

## О ВЛИЯНИИ ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ НА СТРУКТУРУ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ

*В. Г. Калмыков*

*(Москва)*

Приводятся результаты экспериментального исследования дисперсного потока при отрицательных градиентах давления. Измерения проведены при помощи оптического время-пролетного метода в водном канале. В качестве твердой фазы использовались полистироловые шарики. Получены осредненные и пульсационные характеристики дисперсного потока в пристеночной области и ядре потока. Показано, что при нулевом градиенте давления влияние твердой фазы проявляется в уменьшении уровня турбулентности и увеличении вязкого подслоя и как следствие в уменьшении коэффициента трения. При отрицательном градиенте давления твердая фаза порождает мелкомасштабные вихри, уменьшает вязкий подслей и коэффициент поверхностного трения увеличивается.

**Введение.** Известно, что наличие более плотных частиц взвеси существенно влияет на структуру турбулентных потоков. В некоторых случаях введение твердой фазы приводило к снижению гидродинамического сопротивления, а в других случаях — к увеличению. Литература по этому вопросу приведена в работе [1]. В основном изучение дисперсных потоков касалось случая течения с нулевым градиентом давления. Однако при течениях дисперсных и многофазных потоков в соплах, межлопаточных каналах турбин и насосов и других технических устройств образуется пограничный слой при больших отрицательных градиентах давления. Интерес к таким потокам вполне закономерен, поскольку последний оказывает существенное влияние на процессы теплообмена, химические реакции и гидравлическое сопротивление. Для грамотного и обоснованного расчета таких процессов необходимо накопление экспериментальных данных о физической структуре таких потоков.

**1. Экспериментальный метод.** Экспериментальные исследования проводились на гидроустановке, которая представляет собой конструкцию, состоящую из двух баков открытого типа, соединенных трубой квадратного сечения из нержавеющей стали со стороной 40 мм. На расстоянии порядка 60 калибров от входного отверстия трубы располагался экспериментальный участок, выполненный из органического стекла. Внутренние поверхности экспериментального участка соединялись заподлицо с внутренними поверхностями стенок трубы. Для создания продольного отрицательного градиента давления в рабочем участке устанавливалась пластина из нержавеющей стали толщиной  $\Delta = 0,2$  мм и длиной  $L = 130$  мм, которая с помощью микрометрического винта создавала поджатие потока.

Измерения проведены при помощи оптического время-пролетного метода [2], который основан на регистрации времени пролета определенного расстояния — базы измерения частицами, взвешенными в исследуемой среде. Моменты прохождения частиц через границы базы, выделенной оптически в заданной области потока, регистрируются с помощью фотоэлектрической системы. В отличие от схемы, приведенной в [2], где для расшифровки сигнала использовались фотоснимки импульсов, в данной работе использовалась схема с двумя фотоумножителями и частотометром. Подсветка потока осуществлялась с помощью узкого луча света, который направлялся вдоль канала и мог перемещаться в поперечном

направлении. С помощью оптической системы изображение выделенной области фокусировалось на диафрагму с двумя параллельными щелями. Расстояние между щелями, высота щелей и масштаб увеличения оптической системы рассчитывались согласно рекомендациям работы [2]. Световые импульсы от каждой щели, разделенные призмой, поступали на фотоумножители. Полученные импульсы на выходе фотоумножителей, а также все шумы, пройдя усилители, поступали на вход дискриминатора. Если амплитуда импульса превышает уровень дискриминации, на выходе возникает прямоугольный импульс определенной амплитуды и длительности независимо от параметров импульса входных сигналов. Затем сигналы поступают на частотомер. Первый импульс включает частотомер, а второй выключает через время, соответствующее времени пролета частицей базы. Пространственное разрешение в направлении оси объектива определялось глубиной резкости объектива и шириной щели. Удаление частицы от плоскости наибольшей резкости приводит к расфокусировке ее изображения и уменьшению интенсивности падающего сквозь щели на фотоумножители светового потока, т. е. уменьшению амплитуды импульса на выходе фотоумножителя. Если амплитуда этого импульса становится меньше установленного уровня дискриминации, то частицы не регистрируются.

Для проверки метода были измерены профили средней скорости в канале для нескольких чисел Рейнольдса  $Re$ . Результаты измерений сопоставлялись со степенными распределениями скорости, где показатели степени  $n$  выбирались по измерениям И. Никурадзе [3]. Экспериментальные данные вполне удовлетворительно совпали со степенным распределением скорости в канале. Проведенные измерения средней скорости вблизи стенки дают возможность определить динамическую скорость по наклону профиля средней скорости

$$u_* = (\nu du/dy)^{1/2}.$$

Полученные таким образом значения динамической скорости сравнивались со значениями  $u_\tau$ , вычисленными с использованием закона сопротивления Блазиуса  $\lambda = 0,316 Re^{1/4}$  и выражения для касательного напряжения на стенке [3]  $\tau_0 = \lambda \bar{\rho} \bar{u}^2/8$ . Для измеренного профиля скорости при нулевом градиенте давления значения  $u_*$ , вычисленные по наклону профиля средней скорости, равны 1,50 см/с по сравнению со значением  $u_\tau = 1,475$  см/с, вычисленным по формуле Блазиуса.

В работе [4] показано, что вычисленная по наклону профиля вблизи стенки скорость  $u_*$  дает более правильное значение напряжения на стенке и что скорость  $u_*$  следует рассматривать как константу, которая приводит в соответствие экспериментальные данные с логарифмической частью закона Клаузера.

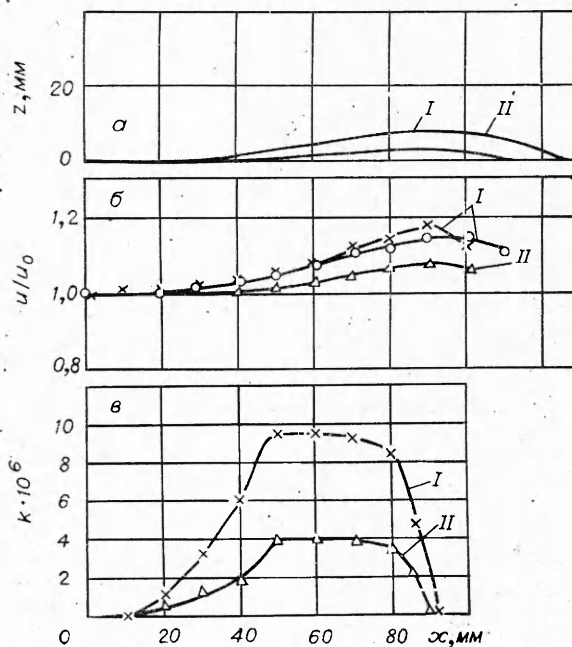
**2. Экспериментальные результаты.** Положение пластины для создания большого  $I$  и среднего  $II$  градиентов давления показано на фиг. 1, а, а на фиг. 1, б распределение средней скорости вдоль оси канала для соответствующего градиента давления (крестики — однофазный поток, кружки — дисперсный поток,  $\bar{d} = 0,82$  мм). В случае большого градиента давления при движении дисперсной среды наблюдается отставание твердой фазы от основного потока на конфузормом участке из-за инерционности частиц. До значения координаты  $x = 70$  мм различия в скоростях однофазного и дисперсного потоков не наблюдается. В качестве параметра градиента

давления использовалась величина

$$k = -\frac{\nu}{\rho u_1^3} \frac{dp}{dx} = \frac{\nu}{u_1^2} \frac{du_1}{dx},$$

которую можно измерить непосредственно из опыта.

Распределение параметра  $k$  вдоль исследуемого участка представлено на фиг. 1, в. Измерение профиля скорости по сечению канала проводилось в сечении  $x = 60$  мм от начала пластины. В пределах координаты  $x$  от 50 до 70 мм величина параметра  $k$  практически не меняется. Опыты для однофазного и дисперсного потоков проводились для трех значений параметра  $k = 0; 3,94 \cdot 10^{-6}$  и  $9,42 \times 10^{-6}$ . В качестве твердой фазы использовались полистироловые шарики с объемной концентрацией 0,2; 0,44% и двух различных диаметров. Меньший диаметр шариков находился в пределах  $0,2 < d_1 < 0,44$  мм при доверительной вероятности  $\alpha = 0,95$ ; средний диаметр  $\bar{d}_1 = 0,32$  мм. Большой размер шариков при той же доверительной



Фиг. 1

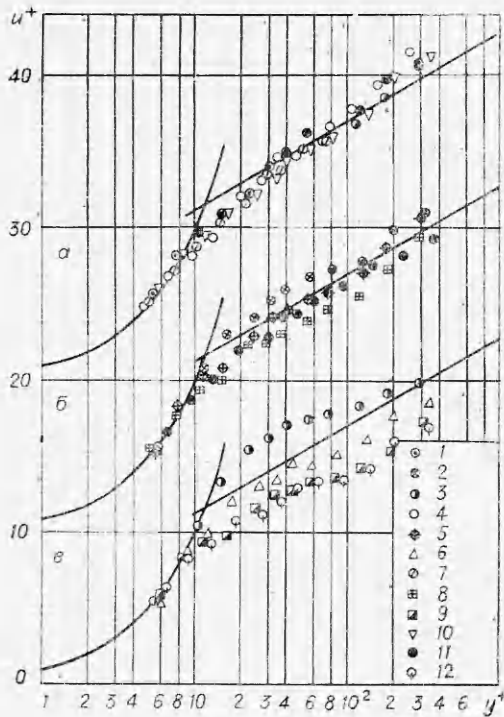
вероятности  $\alpha$  находился в пределах  $0,66 < d_2 < 0,98$  мм при  $\bar{d}_2 = 0,82$  мм. Коэффициент эффективной вязкости вычислялся по соотношению

$$\mu/\mu_0 = 1 + (5/2)c$$

(где  $c$  — объемная концентрация твердой фазы), справедливому для малых концентраций. Последний использовался для определения динамической скорости.

Измеренные значения средней скорости строились в безразмерных координатах  $u^+ = u/u_*$  и  $y^+ = yu_*/\nu$ . На фиг. 2, а — в представлены профили средней скорости соответственно для трех значений параметра  $k = 0; 3,94 \cdot 10^{-6}$  и  $9,42 \cdot 10^{-6}$ . Точки 1 — 3 соответствуют однофазному потоку; точки 4 — 6 — дисперсному потоку с  $\bar{d}_1 = 0,32$  мм и  $c = 0,2\%$ ; точки 7 — 9 — дисперсному потоку с  $\bar{d}_1 = 0,32$  мм и  $c = 0,44\%$ ; точки 10 — 12 — дисперсному потоку с  $\bar{d}_2 = 0,82$  мм и  $c = 0,2\%$ .

Составленные по эквивалентному диаметру сечения  $x = 60$  мм числа Рейнольдса равны соответственно 12500; 13000 и 11580. Рассмотрим случай движения однофазного и дисперсного потоков при нулевом градиенте давления  $k = 0$ . Как видно из рассмотрения результатов, представленных на фиг. 2, а, влияния диаметра частиц и концентрации на профиль скорости стенки не наблюдается. Некоторое отклонение распре-



Фиг. 2

и размера частиц на закон распределения скорости в канале. Закон дефекта скорости

$$(u_1 - u)/u_* = 5,75 \lg \delta/y$$

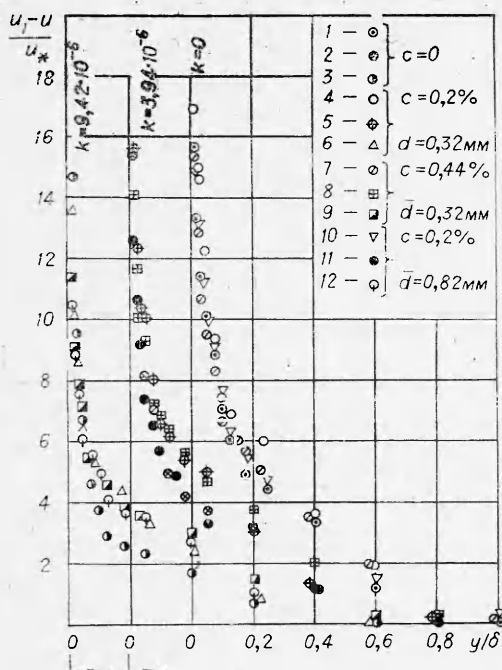
удовлетворительно представляет профиль скорости лишь во внешней части турбулентного пограничного слоя при значениях  $y/\delta > 0,5$ . Отклонение от этого закона в пристеночной области тем сильнее, чем меньше числа Рейнольдса. Уменьшение интенсивности турбулентности при введении твердой фазы подтверждается опытными данными, представленными на фиг. 4 (режим 1 — однофазный поток; 2 — дисперсный поток с  $c = 0,2\%$  и  $\bar{d} = 0,82$  мм; 3 — дисперсный поток с  $c = 0,44\%$  и  $\bar{d} = 0,32$  мм).

Анализ осциллограмм пульсаций скорости подтверждает вышесказанное о влиянии твердой фазы на характеристики турбулентного потока. На фиг. 5, а представлены осциллограммы пульсаций скорости на расстоянии  $y = 0,35$  мм от стенки для однофазного 1 и дисперсного 2 потоков при нулевом градиенте давления. Интервал времени между отметками 0,02 с. Видно, что влияние твердой фазы проявляется в уменьшении турбулентных пульсаций. В работе [5] была предложена качественная модель снижения гидравлического сопротивления турбулентных течений жидкости при введении в них малых концентраций взвешенной примеси. Показано, что в области малых концентраций эффект снижения гидравлического сопротивления возрастает с увеличением  $c$  и  $d$ .

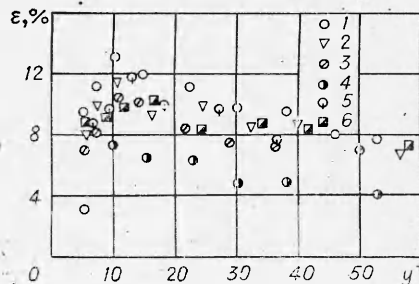
Рассмотрим теперь случай движения однофазного и дисперсного потоков при наличии продольного градиента давления. Известно, что при отрицательном градиенте давления вязкий подслой однофазного потока

деления скорости в центральной части трубы от закона Клаузе-ра  $u^+ = 5,75 \lg y^+ + 5,5$  — следствие того, что (в отличие от трубы) внешняя область турбулентного пограничного слоя граничит с набегающим на пластину потоком, имеющим очень малую по сравнению с самим слоем интенсивность турбулентности. Значения безразмерной скорости на оси канала  $u_1^+ = u_1/u_*$  для однофазного потока несколько ниже значений скорости  $u_1^+$  для дисперсного потока в результате незначительного снижения сопротивления при вводе твердой фазы. Напомним, что коэффициент поверхностного трения  $c_f = 2(u_1^+)^{-2}$ .

Для анализа структуры потока в центральной части канала построены профили дефекта скорости  $(u_1 - u)/u_*$  (фиг. 3). При  $k = 0$  также не наблюдается влияния концентрации



Фиг. 3



Фиг. 4

растет, а пульсации скорости в пограничном слое уменьшаются. При определенных условиях турбулентный пограничный слой может перейти в ламинарный. В наших опытах толщина вязкого подслоя  $y_p^+$  увеличивается от значения 6—7 до 14 при увеличении градиента давления  $k$  от 0 до  $9,42 \cdot 10^{-6}$  (см. фиг. 2, а, в). Однако, несмотря на наличие такого сильного отрицательного градиента давления,

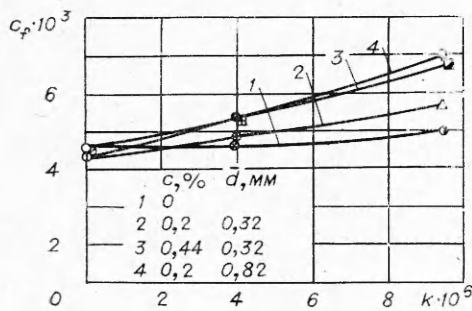
переход от турбулентного режима течения в ламинарный не происходил, очевидно, из-за сильной степени турбулентности основного потока, которая составляла  $\sim 4-5\%$ .

Уменьшение уровня турбулентных пульсаций видно из сравнения осциллограмм (фиг. 5, а, б, 1-1) и значений интенсивности турбулентности (фиг. 4, режимы 1 и 4).

Введение твердой фазы в турбулентный поток при наличии отрицательного градиента давления по-иному сказывается на его характеристиках, чем в случае с нулевым градиентом давления. Во-первых, наличие



Фиг. 5



Фиг. 6

частиц меньшего диаметра, поскольку более крупные частицы эффективнее проникают в вязкий подслоя.

За пределами вязкого подслоя влияние дисперсных частиц при наличии отрицательного градиента давления проявляется в сдвиге профиля средней скорости в полулогарифмических координатах и закон стенки может быть записан в виде

$$u^+ = (1/\kappa) \ln y^+ + c,$$

где  $c$  — постоянная интегрирования, зависящая от параметра  $k$ , диаметра и концентрации твердой фазы. Отклонение профиля средней скорости  $u^+ = f(y^+)$  в дисперсном потоке наблюдается в противоположную сторону, как в случае однофазного потока, и тем сильнее, чем больше концентрация и диаметр частиц.

Уменьшение скорости  $u_1^+$  на оси капала — следствие увеличения поверхностного трения. На фиг. 6 представлены значения коэффициента поверхностного трения для исследуемых режимов течения.

Наличие отрицательного градиента давления сказывается на деформации профиля дефекта скорости с одновременным расслоением профилей для однофазного и дисперсного потоков (см. фиг. 3). С увеличением градиента давления величина  $(u_1 - u)/u_*$  уменьшается для соответствующих координат.

Увеличение гидравлического сопротивления дисперсного потока по сравнению с однофазным при наличии отрицательного градиента отчасти можно объяснить тем, что твердые частицы в этом случае не только разрушают турбулентные моли, но и сами порождают мелкомасштабные вихри. Рассмотрение опытных данных по интенсивности турбулентности в сечении пограничного слоя (режимы 4—6) и осциллограмм пульсаций скорости вблизи стенки при координате  $y = 0,35$  мм, представленных на фиг. 5, б, подтверждают этот вывод.

На основании статистической обработки экспериментальных данных в данной работе подсчитано распределение плотности вероятности скорости в пограничном слое на различных расстояниях от стенки по формуле

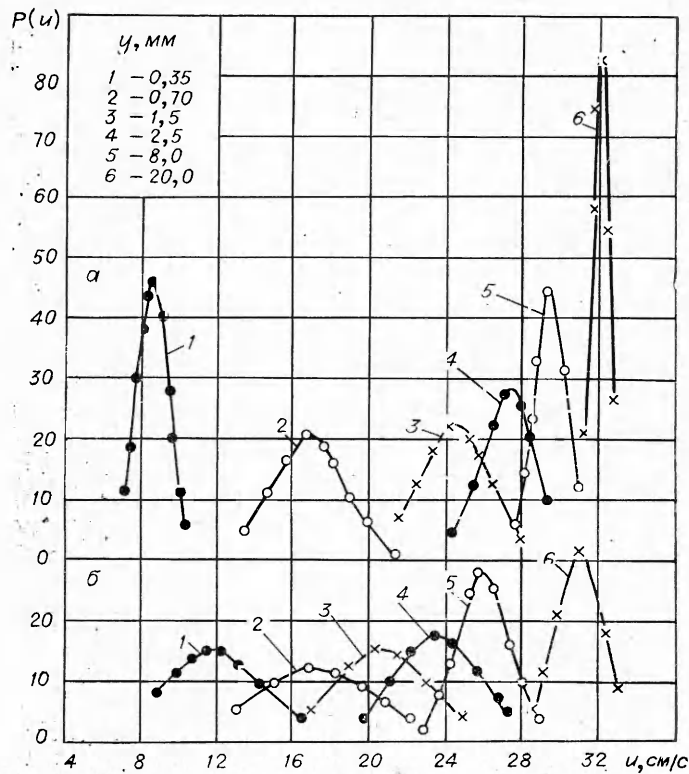
$$P(u) = (2\pi)^{-1/2} \sigma^{-1} \exp \{ -(u - \bar{u})^2 / 2\sigma^2 \},$$

где  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение;  $\bar{u}$  — средняя скорость.

Результаты измерений были подвергнуты проверке в отношении нормальности закона распределения скорости с помощью критерия  $\chi^2$ . Сравнение вычисленных значений  $\chi^2$  с критическими значениями для соответствующих степеней свободы показывает, что нет оснований сомневаться в нормальности распределения скорости в пограничном слое.

твердой фазы уменьшает вязкий подслоя, поскольку частицы проникают в него и турбулизируют. Так, если при однофазном потоке величина ламинарного подслоя  $y_{л}^+ \approx 14$ , то при  $c = 0,2\%$   $y_{л}^+ \approx 8-9$  и при  $c = 0,44\%$   $y_{л}^+ \approx 6$  (фиг. 2, б).

Вероятно, увеличение диаметра частиц по своему влиянию на профиль средней скорости эквивалентно увеличению концентра-



Фиг. 7

На фиг. 7, а, б представлено распределение плотности вероятности скорости  $P(u)$  в пограничном слое при наличии отрицательного градиента давления ( $k = 9,42 \cdot 10^{-6}$ ) соответственно для однофазного и дисперсного потоков ( $c = 0,2\%$ ,  $\bar{d} = 0,82$  мм). Видно, что при введении дисперсных частиц вязкий подслой турбулизируется, средняя скорость потока  $u$  при координате  $y = 0,35$  мм увеличивается от 8,6 до 11,8 см/с, т. е. почти в 1,36 раза с одновременным увеличением интенсивности турбулентности от 3,2 до 8,7%. Однако, начиная от расстояния от стенки  $y \geq 1,0$  мм, скорость дисперсного потока уменьшается по сравнению с однофазным потоком для соответствующих координат, что является следствием увеличения гидравлического сопротивления.

Автор выражает благодарность Ю. А. Бувичу за внимание к работе и В. Л. Залукаеву за участие в проведении эксперимента.

Поступила 10 III 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
2. Баранова Г. Р. Разработка оптического времяпролетного метода измерения средней скорости и степени турбулентности и его применение к исследованию потоков с высокими температурами и большими скоростями. Дис. на соиск. учен. степени канд. тех. наук. М., 1970.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.

4. Клайн С., Рейнольдс У., Шрауб Ф., Ранстадлер П. Структура турбулентных пограничных слоев.— Сб. пер. Механика, 1969, № 4, с. 41—78.
5. Бувич Ю. А. К модели снижения сопротивления при введении частиц в турбулентный поток вязкой жидкости.—Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2, с. 114—120.

УДК 66.096.5 : 665.6

### ЛОКАЛЬНАЯ СТРУКТУРА БИНАРНОГО МЕЛКОДИСПЕРСНОГО ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ

Ю. А. Бувич, В. М. Ливенцов, А. Е. Мозольков

(Москва)

Приведены результаты расчетов величин, характеризующих случайные псевдотурбулентные движения фаз в однородном псевдоожигенном слое, содержащем частицы двух сортов, различающихся по размерам. Обсуждена зависимость коэффициентов псевдотурбулентной диффузии частиц, среднеквадратичных скоростей пульсаций и т. п. от парциальных концентраций частиц, соотношения их размеров и других параметров.

Для зернистых слоев, псевдоожигенных газом или капельной жидкостью, характерны интенсивные хаотические пульсации обеих фаз, которые в значительной мере определяют наблюдаемые макроскопические свойства слоя и влияют на его эффективность в качестве рабочего тела различных теплообменников и химических реакторов. Такие случайные («псевдотурбулентные») движения особенно существенны для слоев мелких частиц в режиме однородного псевдоожигения, когда перемешивание, обусловленное подъемом в слое полостей, заполненных только псевдоожигающей средой, практически отсутствует. Подобная ситуация встречается в реакторных и регенераторных установках каталитического крекинга [1, 2], в слоях с капельной жидкой фазой, в разреженных двухфазных системах в условиях сильного псевдоожигения или транспорта сыпучих материалов в разбавленной фазе и т. п.

Характеристики псевдотурбулентности в локально-однородных потоках монодисперсных двухфазных систем исследовались, например, в [3—5]. Однако реальные псевдоожигенные слои обычно полидисперсны, причем наличие в слое частиц разных размеров весьма существенно влияет на интенсивность пульсаций, эффективные коэффициенты диффузии фаз слоя, эффективные вязкости и т. д. [1, 6]. Кроме того, хаотическое перемешивание в полидисперсных слоях определяет некоторые из технологических характеристик, в частности, интенсивность уноса мелких частиц потоком псевдоожигающей среды и осаждения крупных, степень разделения фракций дисперсной фазы, что очень важно при определении пределов существования псевдоожигенного состояния и при моделировании многочисленных процессов сепарации частиц по размерам или по плотности [1, 6].

1. Рассмотрим однородный псевдоожигенный слой частиц радиуса  $a_j$  и плотности  $d_j$  (индекс  $j = 1, 2$  означает номер сорта частиц), считая числа Рейнольдса, построенные по  $a_j$  и относительной скорости жидкой фазы  $u$ , малыми. Последнее позволяет считать взаимодействие частиц с потоком линейным по  $u$  и использовать для силы взаимодействия  $f_j$  частицы со стесненным потоком в бидисперсном облаке частиц результаты работы [7], согласно которой можно записать

$$f_j = 6\pi\mu a_j F_j, \quad F_1 = \varepsilon K(\alpha, \kappa, \rho), \quad F_2 = \varepsilon K(\alpha^{-1}, \kappa^{-1}, \rho), \quad \varepsilon = 1 - \rho,$$

$$(1.1) \quad K(\alpha, \kappa, \rho) = 1 + \frac{3(5\kappa + 3\alpha + 2\alpha^2)\rho}{2(2 - 3\rho)(1 + \kappa)} + \frac{27(\kappa + \alpha)^2 \rho^2}{2(1 + \kappa)^2(2 - 3\rho)^2} +$$