. Случай $\tilde{n}_s = 0,5$ характерен тем, что процессы испарения и конденсации практически сбалансированы в течение всего времени во всей области течения.

Заключение. Предложена методика расчета течений пара через запыленную область при наличии процессов испарения-конденсации на пылинках.

Присутствие в расчетной области пылевых частиц существенно влияет на характер течения.

В рассмотренной задаче размеры пылевых частиц изменяются в результате двух противоположно направленных процессов — испарения и конденсации. Существует предельная интенсивность испарения, при которой рост частиц невозможен, поскольку все конденсирующееся на поверхности вещество сразу же испаряется.

Материалы статьи были представлены на Всероссийском семинаре “Кинетическая теория и динамика разреженных газов” (Новосибирск, 2–7 декабря 2002 г.), посвященном 130-летию со дня опубликования уравнения Больцмана.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рудяк В. Я., Краснолуцкий С. Л.** Диффузия наночастиц в разреженном газе // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72, вып. 7. С. 13–20.
2. **Богданов А. В., Горбачев Ю. Е., Дубровский Г. В. и др.** К кинетической теории смеси газа с твердыми частицами. Л., 1985. (Препр. / АН СССР. Физ.-техн. ин-т; № 941).
3. **Броверман Е., Павлюкевич Н. В., Розин С., Ронен И.** Истечение разреженного газа в вакуум через неоднородный пористый слой // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74, № 6. С. 88–93.
4. **Волков А. Н., Семенов В. В.** Воздействие облака твердой дисперсной примеси на течение вязкого газа в ударном слое при поперечном обтекании цилиндра // Тр. XIII школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. академика А. И. Леонтьева, Санкт-Петербург, 20–25 мая 2001 г. М.: Изд-во Моск. энерг. ин-та, 2001. С. 58–61.
5. **Крюков А. П., Левашов В. Ю., Шишкова И. Н.** Исследование течений газопылевой смеси методами молекулярно-кинетической теории // Инж.-физ. журн. 2002. Т. 75, № 4. С. 12–17.
6. **Коган М. Н.** Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967.
7. **Аристов В. В., Черемисин Ф. Г.** Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычисл. центр РАН, 1992.
8. **Крюков А. П., Левашов В. Ю., Шишкова И. Н.** Анализ течения разреженного газа через слой пористого тела на основе прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74, № 2. С. 25–28.
9. **Kryukov A. P., Levashov V. Yu., Shishkova I. N.** Numerical analysis of strong evaporation-condensation through porous matter // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2001. V. 44, N 21. P. 4119–4125.
10. **Fott P., Petrini G.** Determination of transport parameters of porous catalysts from permeation measurements // Appl. Catalysis. 1982. V. 2. P. 367–378.

*Поступила в редакцию 12/II 2003 г.,
в окончательном варианте — 18/VI 2003 г.*
