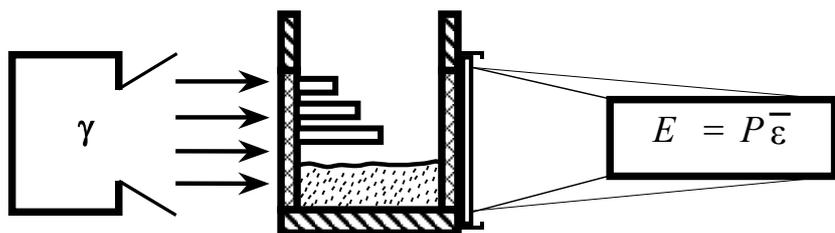


В.Н. ДОЛГУНИН, В.Я. БОРЩЕВ

**БЫСТРЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ
ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ:
ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЯ, ЗАКОНОМЕРНОСТИ,
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ**



**МОСКВА
«ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1»
2005**

ДОЛГУНИН Виктор Николаевич



Доктор технических наук, профессор кафедры «Технологическое оборудование и пищевые технологии», руководитель межотраслевой научно-исследовательской лаборатории «Механика сдвиговых течений зернистых сред» ТГТУ, специалист в области процессов и аппаратов химических и пищевых технологий

БОРЩЕВ Вячеслав Яковлевич



Кандидат технических наук, доцент кафедры «Машины и аппараты химических производств», специалист в области гидромеханики зернистых сред

В.Н. ДОЛГУНИН, В.Я. БОРЩЕВ

**БЫСТРЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ
ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ:
ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЯ, ЗАКОНОМЕРНОСТИ, ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ**

МОСКВА
«ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1»
2005

УДК 531.724
ББК В251.7
Д64

Р е ц е н з е н т ы:

Доктор технических наук, профессор МГУИЭ
А.С. Тимонин

Доктор технических наук, профессор ВИИТиН
С.Н. Сазонов

Долгунин В.Н., Борщев В.Я.

Д64 Быстрые гравитационные течения зернистых материалов: техника измерения, закономерности, технологическое применение. М.: «Издательство Машиностроение-1», 2005. 112 с.

В монографии обобщены результаты исследования закономерностей быстрых гравитационных те-

чений зернистых материалов экспериментальными, аналитическими и комбинированными методами. Предложена новая техника измерений и проведены экспериментально-аналитические исследования структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных течений зернистых материалов на шероховатом скате.

Предназначена для научных работников, специализирующихся в области механики сыпучих материалов, а также инженеров, аспирантов и студентов, разрабатывающих и изучающих технологии и оборудование для переработки сыпучих материалов.

УДК 531.724
ББК В251.7

ISBN 8-94275-232-X

© Долгунин В.Н., Борщев В.Я., 2005
© «Издательство Машиностроение-1», 2005

Научное издание

ДОЛГУНИН Виктор Николаевич,
БОРЩЕВ Вячеслав Яковлевич

БЫСТРЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ
ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ:
ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЯ, ЗАКОНОМЕРНОСТИ, ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Монография

Редактор Т.М. Федченко
Инженер по компьютерному макетированию Т.А. Сынова

Подписано к печати 8.11.2005.
Формат 60 × 84/16. Гарнитура Times. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Объем: 6,51 усл. печ. л.; 6,45 уч.-изд. л.
Тираж 400 экз. С. 860

«Издательство Машиностроение-1»,
107076, Москва, Стромьинский пер., 4

Подготовлено к печати и отпечатано в Издательско-полиграфическом центре
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

В различных отраслях промышленности, сельском хозяйстве производятся и широко применяются самые разнообразные зернистые материалы – удобрения, ядохимикаты, адсорбенты, наполнители, катализаторы и др. Широко представлены зернистые материалы в пищевой и фармацевтической промышленности, в производстве строительных материалов, металлургии, добыче и переработке полезных ископаемых и т.д. Производство и переработка зернистых материалов связаны с выполнением различных технологических процессов: измельчение, смешивание, гранулирование, транспортировка, сортировка, сушка, обжиг и др. Для рациональной организации этих и других процессов необходимо учитывать особенности взаимодействия частиц, зависящие от характера их движения как на рабочих органах соответствующего оборудования, так и в устройствах для проведения вспомогательных операций: транспортирования, загрузки и др.. Недостаточный учет особенностей движения зернистых сред может приводить к нарушению технологического режима и, как следствие, к ухудшению качества продукта.

Настоящая монография посвящена изучению быстрых гравитационных течений зернистых материалов как одного из наиболее распространенных видов течений. Многие гидромеханические и теплообменные процессы переработки сыпучих материалов, а также вспомогательные технологические операции протекают в режиме быстрого гравитационного течения. Принципиальной особенностью такого рода течений является наличие условия быстрого сдвига частиц, в результате которого последние приобретают значительную скорость хаотических перемещений. Быстрые гравитационные течения сопровождаются активным взаимодействием частиц, вследствие которого проявляются технологически значимые эффекты перемешивания и разделения. Данные эффекты не только существенно влияют на кинетику технологических процессов, но и, часто, используются в качестве базовых для организации технологических процессов смешивания, классификации, гранулирования.

Основными эффектами взаимодействия частиц в быстрых гравитационных потоках являются квазидиффузионное перемешивание и разделение частиц (миграция), а также сегрегация частиц. Для прогнозирования названных эффектов и разработки способов управления ими необходимо располагать полной информацией о структурных и кинематических характеристиках в виде соответствующих профилей порозности и скорости.

Определение структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных течений имеет большое научное и практическое значение для многих технологических процессов. Многие исследователи признают необходимость изучения закономерностей быстрых гравитационных течений с целью учета их влияния на кинетику различных технологических процессов. Между тем сведений о закономерностях таких течений в научно-технической литературе весьма мало. Кроме того, опубликованные различными авторами результаты, зачастую, противоречат друг другу, что объясняется отсутствием достаточно надежных и одновременно доступных методов исследования и соответствующей техники измерения.

В настоящем издании обобщены результаты исследования закономерностей быстрых гравитационных течений зернистых материалов аналитическими методами, а также рассмотрены методы и техника экспериментальных исследований их структурно-кинематических характеристик. При этом проанализированы работы известных ученых, внесших большой вклад в изучение быстрых гравитационных течений: Бэгнолда, Сэвиджа, Дженкинса, Ширко и др. Кроме того, большое внимание уделено результатам собственных исследований авторов и совместно с ними работающих коллег: А.А. Уколова, А.Н. Куди, П.А. Иванова, которым авторы выражают благодарность.

1 ГРАВИТАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Объемы использования твердых материалов в гранулированном и порошкообразном состоянии возрастают год от года. Это объясняется тем, что процессы переработки материалов в дисперсном состоя-

нии резко интенсифицируются. При этом необходимое по технологии перемещение зернистых материалов в процессах их переработки, а также при транспортировании и хранении может осуществляться под действием различных сил: гравитационных, сил давления воздушного или жидкостного потоков, механических воздействий и т.д. Гравитационные течения зернистых материалов в процессах их технологической переработки являются наиболее распространенными.

1.1. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ПРИРОДНЫХ ЯВЛЕНИЯХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Гравитационные течения зернистых материалов – это перемещение частиц под действием сил тяжести по какому-либо склону. Гравитационные течения зернистых материалов широко распространены как в природных явлениях, так и в многочисленных технологических процессах.

В природе такие течения зернистых материалов наблюдаются в случаях поточного их стекания вниз по склону. При этом угол наклона склона либо очень близок к углу сухого трения, либо выше него [1]. Одним из примеров гравитационного движения сыпучих сред в природе может служить движение песка в режиме обрушения по крутому склону дюн. Для такого движения характерно перемещение частиц песка по отношению к соседним, т.е. движение является сдвиговым.

Один из первых исследователей закономерностей быстрого гравитационного течения Бэгнолд [1] наблюдал движение гравия, имеющего примерно равный размер частиц, вдоль склона горной долины. Угол наклона при этом не превышал нескольких градусов.

В природных явлениях гравитационные течения зернистых сред протекают, в большинстве случаев, в режиме обрушения, при активном взаимодействии частиц. Движение зернистых сред при этом зависит от совокупности физико-механических свойств частиц, фракционного состава среды, а также условий, при которых происходит обрушение, например, от объема, угла и высоты обрушения.

После обрушения большинство природных материалов различной дисперсности образуют откосы, которые независимо от их длины имеют вогнутую поверхность. При обрушении происходит разделение частиц среды по размеру, т.е. зернистая среда делится на фракции. Как правило, образующиеся фракции существенно различаются по степени связности частиц, влияющей на текучесть среды, и характеризуются различными углами естественного откоса. В результате взаимодействия фракций при их движении по откосу у его основания занимает место фракция, способная к образованию более пологих откосов.

Во многих случаях гравитационное течение зернистых сред в режиме обрушения существенно влияет на развитие природных явлений. Одним из таких примеров является движение песков барханов и дюн, скорость распространения которых достигает нескольких сотен метров в год. Пески перемещаются в направлении розы ветров с образованием гребней, высота которых достигает 200 м. По наветренной, относительно пологой стороне ветер наматывает песок к вершине гребня, который вырастает до некоторого критического значения, после чего происходит его обрушение. Обрушение сопровождается образованием относительно крутого откоса, имеющего вогнутую форму с подветренной стороны гребня.

В различных отраслях промышленности перспективным методом переработки дисперсных материалов является использование их гравитационного тонкослойного движения и разреженного состояния [2]. Основное преимущество таких движений заключается в том, что протекание тепломассообменных и гидромеханических процессов в разреженных потоках зернистых материалов и тонких слоях происходит с наиболее развитой поверхностью контакта фаз.

Во многих случаях для проявления специфических особенностей движения сыпучих материалов в перерабатывающих машинах или вспомогательном оборудовании первостепенное значение имеет механизм генерирования напряжений. К таким специфическим случаям относятся, например, потоки гранулированного материала в силосах и химических реакторах, сдвиговые потоки сред, образующиеся при работе землеобрабатывающих машин (вспашка, засыпка, выравнивание грунта) и другие течения.

В процессе переработки сыпучего материала в технологическом оборудовании движущиеся частицы могут находиться в различном состоянии [3]. В связи с этим при анализе движения сыпучих мате-

риалов выделяют три режима: связный, переходный и несвязный. Границу между связными и несвязными потоками характеризуют углом внутреннего трения [3]. В соответствии с указанными режимами все сыпучие материалы можно условно разделить на три группы: несвязные, связнотекучие и связные [4]. Связное состояние характеризуется наличием устойчивых связей между частицами сыпучей среды во время всего процесса ее переработки. Такое состояние можно наблюдать при прессовании порошков, внедрении твердых тел в грунты, а также при движении в бункерах. Для описания связного состояния зернистых материалов в настоящее время используют, в основном, модели механики грунтов [5], с привлечением условия предельного равновесия во всем объеме сыпучей среды. Однако, как отмечают некоторые авторы [6], данное условие удовлетворительно выполняется лишь при движении материала на стенках бункера. В монографии П.И. Лукьянова [7] указывается, что модель сплошной пластически деформируемой среды не в полной мере отражает действительный механизм деформации зернистой среды. Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют [8], что деформации в слое происходят в виде прерывистых сдвиговых агрегатов частиц, каждый из которых в период своего существования играет роль структурного элемента. Однако, модели связного состояния невозможно применять для описания потоков сыпучих материалов с высокой порозностью.

Многие авторы для описания поведения связных материалов используют гидромеханическую модель, в которой зернистая среда рассматривается с позиций механики сплошной среды [9, 10]. Методы механики сплошной среды характеризуются рядом понятий, однозначно определяющих движение сплошной среды: поля скоростей, давлений, температур, плотностей и т.д. При этом одним из методов исследования поведения материальных сред является статистический метод, в котором применяется вероятностный подход, и вводятся средние по большому количеству частиц характеристики. Статистические методы всегда связаны с введением дополнительных гипотез о взаимодействии частиц и направлены на их существенное упрощение.

Еще одним методом подхода к исследованию движения материальных тел является построение феноменологической макроскопической модели, основанной на общих гипотезах и эмпирических закономерностях. Основопологающей гипотезой в этом подходе является гипотеза сплошности [10], согласно которой все тела состоят из отдельных частиц, но их много в любом существенном объеме, поэтому тело можно приближенно рассматривать как среду, заполняющую пространство сплошным образом. Основным недостатком данного подхода является невозможность анализа движения отдельных частиц в потоке зернистой среды.

Несвязное состояние характеризуется кратковременными контактами частиц, быстрым нарушением связей между ними, наличием интенсивного перемещения относительно друг друга. Такой режим наблюдается в системах пневмотранспорта [11, 12], быстрого сдвигового течения, а также в состоянии развитого псевдооживленного слоя.

В некоторых случаях поведение сыпучих материалов при их переработке является промежуточным между упруго-пластическим (связным) и жидкотекучим. Такое состояние сыпучих материалов наблюдается в режимах его псевдооживления [13, 14] или пневмотранспорта [11, 12], а также при движении достаточно тонких слоев сыпучих материалов со свободной поверхностью по рабочим органам смесительного и другого оборудования. При этом, как правило, имеет место градиентное (сдвиговое) движение зернистых материалов.

Гравитационные течения несвязных гранулированных материалов широко применяются в горноперерабатывающих производствах, различных отраслях химической и фармацевтической промышленности [15]. Наиболее распространенным, и возможно самым ранним, примером применения гравитационного течения гранулированного материала являются песочные часы.

Такого рода течения имеют место в бункерах, воронках, лотках, каналах, конвейерах и смесителях, а также при движении зерна в элеваторах, рудных материалов в рудоспусках, твердого зернистого топлива в тепловыделительных элементах некоторых конструкций ядерных реакторов и многих других случаях реализации технологических процессов, сопровождающихся взаимным перемещением частиц сыпучих материалов. Все это свидетельствует о широком распространении гравитационных течений дисперсных сред в технологических процессах. В связи с широким технологическим применением гравитационных течений зернистых материалов чрезвычайно полезны результаты исследования особенностей таких течений. Изучение динамики поведения зернистого материала очень важно при решении широкого круга проблем, связанных с вопросами транспортировки (например, суспензий) и движения таких материалов как грунты, пески, гранулы и порошки [16].

Однако, механика быстрых гравитационных течений гранулированных материалов или сыпучих твердых частиц до настоящего времени еще плохо изучена. Несмотря на широкое применение такого рода течений в разных отраслях промышленности, прогнозирование их закономерностей до настоящего времени представляет серьезную проблему, решение которой предполагает проведение обширных фундаментальных исследований. Глубокое понимание механики гравитационных течений зернистых сред было бы особенно полезно, например, при конструировании и эксплуатации такого оборудования для хранения и перемещения материала как бункеры, воронки, лотки, каналы, конвейеры и смесители.

Экспериментальные исследования гравитационных течений зернистых материалов ориентированы, как правило, на два направления [15]:

- 1) применительно к определенным технологическим приложениям;
- 2) более глубокого понимания механики течения.

Так, например, гравитационное движение твердых гранулированных частиц при их течении из бункеров интересует исследователей по следующим причинам [17]:

- 1) влияние геометрии бункера на форму и размеры застойных зон при установившемся течении зернистой среды;
- 2) влияние геометрии бункера, трения на стенке и среднего размера частиц на формируемое поле течения;
- 3) исследование профиля скорости движения гранулированного материала с целью определения оптимальных режимов его истечения из бункера;
- 4) необходимость создания различных методов прогнозирования напряжений на стенках.

Кроме того, важное значение имеет применение накопленных знаний о поведении зернистых сред при гравитационном течении для прогнозирования стихийных природных явлений, таких как камнепады, сели, снежные лавины и оползни.

1.2. РЕЖИМЫ ГРАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ. БЫСТРОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ТЕЧЕНИЕ И ЕГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

В механике сыпучих сред известно два идеализированных режима течения сыпучих материалов: быстрое сдвиговое течение и «медленный» сдвиг [18].

Для режима медленного или пластического течения характерно то, что частицы среды движутся по некоторым определенным траекториям, находясь в длительном контакте друг с другом, происходящем либо в режиме скольжения, либо переката. При этом внутренние напряжения в зернистой среде во многом подчиняются закону сухого кулоновского трения. В связи с этим при умеренных скоростях сдвига напряжения лишь в малой мере зависят от скорости сдвига.

В статическом случае плотной упаковки, характеризующимся постоянным взаимным контактом гранул, частицы ведут себя подобно деформируемому твердому телу. Однако, Рейнольдс [1] установил, что приложенные сдвиговые напряжения вызывают тенденцию к увеличению объема слоя материала. Если это увеличение объема ограничено нормальными сжимающими напряжениями, то отношение касательного и нормального напряжений примерно равно единице.

Во втором режиме, называемом режимом быстрого движения [18], течение зернистых сред характеризуется большими относительными скоростями частиц, разделенных поверхностью сдвига. При этом скорости сдвига достигают больших величин (более 10 с^{-1}) и частицы среды движутся хаотически, по-

добно молекулам в плотном газе или в жидкости. Внутренние напряжения в зернистой среде возникают вследствие переноса импульса аналогично тому, как это происходит в жидкости и газе. Такой механизм возникновения напряжений приводит к существенной зависимости их от скорости сдвига. Оказывается, что поведение материала при быстром течении похоже на поведение вязкой жидкости в аналогичных условиях [19,21]. В связи с этим поведение гранулированного материала в режиме быстрого движения принципиально отличается от его поведения при пластическом течении.

Результаты работ многих ученых [20,21], посвященных исследованию этих течений, свидетельствуют, что при быстрых течениях сухих гранулированных сред возникают «вязкие» эффекты. Это объясняется тем, что при «макродвижении» сдвигового потока в продольном направлении возникают перемещения частиц в поперечном направлении, которые передают из слоя в слой дополнительные количества движения и тем самым вызывают появление дополнительных «вязких» касательных напряжений, связанных сложной зависимостью со скоростью сдвига и порозностью среды. Убедительной иллюстрацией сказанного являются результаты исследования, опубликованные Сэвиджем [21] (рис. 1.1).

Сэвидж установил, что сдвиговые и нормальные напряжения существенно зависят от концентрации твердой фазы (порозности) и скорости сдвига. Причем полученные зависимости имеют общую тенденцию: при низких концентрациях напряжение изменяется пропорционально квадрату скорости сдвига, а при более высоких концентрациях степень влияния скорости сдвига уменьшается.

Быстрые гравитационные течения относятся к классу быстрых сдвиговых течений, являющихся наиболее общей формой движения зернистых сред и сопровождающихся интенсивным взаимодействием частиц.

Сформированное на основе многих работ самостоятельное научное направление получило название «Теория быстрых движений гранулированных сред». Данная теория существенно отличается от классической механики сыпучих сред [1, 15].

Экспериментальные исследования показывают, что многие процессы, в том числе процесс сегрегации, наиболее активно протекают в режиме быстрых сдвиговых течений зернистых сред. Для него характерно активное взаимодействие частиц, которое необходимо учитывать при расчете и проектировании смесителей, грануляторов и другого оборудования для обработки зернистых материалов. Быстрые гравитационные течения можно рассматривать как одну из наиболее общих форм движения зернистых сред.

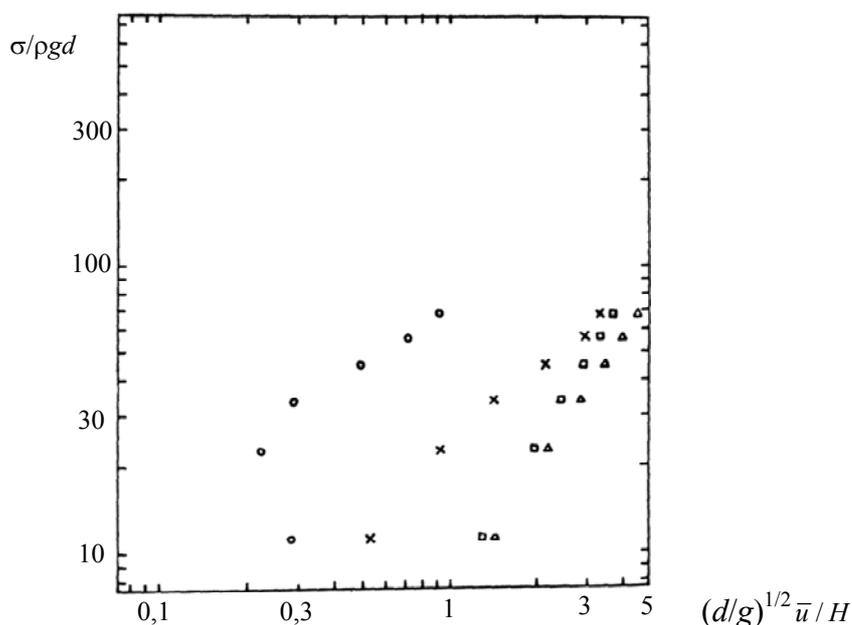


Рис. 1.1. Зависимость безразмерного напряжения от безразмерной скорости сдвига:
 ○ – $\nu = 0,542$; □ – $\nu = 0,524$; Δ – $\nu = 0,512$; × – $\nu = 0,498$

Быстрые гравитационные течения часто называют инерционными течениями зернистых материалов, поскольку скорость движения частиц при таких условиях определяется их инерционными свойствами и изменяется при их столкновении. При достижении достаточно высоких скоростей сдвига кон-

такты частиц дисперсной среды становятся кратковременными и близкими к точечным. Вследствие такого взаимодействия частиц при быстром сдвиге зернистой среды напряжения генерируются преимущественно за счет передачи ударных импульсов и поперечного массопереноса, вызванного встречным перемещением движущихся масс через поверхность сдвига. В режиме развитого быстрого гравитационного течения несвязных неэластичных сферических частиц напряжения пропорциональны квадрату скорости сдвига, что объясняется одновременным, пропорциональным возрастанием величины ударных импульсов и их числа в единицу времени с увеличением скорости сдвига. В подобного рода потоках частицы помимо поступательной скорости движения в направлении сдвига приобретают распределенную в пространстве компоненту скорости хаотических перемещений (скорости флуктуации), модуль которой имеет тот же порядок, что и модуль относительной скорости поступательного перемещения частиц.

Установившиеся быстрые гравитационные течения существуют при углах ската, близких углу естественного откоса материала. Наиболее часто на практике режим быстрого течения осуществляется при гравитационном движении гранулированного материала в наклонных желобах и каналах, вращающихся барабанах и трубах.

Параметры гравитационного течения зернистых сред, как показали исследования [3], существенно зависят от угла наклона ската. Ишида [21] в зависимости от угла наклона ската наблюдал три вида течения гранул:

- 1) неразвитое скользящее;
- 2) скользящее;
- 3) расплескивающееся.

Неразвитое скользящее течение наблюдается при углах наклона ската несколько меньших или близких углу естественного откоса материала. При этом может существовать стационарный слой в верхней части подложки, более толстый вверху потока, чем внизу. Эффективная поверхность подложки образуется внутри самого материала. Скорости частиц вблизи основания низкие, а профиль скорости имеет вогнутую форму.

Скользящее течение имеет место при небольшом увеличении угла наклона ската относительно угла покоя материала. Для него характерно увеличение скорости материала; все частицы находятся в движении; исчезает область застойного течения. Профиль скорости частиц приобретает треугольную форму.

Дальнейшее увеличение угла наклона ската сопровождается более высокой скоростью сдвига около основания потока по сравнению с его поверхностью. Профиль скорости частиц по глубине потока становится более гладким. Движение частиц характеризуется активным выбросом отдельных частиц, вследствие чего верхняя часть потока состоит из «облака» частиц несколько меньшей плотности, чем в основной части потока. Движение выбрасываемых частиц и частиц в верхних слоях потока определяется взаимодействием с воздухом, который оказывает тормозящее воздействие и ограничивает скорости частиц. Такой вид течения зернистого материала называется расплескивающимся течением [21].

Однако, необходимо отметить, что наблюдаемые закономерности характерны для гравитационных потоков несвязных зернистых материалов с достаточно большой высотой слоя.

1.3. БЫСТРЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ КАК ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Быстрые гравитационные течения зернистых сред занимают особое место в технологических процессах, происходящих с участием зернистых материалов. Это связано не только с широким распространением такого вида течений, вызванных естественными причинами, но и с активным взаимодействием частиц среды при быстром сдвиге. Данное взаимодействие является причиной интенсивного протекания процессов переноса в быстрых гравитационных потоках зернистых материалов, вследствие чего повышается эффективность соответствующих технологических процессов. В связи с этим вполне правомерен интерес к исследованию и теоретическому прогнозированию структурных и кинематических характеристик быстрых гравитационных течений зернистых материалов. Изучению закономерностей быстрых сдвиговых гравитационных течений посвящен специальный раздел неклассической механики сыпучих сред.

Анализ литературных источников [21, 28] свидетельствует о том, что при исследовании такого рода течений возникают значительные трудности. Например, в работе [21] справедливо отмечено, что быстрые гравитационные потоки сыпучих материалов, движущиеся по наклонной плоскости, несмотря на их

внешнюю простоту, чрезвычайно сложны для экспериментального изучения. Анализ результатов исследования таких потоков показывает, что основные экспериментальные трудности возникают вследствие высокой чувствительности гравитационных протоков к внутреннему зондированию и наличия граничных эффектов, препятствующих использованию визуальных методов исследования.

Высокая чувствительность гравитационных течений зернистых материалов к всякого рода внешним воздействиям объясняется значительными нарушениями в чрезвычайно сложном характере взаимодействия движущихся частиц вследствие проявления локальных граничных эффектов. Так, И.В. Ширко [19] сравнивает поведение материалов при их гравитационном течении с поведением вязкой жидкости в аналогичных условиях. Причем подобное поведение сыпучих материалов принципиально отличается от предсказаний теорий, основанных на классических подходах Кулона, что обусловлено сложной зависимостью сдвиговых напряжений от концентрации твердой фазы и скорости сдвига.

Трудности экспериментальных и аналитических исследований быстрых гравитационных течений обусловлены, кроме вышеперечисленных, многочисленными факторами. Так, например, для быстрых гравитационных течений гранулированных сред характерно возникновение различного рода «вязких» эффектов, осложняющих характер течения гранул. Это объясняется тем, что при быстром сдвиговом гравитационном течении, кроме продольного, имеет место также перемещение частиц в поперечном направлении. Такие частицы передают из слоя в слой дополнительные количества движения и тем самым вызывают появление дополнительных «вязких» касательных напряжений. Кроме этого, поперечная неоднородность давления приводит к неоднородному распределению концентрации твердой фазы по высоте гравитационного потока.

В соответствии с теорией быстрых гравитационных течений [22] частицы элементарного слоя вследствие столкновений с окружающими частицами приобретают колебательные движения. Каждая частица перемещается со скоростью, определяемой скоростью сдвига, и имеет, кроме того, составляющую скорости колебательного движения.

Реальные частицы имеют существенную шероховатость. Вследствие этого в стесненных условиях при соударениях частиц возникают значительные силы трения. В результате действия сил трения направление контактных сил отличается от направления нормали к поверхности в точках контакта [23]. Очевидно, что в зависимости от условий контакта частиц при сдвиге изменяется вклад эффектов трения в формирование сдвигового напряжения, в результате чего существенно осложняется прогнозирование последнего.

Разработке адекватного аналитического описания закономерностей быстрых гравитационных течений препятствует недостаток знаний о механизмах генерирования напряжений, являющихся сложной функцией порозности и скорости сдвига [21]. Особую проблему для процесса аналитического описания быстрых гравитационных течений на шероховатом скате представляет формулировка граничных условий, которые существенно влияют на характеристики потока [28]. Кроме того, для быстрых гравитационных течений гранулированных сред характерна высокая неоднородность скорости сдвига и концентрации твердой фазы, особенно при небольшой толщине слоя [16]. Все это в совокупности усугубляет проблему экспериментального и аналитического исследования быстрых гравитационных течений зернистых сред.

Очевидно в связи с этим до настоящего времени не создано достаточно адекватных математических моделей быстрых сдвиговых гравитационных течений несмотря на значительное их общее количество.

2 СТРУКТУРНЫЕ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ НЕСВЯЗНЫХ СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Основной целью изучения быстрых гравитационных течений зернистых материалов является объяснение и математическое описание их закономерностей в зависимости от свойств частиц и условий формирования потока.

Традиционно для характеристики структурных и кинематических свойств быстрых гравитационных течений зернистых материалов используются профили скорости и порозности. Однако, названные профили могут быть использованы только для общей характеристики течения. Во многих случаях значительный интерес может представлять знание и других параметров движущейся дисперсной среды, например таких как скорость флуктуаций частиц, интенсивность поперечного массопереноса, степень неоднородности скоростей частиц и др.

2.1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ АНАЛИТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

В последнее время в связи с развитием техники гранулирования, широким применением гранулированных материалов, порошковой технологии и созданием новых технологических процессов, связанных с взаимодействием дисперсных продуктов, интерес к изучению структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных течений заметно повысился [21, 24]. Как показано в гл. 1, быстрые гравитационные потоки зернистых материалов являются широко распространенным типом быстрых сдвиговых потоков, имеющих место во множестве природных явлений и технологических процессов. При этом процессы в таких потоках могут оказывать существенное влияние как на кинетику природных явлений и технологических процессов, так и на динамику течения зернистых сред и качество продукта. Однако, несмотря на это, до настоящего времени адекватное описание структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных потоков затруднено по причине множества экспериментальных и аналитических проблем [21].

Широко распространенным видом быстрых гравитационных течений является движение с открытой поверхностью сыпучих материалов вниз по откосу. Для теоретического изучения течения сыпучих материалов по наклонному крутому скату, как отмечал Сэвидж [21], может быть принято за вязкое течение. В этом качестве движение по крутому скату особенно чувствительно, так как небольшая разница при определении условий моделирования часто приводит к существенному различию в свойствах поля течения. Несмотря на его кажущуюся простоту, течение зернистых материалов по крутому скату является необычайно сложным для изучения.

Таким образом, теоретические модели динамического поведения зернистых материалов чрезвычайно важны при решении широкого круга проблем, связанных с вопросами транспортировки и движения таких материалов, как грунты, пески, гранулы, щебни и порошки. Однако, адекватное математическое описание технологических процессов, связанных с переработкой сыпучих материалов, невозможно без детального анализа механики потоков зернистых материалов в аппаратах. В связи с этим необходимо учитывать, что структура математических моделей соответствующих процессов должна определяться характером перемещений частиц при переработке материала. В настоящее время известно достаточно большое количество математических моделей быстрых сдвиговых гравитационных потоков. Существующие модели можно условно разделить на две группы:

- 1) основанные на континуальных теориях, которые базируются на различных формах взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации;
- 2) основанные на микроструктурном анализе, определяющем напряжения в зависимости от закономерностей переноса количества движения за счет столкновений частиц.

Модели первой группы основываются на том, что свойства блока частиц, как континуума, могут быть представлены в виде непрерывных функций таким образом, что любая бесконечно малая часть среды обладает ее характерными свойствами. В этом случае анализ взаимодействия отдельных частиц не проводится.

Проблема описания полей скоростей и распределения твердых частиц в быстрых сдвиговых гравитационных потоках рассматривается в работах [15, 16, 25 – 36].

Гудмен и Коун [16], основываясь на положениях механики сплошной среды, разработали модель быстрого сдвигового течения гранулированного материала. Применение этой модели к задаче течения сыпучего материала по наклонной плоскости позволило получить следующее выражение для профиля скорости:

$$u - u_0 = \frac{\rho v_0 g l^2 \cos \alpha}{2\mu} \left[-2 \frac{M'}{L^3} (\operatorname{sh} L - \operatorname{sh} LY) + \left(1 - M' + M' \frac{\operatorname{sh} L}{L} \right) \left(\frac{1 - Y^2}{1 + \operatorname{sh} L} \right) + \frac{2}{L^2} \left(1 - M' + M' \frac{\operatorname{sh} L}{L} \right) \left(\frac{\operatorname{sh} L - \operatorname{sh} LY}{1 + \operatorname{sh} L} \right) + \frac{M'}{3} (1 - Y^3) + \frac{2M'}{L^2} (1 - Y) \right],$$

(2.1)

где $Y = (h - y)/h$ – безразмерная координата; $M' = \rho gh \sin \alpha / (2\beta v_0)$; $v = 1 - \varepsilon$; L – относительная длина; β – константа.

При анализе гравитационного течения гранулированного материала на скате Гудмен и Коун [16] использовали граничные условия на открытой поверхности $y = h$ и на плоскости ската $y = 0$ в следующем виде:

$$\tau = \sigma = 0 \quad \text{при} \quad y = h,$$

$$u = u_0; \quad v = v_0 \quad \text{при} \quad y = 0,$$

где u_0 – скорость проскальзывания на плоскости; τ , σ – сдвиговые и нормальные напряжения соответственно.

Сэвидж [15] рассматривал полностью развитое двухмерное установившееся течение несвязного сыпучего материала по шероховатой наклонной плоскости. На основе выражений для нормальных напряжений и уравнения сохранения импульса он получил формулу для определения профиля скорости

$$\frac{du}{dy} = - \left(\frac{g \bar{v} \rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} \left[\frac{v_\infty - v}{v_\infty - v_0} \right]^4 y^{1/2}, \quad (2.2)$$

где v – объемная доля твердых частиц; \bar{v} – средняя объемная доля твердых частиц по глубине потока; v_∞ – объемная доля частиц неподвижного слоя; v_0 – объемная доля твердых частиц на плоскости ската.

С учетом выражения для распределения объемной доли твердых частиц по высоте слоя уравнение (2.2) преобразовано к виду

$$du = - \frac{2}{3} \left(\frac{g \bar{v} \rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} h^{3/2} [1 - N \bar{y}^2]^4 d\bar{y}, \quad (2.3)$$

где $N = (\bar{v} - v_0)/(v_\infty - v_0)$ и $\bar{y} = (y/h)^{3/2}$; h – высота слоя материала в канале; β_{12} – константа.

Уравнение (2.3) проинтегрировано при граничных условиях, соответствующих условию прилипания частиц на шероховатой плоскости. В результате Сэвидж получил выражение для определения профиля скорости в виде

$$u = \frac{2}{3} \left(\frac{g \bar{v} \rho \sin \alpha}{\beta_{12}} \right)^{1/2} h^{3/2} \sum_{j=0}^4 \frac{C_j^4 (-N)^j}{(2j+1)} [1 - \bar{y}^{2j+1}], \quad (2.4)$$

где C^4 – значение биномиальных коэффициентов; β_{12} – константа.

При анализе уравнения (2.4) Сэвидж исключил плотность частиц из числа переменных и предположил, что тензор напряжения является изотропной функцией v_0 , ρ , $\text{grad } v$ и тензора скорости деформации.

В качестве общих замечаний по работам [15, 16] следует отметить отсутствие адекватной формулировки граничных условий, как у основания, так и на открытой поверхности слоя. Кроме того, принятые в работах допущения:

- 1) объемное содержание твердой фазы незначительно изменяется по высоте слоя;
- 2) определение наименьшей концентрации v_0 как концентрации, соответствующей условию отсутствия остаточного сопротивления;
- 3) пренебрежение диффузионной составляющей переноса частиц; очевидно, являются причиной значительных погрешностей в описании течений, особенно в приграничных областях и тонких слоях.

В связи с этим вывод о том, что касательные напряжения линейно зависят от глубины потока, в общем случае и, особенно, в режиме тонкослойного течения является явно неадекватным. Неадекватность такого вывода подтверждается исследованиями многих авторов [37, 38], в которых содержатся убедительные доказательства существенного изменения концентрации твердой фазы по высоте гравитацион-

ного потока в стационарных условиях. Очевидно, что в таком случае зависимость касательных напряжений от высоты слоя будет нелинейной.

Канатани [25] разработал микрополярную теорию сплошных сред, описывающую течения гранулированного материала. Он получил уравнение, определяющее взаимосвязь скорости течения и плотности среды в следующей форме:

$$\frac{du}{dt} = g \sin \alpha \left(1 - \left(\frac{\rho_n(y)}{\rho_n(0)} \right) \right)^{1/3} \frac{4\rho_n - \rho_n(y)}{4\rho_n - \rho_n(0)}, \quad (2.5)$$

где ρ_n , $\rho_n(0)$, $\rho_n(y)$ – насыпная плотность материала, у поверхности ската и по глубине потока, соответственно.

Хаттер К. и Шайвиллер Т. [28] на основе континуальной модели Дженкинса и Сэвиджа [55] провели численное моделирование скатывающегося по наклонному желобу потока зернистого материала. При этом авторы обнаружили высокую значимость корректной формулировки граничных условий и предложили зависимость между энергией колебаний и скоростью скольжения, изучив ее свойства при быстром течении гранулированного материала по откосу. В работе также достаточно подробно исследовано влияние коэффициента восстановления, угла откоса и условий скольжения на параметры течения зернистого материала. Установлено, что профили скорости с точкой перегиба появляются тогда, когда имеет место неоднородное распределение плотности по глубине потока материала. Формулировка условий на границе сводилась к тому, что потоки количества движения и энергии колебаний в направлении, перпендикулярном поверхности отсутствуют, что является, очевидно, только некоторым частным случаем граничных условий.

Хаттер К. и Шайвиллер Т. численными методами исследовали зависимость величин тензора напряжений от граничных условий. Было показано, что профили скорости зернистого материала, движущегося по наклонному желобу, сильно зависят от условий на границе. Следовательно, некорректный учет граничных условий приводит к серьезным погрешностям. Вместе с тем, установлено, что, кроме того, модели

[15, 27] требуют адекватной формулировки граничных условий, определение которых является чрезвычайно затруднительным.

Посредством численного моделирования установлено сильное влияние неэластичности в парных столкновениях на вид функции распределения плотности по высоте слоя. Также обнаружена значительная зависимость названных функций от условий на границе. В связи с этим К. Хаттер и Т. Шайвиллер отмечают высокую научную и практическую ценность результатов экспериментального определения распределения концентрации по высоте слоя при различных условиях на поверхности ската.

Кэмпбелл и Бреннен [37] провели численное моделирование на ЭВМ микроструктуры сдвигового потока гранулированного материала между двух движущихся относительно друг друга шероховатых кольцевых поверхностей (течение Куэтта). При этом эти ученые исследовали установившиеся однонаправленные потоки неупругих цилиндров. В процессе моделирования определяли среднюю скорость $\langle u \rangle$ и профили концентрации твердой фазы, а также квадраты компонентов флуктуирующих составляющих скорости, как поступательной, так и угловой $\langle \omega \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle u'^2 \rangle &= \langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2; \\ \langle v'^2 \rangle &= \langle v^2 \rangle; \\ \langle \omega'^2 \rangle &= \langle \omega^2 \rangle - \langle \omega \rangle^2. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Кинетическую энергию, соответствующую случайному движению частиц, авторы записали в виде

$$\frac{1}{2} m (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \beta \langle \omega'^2 \rangle).$$

Для удобства эта величина названа «обобщенной температурой гранулированного материала», а ее часть, соответствующая флуктуирующим поступательным движениям (без последнего члена) – «поступательной температурой» гранулированного материала.

Структурные и кинематические параметры сдвиговых потоков сыпучих материалов существенно зависят от условий и механизма формирования сдвиговых напряжений в потоке. На учете взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации основываются континуальные модели быстрых сдвиговых потоков.

Одним из первых механизм формирования напряжений в сдвиговом потоке описал Бэгнолд [1]. Он доказал, что основным механизмом формирования напряжений на поверхности сдвига является перенос количества движения через поверхность в результате последовательных скользящих столкновений гранул одного слоя, догоняющих гранулы смежного слоя. Касательные и нормальные напряжения в быстрых сдвиговых потоках по Бэгнолду меняются пропорционально квадрату скорости сдвига. Он установил, что значения напряжений сильно возрастают с увеличением концентрации твердой фазы.

Для расчета сдвигового напряжения внутри слоя он предложил следующую формулу

$$\tau = P_y f \Delta Q_x, \quad (2.7)$$

где P_y – число частиц, приходящихся на единицу площади поверхности, нормаль к которой имеет направление y ; f – частота столкновений частиц, взаимодействующих через поверхность сдвига; ΔQ_x – изменение тангенциальной составляющей количества движения за одно столкновение.

Аналогичный подход к изучению быстрых сдвиговых потоков, основанный на экспериментальных результатах Бэгнолда, применен в работах [15, 38 – 41]. Мак Тиг [41] предпринял попытку проанализировать динамику столкновений, микроструктуру зернистой среды и усовершенствовать модель простого течения Бэгнолда. При этом его исследования базируются на анализе Марбла [42] для столкновений частиц при одномерном течении газа, содержащем твердые частицы двух различных размеров, и анализе Соу [43] для напряжений, обусловленных столкновениями частиц в облаке, подверженном сдвигу. Однако модель Мак Тига не учитывает флуктуацию частиц и влияние на частоту столкновений эффектов более высокого порядка в зависимости от концентрации.

Сэвидж С. и Джеффри Д. [44] выделяют три основных механизма взаимодействия частиц на микроуровне, в результате которых могут генерироваться сдвиговые напряжения в слое:

- 1) сухое трение;
- 2) перенос количества движения за счет перемещения частиц через поверхность сдвига;
- 3) перенос количества движения за счет столкновений между частицами.

В зависимости от концентрации твердой фазы, как правило, доминирует тот или иной механизм. При высоких скоростях сдвига и умеренно высоких концентрациях твердой фазы преобладает механизм взаимодействия частиц путем их столкновений, длящихся очень короткие интервалы времени. Полагая, что этот механизм генерирования является наиболее общим, Сэвидж и Джеффри используют его для определения тензора напряжения в сдвиговом потоке гранулированной среды. Напряжения выражены в виде интеграла, содержащего функции плотности распределения вероятности вектора скорости по его модулю и положению в пространстве:

$$\begin{aligned} T = & -\frac{1}{4} m d^3 n^2 (\bar{v}')^2 g_0(d, v) \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2} k \otimes k \operatorname{erf} \left(-2^{-1/2} R \cos \varphi \sin \theta \cos \theta \right) \times \\ & \times \left[\left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} R \cos \varphi \sin \theta \cos \theta \exp \left(-\frac{1}{2} R^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) \times \right. \\ & \left. \times \left(1 + R^2 \cos^2 \varphi \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right) \operatorname{erf} \left(-\frac{R}{\sqrt{2}} \cos \varphi \sin \theta \cos \theta \right) \right] \cos \theta d\theta d\varphi, \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $R = d[du/dy]/(\bar{u}^2)^{-1/2}$ – безразмерный параметр, характеризующий отношение средней сдвиговой скорости к среднеквадратичной скорости движения частиц между столкновениями; d – диаметр частиц; $g(d, v)$ – функция распределения; φ, θ – сферические координаты; n – одночастичная функция распределения; $(\bar{v}')^2$ – среднеквадратичная скорость флуктуаций частиц между столкновениями.

В качестве основного недостатка разработанной модели, Сэвидж и Джеффри отмечают, что она не отражает механизма, учитывающего диссипацию энергии при взаимодействии частиц в зависимости от их свойств и условий контакта.

Позднее Сэвидж [21] установил, что в общем случае, напряжения при быстром сдвиговом течении являются сложной функцией скорости сдвига и концентрации твердой фазы.

Сэвидж [21] проанализировал имеющиеся континуальные подходы и микроструктурные модели, используемые для описания течения несвязных гранулированных материалов вниз по наклонной плоскости. Континуальные теории предполагают наличие части тензора напряжений, не зависящей от скорости сдвига, которая является определенной функцией концентрации частиц. Тензор напряжений, полученный в соответствии с микроструктурной теорией, содержит только часть, зависящую от скорости, и дает линейный профиль скорости при одном угле наклона. Это является, очевидно, следствием того, что в моделях не принимается во внимание дилатансия среды, которая существенно влияет на динамический коэффициент трения и соответственно на тензор напряжений.

В соответствии с этими представлениями Сэвидж [21] предложил вычислять напряжения в быстром сдвиговом потоке зернистого материала в зависимости от скорости сдвига в следующем виде

$$\tau = \tau(v) + \mu(v)\rho d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (2.9)$$

где $\tau(v)$ – составляющая сухого кулоновского трения не зависящая от скорости; $\mu(v)\rho d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2$ – вязкостная составляющая зависящая от скорости.

Составляющая кулоновского трения τ и коэффициент μ являются монотонно возрастающими функциями доли твердой фазы. При высоких концентрациях и низких скоростях сдвига доминирует не зависящий от скорости член уравнения (2.9), а при низких концентрациях и высоких скоростях сдвига этот член незначителен, и превалирует член, учитывающий передачу импульса, т.е. вязкостная составляющая.

В работе показано хорошее соответствие расчетной скорости для различных углов наклона с экспериментальными измерениями Ишиды и Ширай [33].

Для двумерного установившегося полностью развитого гравитационного течения гранул с открытой поверхностью вниз по шероховатой плоскости с углом наклона α нормальные и сдвиговые напряжения в плоскости, параллельной основанию, согласно законам классической механики определяются в следующем виде:

$$\sigma = g \cos \alpha \int_0^y \rho_H(y) dy; \quad (2.10)$$

$$\tau = g \sin \alpha \int_0^y \rho_H(y) dy. \quad (2.11)$$

Из уравнений (2.9) и (2.10) следует, что динамический коэффициент трения $\tau/\sigma = \text{tg } \alpha = \text{const}$.

Профили скорости для таких течений экспериментально определены Аугенштайном и Хоггом [45] по траекториям частиц, покидающих конец крутого ската. Полученные профили скорости имели, как правило, гладкую форму и реже – выпуклую форму. Профили насыпной плотности характеризуются низкими значениями вблизи основания и верхней поверхности и максимальными в середине слоя.

В результате анализа установившегося, полностью развитого двумерного течения несвязного гранулированного материала по шероховатой наклонной плоскости получено [21] следующее уравнение для расчета «температуры» материала у основания канала

$$T_0 = \frac{\bar{v}gh \cos \alpha}{2(1 + \sigma) \bar{v}_0^2 (1 + k) g_0(v_0)}, \quad (2.12)$$

где k – коэффициент восстановления частиц при ударе; σ – нормальное напряжение.

Для случая, когда поток энергии колебаний через основание слоя отсутствует, эта величина $T = T_0 = \text{const}$ по глубине потока.

При допущении условия отсутствия скольжения у основания получено выражение для расчета профиля скорости

$$u = \frac{R}{d} (3T_0)^{1/2} (h - y), \quad (2.13)$$

где R – безразмерный параметр, аналогичный использованному в (2.8).

Профиль концентрации твердой фазы предложено определять по следующей формуле

$$v^2 g_0(v) / (v_0^2 g_0(v_0)) = y/h, \quad (2.14)$$

где $g_0(v)$ – функция распределения концентрации твердой фазы; h – толщина слоя материала; v_0 – концентрация твердой фазы у основания канала; d – диаметр сферической частицы.

Предложенные Сэвиджем [21] формулы справедливы для случая нулевого потока энергии колебаний у верхней поверхности потока и у его основания. Если энергия вносится в слой через основание, то «температура» материала увеличивается вблизи основания, а профиль скорости изменяется от линейного до тупого или выпуклого. Если энергия поглощается основанием, то «температура» материала уменьшается, материал становится менее подвижным и профили скорости принимают вогнутую форму.

Недостатком модели Сэвиджа является то, что в ней отсутствует функция, коррелирующая скорость сдвига и концентрацию твердой фазы v . Вследствие этого в модели используется динамический коэффициент трения $\mu(v)$, интегрирующий в себе все эффекты псевдовязкостного взаимодействия частиц, такие как поток импульса и массоперенос через поверхность сдвига.

Анализ существующих моделей [18, 21], проведенный в аспекте целесообразности их использования для описания напряженного состояния при сдвиговом гравитационном течении зернистой среды, позволил сделать вывод о том, что наиболее плодотворным для решения поставленной задачи является комплексное использование возможностей континуального и микроструктурного подходов.

Механизм генерирования напряжений в гранулированной среде за счет передачи количества движения при столкновении частиц смоделирован авторами работы [46]. Моделирование проведено на основе положений континуальной теории, развитой Канатани [38], и Дженкинсом, Коуином [39]. Уравнения сохранения массы, импульса и энергии в соответствии с этой теорией формулируются для двухмерного течения в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \rho_n \left(\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \right) = 0; \quad (2.15)$$

$$\rho_n \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \tau + G_y; \quad (2.16)$$

$$\rho_n \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial e}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial e}{\partial y} \right) = \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \tau - \frac{\partial q_y}{\partial x} - \gamma, \quad (2.17)$$

где $e = (V'_x)^2 / 2$; γ – мощность, диссипируемая средой в единице объема; G_y – массовая сила; q_y – энергия потока.

Огава, Умемура и Ошима [46] предложили общую формулу для энергии флуктуации неэластичных, негладких сфер, имеющих незначительную энергию вращения. При допущении отсутствия градиента энергии турбулентных флуктуаций они определили напряжения и энергию диссипации. Проведен-

ная в работе [47] проверка достоверности результатов обнаружила расхождение их с экспериментальными данными на величину двух порядков. Такое расхождение свидетельствует о том, что в модели не учтена основная специфика механизма генерирования напряжений.

Континуальные теории, как известно, базируются на различных формах взаимосвязи между тензором напряжений и скоростью деформации. Позднее Сэвидж и Джеффри [44], Сэвидж и Коунин [31], Огава [49], Канатани [25] ввели в эти континуальные теории эффект флуктуации частиц. Однако, Аккерман и Шен [22] отметили, что существующие модели, основанные на континуальных теориях, не обладают достаточными прогностическими свойствами. С их помощью невозможно предсказать величину сдвиговых напряжений в зависимости от скорости сдвига, концентрации частиц и их свойств. Ранее было установлено [25, 48, 49], что напряженное состояние при быстром сдвиге гранулированного материала определяется количеством движения между соударяющимися частицами. Авторы этих работ отмечали также, что для высоких скоростей сдвига напряжения, возникающие в слое, практически не зависят от свойств межчастичной среды.

Аккерман и Шен [22] доказали, что напряжения внутри быстро движущейся смеси частиц и жидкости существенно зависят от свойств обоих веществ, составляющих смесь. Напряжения в гранулированной среде было предложено определять в виде произведения изменения количества движения вследствие каждого столкновения частицы на число столкновений. Авторы провели уточнение уравнения Бэгнолда (2.7). В частности, они установили, что частота столкновений зависит от физических свойств частиц и межчастичной жидкости, градиента средней скорости движения смеси и концентрации частиц.

Кроме того, Аккерман и Шен [22, 47] установили, что гравитационные потоки характеризуются значительным поперечным массопереносом частиц. Этот факт следует обязательно учитывать при адекватном моделировании потоков. Однако при учете этого обстоятельства они ограничиваются только расширением угла возможных столкновений до половины телесного угла соответствующих полусфер с предположением равной вероятности контактов частиц в пределах этой поверхности. Такой подход явно ограничивает возможности в целом плодотворной идеи этих ученых. Такой вывод объясняется тем, что условия столкновения, принятые ими, существуют в сильно разреженных потоках ($\varepsilon \geq 0,75$). С уменьшением же порозности зона вероятных столкновений существенно сужается, что приводит к изменению условий генерирования напряжений в потоке [37].

Предложены формулы для расчета касательных и нормальных напряжений с учетом диаметра и плотности гранул, коэффициентов трения движения, коэффициента восстановления, объемной концентрации.

$$\tau = \frac{c_0 k^2}{\beta} \varphi D^2 \frac{\lambda^2}{1+\lambda} [C_1(1+k) + C_2\mu(1+k)] \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{1 - [a_1^2(1-k)^2 + 2\mu a_1 a_2(1+k) - \mu^2 a_1^2(1+k)^2]}{\frac{3}{2} \frac{C_D}{\lambda} \frac{\rho_{ж}}{\rho} + [a_1^2(1-k)^2 + 2\mu a_1 a_2(1+k) - \mu^2 a_1^2(1+k)^2]} \right\}; \quad (2.18)$$

$$\sigma = \left[\frac{C_3(1+k) + C_4\mu(1+k)}{C_1(1+k) + C_2\mu(1+k)} \right] \tau,$$

где C_1, C_2, C_3, C_4 – константы; $\rho_{ж}$ – плотность межчастичной среды; C_D – коэффициент сопротивления относительного перемещения частиц, $C_D = 1$ при турбулентном режиме; λ – линейная концентрация твердой фазы.

Мацуока [50] предложил модель взаимосвязи напряжения–деформации для гранулированных материалов, учитывающую механизм изменения структуры при сдвиге. Соответствующие уравнения получены путем анализа взаимодействия двух частиц, разделенных плоскостью скольжения, с учетом механизма исчезновения и образования межчастичных контактов с третьей частицей. Соотношения между напряжением сдвига и нормальным напряжением получены в следующем виде

$$\frac{\tau}{\sigma} = \frac{\pi \sin(3\bar{\theta} + \varphi) - 6\bar{\theta} \cos \varphi}{\pi \cos(3\bar{\theta} + \varphi) + 6\bar{\theta} \sin \varphi}, \quad (2.19)$$

где $\bar{\theta}$ – среднее значение угла контакта между частицами; φ – угол трения.

В пределах возможных изменений значений углов контакта между частицами уравнение (2.19) Мацуока аппроксимировал следующей формулой

$$\frac{\tau}{\sigma} \approx \lambda \bar{\theta} + \mu, \quad (2.20)$$

где μ – параметр среды, $\mu = \operatorname{tg} \varphi$.

Это предложение целесообразно было бы использовать как рациональное дополнение к модели Аккермана–Шена, однако при этом параметры λ и θ являются функциями дилатансии среды, которая должна определяться в зависимости от скорости сдвига и комплекса свойств частиц материала.

Значительный теоретический интерес представляют работы И.В. Ширко [19, 51]. В работе [19] проведен феноменологический анализ быстрого течения гранулированной среды с использованием элементов теории броуновского движения частиц в предположении, что силы, действующие на каждую частицу, могут быть разделены на детерминированные и случайные. Основываясь на частном определении, что детерминированные силы пропорциональны скорости частицы и ее смещению x из некоторого положения равновесия, Ширко и Сахаров получили уравнение движения частицы в виде

$$\ddot{x} + \mu \dot{x} + \omega_0^2 x = f(t), \quad (2.21)$$

где μ – коэффициент эффективной вязкости; ω_0 – частота поперечных колебаний частицы; $f(t)$ – случайная сила, отнесенная к массе частицы.

Далее, принимая во внимание, что полученное уравнение аналогично уравнению эйнштейновского осциллятора, они определили параметры высокочастотных колебаний частиц.

На основе полученных характеристик колебаний частиц Ширко и Сахаров определяют величины потоков энергии и импульса в среде, пренебрегая влиянием на эти потоки поперечного массопереноса.

Замкнутая система уравнений движения гранулированной среды, позволяющая определить неизвестные параметры поля течения, записана в виде, аналогичном приведенному в работе Дженкинса и Коуина [39]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0;$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho F_i; \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial \langle e \rangle}{\partial x_j} \right) + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \gamma_i;$$

$$\sigma_{ij} = -\rho \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

где индексы i, j принимают значения x, y, z ; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений; F_{ij} – компоненты вектора массовых сил; δ_{ij} – символ Кронекера; γ – мощность, диссипируемая средой в единице объема; ρ – плотность среды; a и μ – коэффициенты энергопроводности и вязкости, соответственно.

Полученная система уравнений (2.22) решена при следующих граничных условиях:

$$y = -H \quad \frac{dV'}{dx} = \frac{1}{2}(1 - k_1) \frac{V'}{d};$$

$$y = H \quad \frac{dV'}{dx} = -\frac{1}{2}(1-k_1)\frac{V'}{d}, \quad (2.23)$$

где V' – скорость хаотического движения частиц; k_1 – коэффициент восстановления энергии при взаимодействии гранул с граничащей стенкой; H – половина расстояния между двумя бесконечными параллельными плоскостями.

В результате решения получено уравнение для расчета профиля скорости

$$u(y) = v \sin[\alpha(y/H)] / \sin \alpha,$$

где α – параметр, зависящий от «пристенного» коэффициента восстановления k_1 .

Несмотря на то, что предложенная в работе [19] формулировка граничных условий выглядит вполне самодостаточной, ее практическое использование, в общем случае, является весьма проблематичным в отсутствие детерминированного метода определения взаимосвязи физико-механических свойств и геометрии шероховатостей граничных поверхностей с условиями взаимодействия с ними частиц среды.

Результаты апробации [19] предложенного математического описания подтвердили, что принятые при моделировании допущения и предположения действительны только для быстрых сдвиговых течений с весьма высокой концентрацией частиц, когда объемная доля последних в потоке превышает величину 0,5.

Неддерман Р. и Тюзюн Х. [52] предложили модель для описания поля скорости в гранулированном материале, вытекающем из бункера, основанную на кинематическом анализе. При этом они полагали, что частицы непосредственно над отверстием падают из бункера, а частицы в вышележащем слое проскальзывают в пустое пространство, расталкивая друг друга. Эта модель является «чисто кинематической», так как предполагается, что движение частиц происходит под действием собственного веса, а градиенты напряжений на их движение не влияют.

Поле скоростей частиц при истечении из бункера предложено определять по формуле

$$V = V_0 e^{-x^2/(4By)}, \quad (2.24)$$

где B – кинематическая постоянная; V_0 – скорость частиц на центральной линии при $x = 0$.

В последующей работе Р. Неддерман и Х. Тюзюн экспериментально определили зависимость между диаметром частицы d и кинематической постоянной [53]. В соответствии с этим они предложили для описания поля скоростей следующую математическую модель:

$$u = -\beta d \frac{\partial V}{\partial x}; \quad (2.25)$$

$$\frac{du}{dy} = \beta d \frac{d^2 V}{dx^2}, \quad (2.26)$$

где d – средний размер частиц; β – безразмерная эмпирическая константа, зависящая от формы частицы и шероховатости ее поверхности; u – горизонтальная скорость частиц.

Очевидно, что математические модели такого рода адаптированы для некоторых ординарных объектов, когда при описании полей скорости в гранулированном материале представляется возможным пренебречь влиянием большинства физико-механических свойств частиц (плотности, эластичности и др.) на параметры движения гравитационного потока.

Несмотря на разнообразие предложенных методов описания быстрых сдвиговых течений зернистых материалов их использование не обеспечивает возможность адекватного математического моделирования в наиболее общих случаях гравитационных течений зернистых сред, характеризующихся большими градиентами скорости сдвига и концентраций твердой фазы. В частности предположения многих авторов об отсутствии передачи импульса за счет квазидиффузионного перемещения частиц и независимости эффективного коэффициента трения от концентрации твердой фазы весьма условны и, в каждом конкретном случае, нуждаются в серьезном обосновании. Вместе с тем, очевидно, что для адекватного

моделирования динамики такого рода течений необходимо учесть взаимосвязь скорости сдвига и концентрации твердой фазы, а также учесть и спрогнозировать влияние последних на величину сдвиговых напряжений. По этой причине соответствующие модели предсказывают существование стационарных гравитационных потоков только в узком диапазоне значений углов наклона слоя. С учетом вышеизложенного, в общем случае, не представляется возможным использование известных моделей для адекватного описания профилей скорости и распределения твердой фазы по толщине гравитационного потока. При этом особую сложность представляет проблема описания профиля скорости и распределения твердой фазы, особенно в тонких или пограничных слоях.

Авторы некоторых работ [44] при изучении быстрого сдвигового течения зернистых материалов, как отмечено выше, стали применять хорошо разработанную кинетическую теорию плотных газов. Так, Сэвидж и Джеффри при выводе формулы для тензора напряжений использовали результаты анализа Энскога [54] о переносе импульса путем столкновений молекул в плотных газах.

Дженкинс и Сэвидж [55] разработали теорию быстрых движений зернистой среды, состоящей из одинаковых гладких не вполне упругих сферических частиц. Учет неупругости частиц в межчастичных столкновениях позволил им включить в уравнение баланса энергии частиц параметр, названный ими «температура» среды. Температурой зернистой среды в механике быстрых течений сыпучих материалов называют кинетическую энергию, соответствующую случайному движению частиц [37].

В результате у Дженкинса и Сэвиджа появляется возможность вскрыть механизм возникновения этой энергии. Частным случаем энергетического баланса при сдвиге зернистой среды является локальное равновесие между генерацией энергии флуктуаций в результате столкновений и диссипацией этой энергии при столкновениях.

2.2. МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СТРУКТУРНО-КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ

Как было отмечено ранее, быстрые гравитационные течения зернистых сред занимают особое место в технологических процессах, протекающих с участием зернистых материалов. Особое значение такого рода течений связано не только с их широким распространением, но и с активным взаимодействием частиц среды при быстром сдвиге. Это взаимодействие определяет динамику быстрых гравитационных потоков зернистых материалов и, как следствие, кинетику соответствующих технологических процессов. Однако экспериментальное исследование гравитационного течения сталкивается со значительными трудностями, которые возникают вследствие исключительной «чувствительности» – активной реакцией потока на малейшее внешнее возмущение [15]. Это обстоятельство практически исключает возможность внедрения различных зондов в ядро потока без существенных нарушений структуры и поля скоростей сдвигового течения. Сложности экспериментального характера обусловлены отсутствием надежных методов и устройств определения локальных значений структурно-кинематических характеристик и распределения температуры гранул в таких потоках. В первую очередь, сказанное относится к тонкослойным гравитационным потокам.

Тем не менее, в работе [20] описан метод экспериментального измерения, заключающийся в установке на разных глубинах движущегося потока сыпучего материала горизонтально расположенного клина. Потоки материала, проходящие за заданное время сверху и снизу от клина, собирают и взвешивают. По результатам взвешивания определяют параметры сдвигового потока.

Метод этот отличается простотой, но недостатки предлагаемого метода исследования параметров сдвигового потока очевидны. Нарушение гидродинамики потока в значительной мере искажает информацию о параметрах течения.

Значительный интерес для исследования динамики быстрых сдвиговых потоков зернистых сред представляют беззондовые методы исследования. Эти методы не оказывают влияния на структуру потока в связи с тем, что экспериментальная их реализация исключает непосредственный контакт измерительных датчиков с потоком зернистого материала. К этой группе относятся и визуальные методы. В общем случае, беззондовые методы вносят меньше погрешностей в получаемые результаты и поэтому нашли довольно широкое распространение. Однако, и при использовании беззондовых методов необходимо учитывать их ограниченные возможности и погрешности, возникающие в процессе измерения. Об

этом свидетельствуют результаты анализа известных беззондовых методов исследования динамики быстрых гравитационных течений зернистых материалов.

В некоторой степени искаженную информацию получают с использованием визуальных наблюдений двумерного сдвигового потока. Самым простым, доступным и широко распространенным методом исследования этой группы является метод визуальных наблюдений двумерного сдвигового потока через прозрачные боковые стенки канала. Однако, названный метод не позволяет получить достоверную информацию о параметрах потока по причине специфичных граничных условий на боковых стеклянных стенках, что приводит к возникновению дополнительных сил трения, и, как следствие, нарушению структуры потока в этой части слоя. Очевидно, что полученные в результате визуальных наблюдений данные по концентрации твердой фазы зернистой среды у боковых стенок канала нельзя принять адекватными таковым для ядра потока. Кроме того, большим недостатком этого метода является отсутствие возможности регистрации визуальных наблюдений для их последующего анализа.

В работах [15, 30] метод визуального наблюдения нашел дальнейшее развитие. Для регистрации результатов наблюдений использован способ скоростной киносъемки с последующим покадровым анализом фильма. Анализ заключался в усреднении результатов по огромному числу кадров, что делает названный способ исследования чрезвычайно трудоемким. Однако и этот модифицированный метод не позволяет получить достаточно достоверной информации по причине значительных флуктуаций скорости частиц в потоке зернистой среды.

Тюзюн У., Неддерман Р. в своей работе [17] использовали визуальный метод наблюдения при экспериментальном исследовании истечения сыпучих материалов из бункеров. При этом ученые наблюдали образование застойной зоны различной формы. При проведении экспериментов бункер просвечивался мощным источником света, расположенным сзади. За счет применения подсветки и прозрачности исследуемого материала (стеклянные шарики) было определено местоположение неподвижных, медленно и быстро движущихся полей течения материала в бункере.

Основной причиной, существенно ограничивающей применение визуального метода, является требование к степени прозрачности исследуемого материала. Кроме этого, при этом затруднена регистрация визуальных наблюдений.

С целью облегчения обработки информации Сэвидж [15] использовал установку для визуального наблюдения, состоящую из двух волоконно-оптических зондов, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга в направлении потока (рис. 2.1).

Волоконно-оптические зонды были вмонтированы в перемещающуюся в поперечном направлении станину. При этом обеспечивалась строгая перпендикулярность оси каждого зонда боковым стеклянным стенкам канала. Прохождение отдельной частицы мимо одного из зондов (сенсора) создавало пикообразный выходной импульс. Течение всей совокупности частиц генерировало флуктуирующий сигнал от сенсора, находящегося выше по потоку и, аналогичный, но с запаздыванием во времени сигнал от второго сенсора. Автоматическое усреднение результатов измерений флуктуации скорости осуществлялось фотоэлектронным блоком и коррелятором. Путем взаимного коррелирования выходных сигналов обоих сенсоров можно было определить время прохождения частиц между двумя сенсорами и, таким образом, вычислить их среднюю скорость.

Однако, такое использование зондов позволяет измерять лишь некоторые локальные значения скорости частиц в приграничной зоне потока. Метод не позволяет получить достаточно надежные и достоверные экспериментальные данные по динамике гравитационного потока в целом.

Ишида М., Ширай Т. [33] при проведении экспериментальных исследований с помощью волоконно-оптических зондов измеряли профили скорости сферических частиц в стеклянном желобе с гладкими боковыми стенками и шероховатым дном. В отличие от экспериментов Сэвиджа [15], рассмотренных выше, зонды располагались не на боковых

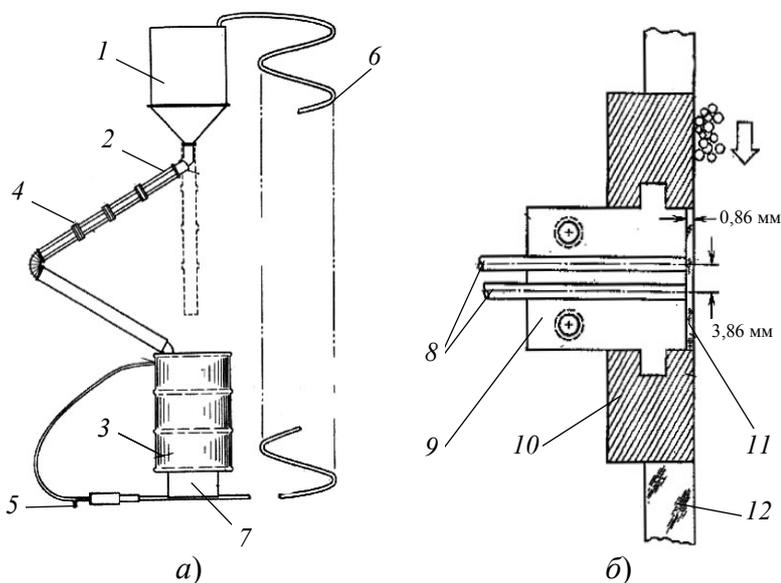


Рис. 2.1. Установка для визуального наблюдения с использованием волоконно-оптических зондов:

a – общий вид; *б* – схема установки волоконно-оптических зондов;

1 – раздаточный бункер; 2 – наклонный лоток; 3 – собирающий барабан;

4 – механизм для поперечного перемещения измерителя скорости

(показан в трех положениях); 5 – место подачи воздуха;

6 – трубка пневмотранспорта; 7 – бункер накопительный;

8 – зонд волоконно-оптический; 9 – станина;

10 – область перемещения станины; 11 – стеклянная перегородка;

12 – стенка канала стеклянная

стенках, а на центральной линии желоба. Такое расположение зондов позволяет избежать проблемы связанной с пристенными пограничными эффектами, заменяя их на аналогичные проблемы у основания слоя. Вследствие же не менее сложных граничных условий у основания слоя, получить достоверную информацию о параметрах течения по высоте слоя потока с использованием рассматриваемого метода достаточно проблематично.

Простотой эксперимента и, при определенных условиях, достаточно высокой точностью отличается метод исследования динамики быстрых гравитационных течений, основанный на анализе фазы свободного падения частиц за порогом ссыпания [29, 35, 55]. Основываясь на предположении, что взаимодействие частиц в стадии их свободного падения отсутствует, и при допущении структурной однородности потока вычисляют значения скорости по высоте потока на сыпном пороге. Исходными данными для расчета являются высота слоя на сыпном пороге и величина вылета частиц, зависящая от высоты падения. К достоинствам данного метода следует отнести благоприятные условия для проведения анализа распределения компонентов зернистой среды по высоте потока. Это обстоятельство очень важно для исследования закономерностей процессов разделения и перемешивания неоднородных сыпучих материалов при быстром гравитационном течении. Однако, допущение о стабильности концентрации твердой фазы по высоте потока делает этот метод неприемлемым для изучения относительно тонких слоев материала, характеризующихся чрезвычайно высокими градиентами концентрации частиц.

Комплексную информацию о динамике течения зернистых сред позволяет получить экспериментально-аналитический метод [56], также базирующийся на анализе фазы свободного падения частиц, покидающих порог ссыпания гравитационного ската. Во избежание грубых погрешностей, возникающих в такого рода методах [29, 35] вследствие допущения о структурной однородности потока, в соот-

ветствии с предложенным методом в его аналитической части используется гипотетическое уравнение взаимосвязи давления, порозности и скорости сдвига. Это уравнение записано В. Долгуниным и А. Уколовым [56] в предположении аналогии между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом. Очевидно, что первостепенное значение для достижения достаточно высоких показателей точности метода имеет адекватность выражения взаимосвязи локальных характеристик быстрого сдвигового потока, которое нуждается в обстоятельной проверке.

Особое место в ряду известных методов исследования быстрых гравитационных потоков занимают методы, основанные на использовании различного рода проникающих излучений. Широкая гамма свойств излучений обеспечивает возможность достижения различных значений разрешающей способности в определении локальных характеристик структуры потока без внесения в него каких-либо возмущений.

Например, параметры сдвигового течения можно исследовать с помощью емкостных датчиков [57, 58]. Однако данный метод исследования позволяет получить только интегральные характеристики движущегося потока. Измерение же локальных характеристик, необходимых для описания динамики течения, с помощью емкостных датчиков, представляется весьма затруднительным.

Локальные характеристики гравитационных потоков сыпучих материалов принципиально возможно измерить с помощью лазерного, рентгеновского, ультразвукового, СВЧ и других видов излучения. Методы, основанные на использовании различного рода излучений, делят на две группы:

- 1) методы измерения параметров специальных образцов;
- 2) методы измерения параметров и свойств веществ в непрерывных технологических потоках.

В аспекте темы данной работы нас интересуют исключительно методы второй группы. В этих методах для определения параметров веществ чаще всего используется измерение ослабления или набега фазы при прохождении излученных передающей антенной волн через объем веществ. Этот принцип может быть реализован, например, путем непрерывного протягивания через соответствующий измеритель исследуемого материала, изготовленного в виде ленты [59]. В ряде случаев при реализации методов второй группы параметры структуры потока можно определить и по коэффициенту отражения волн [60].

В работе [61] авторы использовали томографические измерения γ -лучами течения бинарной смеси при ее выгрузке из бункера. Экспериментальные исследования проведены с помощью лучевого сканера. При этом эксперименты основывались на регистрации изменения интенсивности потока γ -лучей при прохождении через слой частиц. Объектом экспериментального исследования было течение сыпучего материала в бункере, имеющем диаметр цилиндрической части равный 150 мм. Исследование заключалось в получении профилей распределения крупных и мелких частиц на различных уровнях по высоте бункера. Профили распределения получены как для неподвижного, так и для движущегося слоя частиц зернистого материала.

Однако сами авторы работы [61] отмечают чрезвычайную сложность экспериментального исследования микроструктуры дисперсной среды.

Миллен М., Соверби Б. [62] предложили метод непрерывного контроля массового расхода сыпучего материала при его пневматической транспортировке. В процессе контроля измеряется плотность и скорость движения потока взвешенного материала. Измерение плотности потока сыпучего материала основано на пропускании поперек слоя материала импульсного ультразвукового луча и регистрации его ослабления после прохождении слоя. Скорость потока предложено определять, исходя из разности во времени пробега импульсных ультразвуковых лучей, направленных против течения и по течению материала в трубе. Лабораторная установка представляет собой циркуляционный контур и пару датчиков для измерения затухания ультразвукового излучения, направленного перпендикулярно направлению потока. Разность времени пробега частиц измерялась с помощью датчиков, установленных под углом 45° к направлению потока.

Метод, основанный на использовании проникающей способности ультразвукового луча, наиболее подходит для исследования параметров разреженных потоков сыпучих материалов (например, в процессе их пневмотранспортирования). При исследовании движущихся гравитационных потоков, характеризующихся более высокими значениями концентрации твердой фазы, очевидно, разрешающая способность ультразвукового луча недостаточна, вследствие отражения или преломления луча в плотном потоке. Кроме того, данный метод позволяет получать только интегральные характеристики движущегося потока сыпучих материалов, что также существенно снижает его практическую ценность.

Метод ультразвуковой томографии развит Шлабергом, Поддом и Хейлом [63] для изучения структуры сыпучих материалов. Однако они также не сумели преодолеть вышеперечисленных недостатков

данного метода. Седерман, Александер и Гладден [64 – 66] для определения свойств жидких потоков и пористых структур плотных слоев использовали магнитно-резонансный объемно сканирующий метод. В работе [67] для изучения распределения компонентов трехфазной среды при ее вертикальном течении использована комбинация томографических методов гамма-лучевой денсиметрии и полного электрического сопротивления.

Манн [68, 69] исследовал процесс смешивания с помощью томографии электрического сопротивления. В работах [70 – 74] анализируется возможность применения томографии электрического сопротивления (или полного сопротивления) (ERT) и томографии емкостного электрического сопротивления (ECT) для исследования параметров движущихся потоков сыпучих материалов. Все перечисленные методы экспериментального исследования, базирующиеся на использовании различных видов томографии сопротивления, так же как и ранее рассмотренные, не позволяют определять локальные характеристики гравитационных потоков сыпучих материалов.

В последние годы все более широкое применение, как для технических целей, так и в исследовательской практике находит компьютерно-томографический метод. Так, Фоулдес, Аржилан, Кисс и др. [75] применили этот метод при изучении нефтяных и газовых месторождений. Рентгеновская томография впервые была использована для измерения концентрации твердых частиц в газовых (жидких) системах в работе [76]. Мартин [77] применил этот метод для исследования поперечного распределения твердой фазы в циркулирующем жидкостном потоке. Честер [78] с помощью указанного метода изучал динамику процесса смешивания твердых частиц в двухконусных смесителях.

В соответствии с целью настоящего исследования особый интерес представляют компьютерно-томографические измерения гравитационных течений, проведенные в работе [79]. Экспериментальные исследования проводились на установке, состоящей из небольшого бункера с плоским дном и почти цилиндрической боковой стенкой, немного отклоняющейся от вертикали. Гравитационные потоки в модельном бункере, вытекающие из центрального отверстия в его днище, изучались при изменяющихся условиях. С помощью рентгеновской компьютерной томографии получены цифровые изображения гравитационного потока. При этом использован современный компьютерный томограф фирмы «Siemens Somatom Plus». Экспериментальная установка позволяет либо получать единичные изображения поперечного сечения изучаемого объекта, либо проводить сканирование по толщине движущегося слоя. Измерение параметров гравитационного течения начиналось точно перед открытием разгрузочного отверстия воронки до момента прекращения потока. В результате обработки экспериментальных данных получены гистограммы величин пиксельной яркости, минимального, максимального и среднего значений плотности излучения, а также его стандартные отклонения. Полученные характеристики излучения позволили определить границы потока зернистого материала и динамику их развития в процессе опорожнения бункера.

Что же касается характеристик микроструктуры зернистой среды, то результаты, полученные в работе [79], имеют исключительно качественный характер, хотя в работе и указывается на принципиальную возможность их определения. Кроме того, следует отметить уникальность, сложность и высокую стоимость используемого экспериментального оборудования.

Выполненный в рамках настоящей главы анализ существующих экспериментальных методов и установок для исследования динамики быстрых сдвиговых гравитационных потоков зернистых материалов показывает целесообразность применения в исследовательской практике беззондовых методов. Однако, большинство известных беззондовых методов не позволяет получить надежных и достоверных данных о параметрах гравитационного потока зернистой среды, другие же требуют для их реализации применения уникального дорогостоящего оборудования. Так, например, визуальные методы позволяют получить информацию о структуре потока только в непосредственной близости к боковым стенкам канала. Методы, основанные на анализе фазы свободного падения частиц, предполагают использование функций взаимосвязи структурных и кинематических параметров сдвигового потока. При этом, очевидно, возникает необходимость обстоятельной прямой экспериментальной проверки адекватности используемых уравнений взаимосвязи. Методы, основанные на использовании различных видов проникающих излучений, позволяют достаточно надежно контролировать интегральные характеристики потока зернистой среды. При определении же микроструктурных характеристик некоторого ближнего порядка сопряжения частиц возникают значительные технические трудности, для преодоления которых требуется сложное дорогостоящее оборудование. Вместе с тем, представляется возможным заключить, что использование проникающих излучений является одним из наиболее надежных способов обеспечения достоверной экспериментальной базы для изучения динамики быстрых гравитационных течений.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Быстрый сдвиг зернистой среды вызывает интенсивное взаимное перемещение частиц, которое заключается не только в наличии относительной скорости между отдельными объемами среды в направлении сдвига, но и хаотических колебательных перемещений, поперечного массопереноса и вращательных движений частиц. Очевидно, что такого рода взаимные перемещения частиц оказывают существенное влияние на кинетику технологических процессов, протекающих в быстром сдвиговом гравитационном потоке зернистого материала. Это влияние обусловлено, с одной стороны, повышением интенсивности процессов тепло- и массопереноса в зернистой среде и проявлением эффектов взаимодействия частиц – с другой.

Основными эффектами взаимодействия частиц в быстрых гравитационных потоках являются квазидиффузионное перемешивание и разделение частиц (миграция), а также сегрегация частиц [80]. Для прогнозирования названных эффектов необходимо располагать полной информацией о структурных и кинематических характеристиках быстрых гравитационных потоков, например, в виде профилей скорости и порозности.

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЧЕНИЙ И ПРОВЕРКА ЕГО АДЕКВАТНОСТИ

3.1.1. О развитии экспериментально-аналитического метода

В экспериментальной практике часто используют метод, основанный на анализе фазы свободного падения частиц для определения скорости их движения на пороге ссыпания [29, 35, 80]. Это объясняется тем, что метод относительно прост в реализации и обеспечивает благоприятные условия для проведения анализа распределения компонентов зернистой среды по высоте потока. Основным недостатком данного метода является допущение о стабильности концентрации твердой фазы по высоте потока, что в реальных гравитационных течениях часто не соответствует действительности. В первую очередь это относится к гравитационным течениям относительно тонких слоев зернистого материала, для которых такое допущение может вызвать серьезные просчеты при определении их параметров.

С целью преодоления перечисленных недостатков названного метода в работах В.Н. Долгунина и А.А. Уколова предложено отказаться от допущения однородности распределения твердой фазы и определять его в комплексе структурно-кинематических характеристик потока. Характеристики определяют путем анализа комплекса экспериментальных данных, которые позволяет получить традиционный метод, на базе предложенного названными авторами уравнения взаимосвязи структурных и кинематических параметров потока. В результате ими разработан экспериментально-аналитический метод [56], позволяющий получить комплексную информацию о закономерностях быстрых гравитационных течений зернистых материалов, который базируется на анализе фазы свободного падения частиц, покидающих порог ссыпания гравитационного ската. Метод реализуется с использованием экспериментальной установки [81]. Установка (рис. 3.1) состоит из наклонного канала 1 прямоугольного сечения и кюветы 3, разделенной перегородками 4 на ячейки. Кювета, предназначенная для сбора вылетающих из канала частиц, устанавливается по отвесу на некотором расстоянии от порога ссыпания. Для регулирования толщины и длины скатывающегося слоя зернистого материала в канале закреплена с возможностью смещения ограничительная планка 2. На дне канала расположена шероховатая пластина, имеющая шероховатость, равную половине диаметра частиц исследуемого материала, для обеспечения граничного условия прилипания частиц.

Исследования проводятся в режимах, близких установившемуся гравитационному течению, которое достигается путем установки плоскости ската под углом, близким углу естественного откоса частиц зернистого материала [21].

Эксперимент заключается в следующем [56]. После установки требуемых величин угла наклона α плоскости ската, толщины и длины слоя зернистый материал дозируют в необходимом количестве непосредственно в канале. Первоначально скатывающийся материал принимают в буферную емкость. За-

тем через некоторое время (после наступления режима установившегося течения) открывают доступ сыпавшегося материала к ячейкам кюветы 3. При этом частицы, движущиеся в нижней части слоя и имеющие на пороге сыпания наименьшую скорость, попадают в ближние ячейки, а частицы верхней части слоя, имеющие большую скорость – в дальние. После заполнения ячеек кюветы в течение определенного времени падающими частицами их содержимое взвешивают и определяют функцию плотности распределения материала $G(x_1)$ в направлении оси Ox_1 (рис. 3.1). Кроме того, в соответствии с этим методом определяются следующие экспериментальные данные: высота слоя h на пороге сыпания, время заполнения кюветы τ , расстояние H между порогом сыпания и кюветой и угол наклона канала α (рис. 3.1).

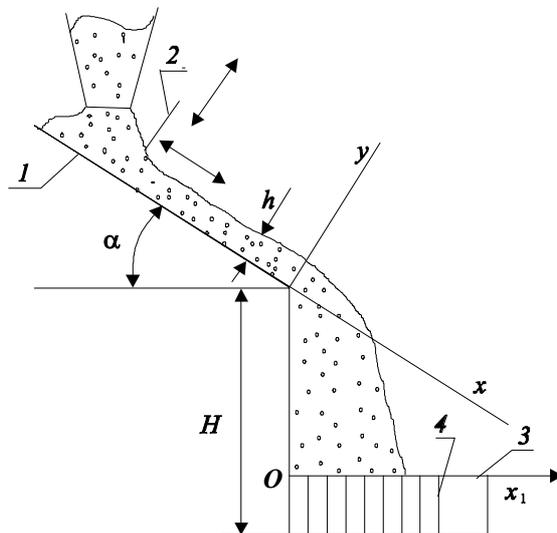


Рис. 3.1. Схема установки для реализации экспериментально-аналитического метода измерения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке зернистого материала

Аналитическая часть метода заключается в определении профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в слое частиц с учетом взаимосвязи между локальными значениями порозности слоя $\varepsilon(y)$, скорости сдвига du/dy , модуля скорости $u(y)$ и распределением частиц по горизонтальной координате $G(x_1)$.

В соответствии с законом свободно падающего слоя с начальной скоростью $\bar{u} = \{|\bar{u}| \cos \alpha - |\bar{u}| \sin \alpha\}$, направленной под углом α к горизонту, при пренебрежимо малом сопротивлении воздуха получают для модуля скорости [82]

$$|\bar{u}| = \frac{x_1 - y \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{(H + y \cos \alpha - (x_1 - y \sin \alpha) \operatorname{tg} \alpha) 2/g}}. \quad (3.1)$$

Составляя балансовое уравнение для потока частиц, вылетающих из канала, и массы материала, распределенного по ячейкам, получают

$$u(y, x_1) \rho^*(y) = G(x_1). \quad (3.2)$$

Уравнения (3.1) и (3.2) неявным образом определяют функциональную зависимость между x_1 и y . После выражения x_1 и y в явном виде $x_1 = f(y)$ и подстановки этой зависимости в (3.1) получают искомый профиль скорости по толщине скатывающегося слоя. Для выполнения этой операции необходимо знать вид функции $\rho^*(y)$. В предположении постоянной плотности по толщине слоя после подстановки (3.1) в (3.2) и разрешения последнего относительно y получают

$$y(x_1) = \frac{b(x_1) + \sqrt{b^2(x_1) - 4 \sin^2 \alpha \left(x_1^2 + (x_1 \operatorname{tg} \alpha - H) \frac{2}{g} \left(\frac{G(x_1)}{\rho^*} \right)^2 \right) \cos^2 \alpha}}{2 \sin^2 \alpha},$$

(3.3)

$$u(x_1) = \frac{x_1 - y(x_1) \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{H + y(x_1) \cos \alpha - (x_1 y(x_1) \sin \alpha) \operatorname{tg} \alpha} \frac{2}{g}}, \quad (3.4)$$

где
$$b(x_1) = 2x_1 \sin \alpha + (\cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha) \frac{2}{g} \left(\frac{G(x_1)}{\rho^*} \right)^2 \cos^2 \alpha .$$

Однако, полученные уравнения имеют ограниченное применение и в каждом конкретном случае необходимо их обоснование. Это связано с тем, что неоднородность слоя может быть очень высока, особенно в тонких слоях при быстром сдвиге зернистой среды. Информация же о неоднородности сдвигового потока зернистого материала имеет в некоторых случаях определяющую роль, как например, в процессе сегрегации в соответствии с механизмом миграции. Для получения более корректного результата необходимо знать зависимость $\rho^*(y)$, поэтому целесообразно воспользоваться одной из известных зависимостей $\rho^*(y)$ [16, 21, 25]. Однако, данные зависимости характеризуются существенным недостатком, заключающимся в том, что они не устанавливают взаимосвязи важнейших физико-механических свойств зернистых материалов, параметров течения и граничных условий. Если же принять во внимание, что наличие сдвига является необходимым условием дилатансии дисперсной среды и последняя зависит, кроме того, от нормального напряжения, то следует признать известные зависимости $\rho^*(y)$ ненадежными.

Из теории быстрых движений гранулированных сред известно, что мгновенная скорость частицы представляет собой сумму трех компонент: флуктуирующей, поступательной (осредненной) и вращательной.

Флуктуирующая составляющая скорости при этом в соответствии с теорией быстрых движений гранулированных сред играет определяющую роль. Это обстоятельство позволило некоторым ученым [27, 51, 83] применить хорошо разработанную кинетическую теорию плотных газов при решении задач быстрого сдвигового течения и получить удовлетворительные результаты.

Для определения функции распределения плотности сдвигового потока по толщине скатывающегося слоя используют гипотезу об аналогии между дилатансией потока $\bar{\varepsilon}$, гидростатическим давлением P , «температурой» гранулированной среды ν [56] и соответствующими параметрами состояния плотного газа. В соответствии с принятой аналогией записывают взаимосвязь между перечисленными характеристиками сдвигового потока в форме известного закона состояния идеального газа (Клапейрона–Менделеева)

$$P\bar{\varepsilon} = \psi\nu, \quad (3.5)$$

где ψ – коэффициент, зависящий от физико-механических свойств частиц.

«Температуру» гранулированной среды определяют как

$$\nu = \frac{\pi}{12} d^3 \rho (V')^2. \quad (3.6)$$

Значение флуктуирующей составляющей скорости частицы выражают как

$$V' = \chi \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (3.7)$$

где χ – коэффициент, определяемый в зависимости от физико-механических свойств частиц и межчастичной среды.

Аналог гидростатического давления выражают в следующей интегральной форме

$$P(y) = \int_{h-y}^h \rho g (1 - \varepsilon(y)) \cos \alpha \, dy. \quad (3.8)$$

В качестве аналога удельного объема плотного газа принимают удельное приращение свободного объема движущегося слоя, происходящее, вследствие его дилатансии

$$\bar{\varepsilon}(y) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{1 - \varepsilon}, \quad (3.9)$$

где ε_0 – порозность неподвижного слоя частиц.

Уравнения (3.1), (3.2) и (3.5) с учетом (3.6) – (3.9) образуют замкнутую систему уравнений относительно функций $u(y)$, $y(x_1)$, $\varepsilon(y)$, $P(y)$. При решении этой системы уравнений используют граничное условие, сформулированное в соответствии с условиями прилипания частиц на нижней границе течения, т.е. для указанных функций имеем:

$$u(0) = 0, \quad (3.10)$$

$$y(0) = 0. \quad (3.11)$$

Решения получают по методу последовательных приближений. Для этого на первом шаге принимают $\rho^*(y) = \rho^* = \text{const}$ и находят по (3.1) и (3.2) функцию $u_1(x_1)$, а по уравнению (3.8) – $P_1(y)$. Затем с помощью полученных приближений находят первые приближения функций $y_1(x_1)$ и $\varepsilon_1(y)$ и определяют коэффициент ψ уравнения (3.5). На основе полученных функций $y_1(x_1)$ и $\varepsilon_1(y)$ находят вторые приближения и т.д. до тех пор, пока максимальное отклонение двух последовательных приближений не станет меньше заданной величины.

Таким образом, в результате решения системы уравнений (3.1), (3.2) и (3.5) методом последовательных приближений получают профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$.

На рис. 3.2 приведены результаты экспериментально-аналитического исследования в виде профиля скорости и порозности гравитационного течения керамических гранул диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м по шероховатой наклонной плоскости. Из рисунка следует, что реализация изложенного метода исследования позволяет прогнозировать достаточно сложные неординарные профили концентрации твердой фазы в быстрых гравитационных потоках, имеющих малые толщины слоя (5...10 диаметров частиц).

Достоинствами описанного экспериментально-аналитического метода являются свойственные ему благоприятные условия для исследования закономерностей быстрых гравитационных течений зернистых материалов путем анализа распределения частиц в потоке падающего материала.

Названный метод прошел достаточно широкую апробацию в исследовательской и инженерной практике [56, 80, 82, 84]. Для объяснения неординарных эффектов взаимодействия частиц и описания процесса сегрегации в быстрых гравитационных потоках зернистых материалов весьма плодотворными оказались оригинальные прогностические свойства уравнения состояния зернистой среды в виде выражения (3.5). Это уравнение имеет феноменологический характер, в связи с чем

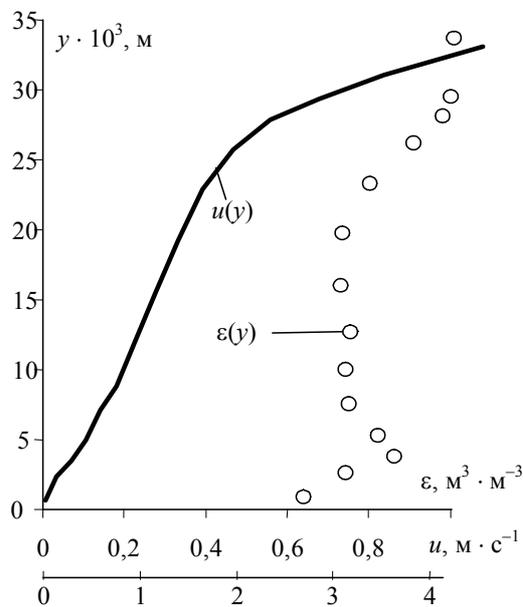


Рис. 3.2. Профили скорости и порозности керамических гранул диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м

вполне правомерен интерес к более глубокому исследованию его прогностических возможностей. Это вызвано тем, что до настоящего времени имеются только косвенные подтверждения достоверности прогнозируемых экспериментально-аналитическим методом профилей.

Рассмотренный выше экспериментально-аналитический метод базируется на использовании постулата о взаимосвязи структурных и кинематических параметров быстрого сдвигового потока зернистой среды с соответствующими параметрами плотного газа. Однако, правомерность принятого постулата до настоящего времени имеет только косвенные подтверждения. В связи с этим актуальной остается необходимость прямой экспериментальной проверки адекватности принятых в постулате допущений и физических представлений о закономерностях взаимодействия частиц в сдвиговых потоках зернистых сред. О разработке метода экспериментального исследования концентрационных профилей в быстром гравитационном потоке зернистой среды пойдет речь в следующем разделе этой главы.

3.1.2. Рентгенографический метод определения профиля порозности в гравитационном потоке частиц на шероховатом скате

В результате анализа существующих методов экспериментального исследования быстрых гравитационных течений на шероховатом скате, проведенного во второй главе, сделан вывод о необходимости использования бесконтактных методов. В настоящей работе проводится исследование возможности использования проникающего излучения для определения локальных значений порозности (концентрации твердой фазы) в гравитационном потоке частиц на шероховатом скате [85].

Объектом исследования выбраны быстрые гравитационные течения несвязных зернистых материалов, состоящих из частиц, близких по форме к сферическим. Исследования проведены в режиме тонкослойного установившегося течения при отношениях толщины слоя к диаметру частиц, равных 4...15.

Такого рода потоки зернистых материалов характеризуются активным взаимодействием частиц и в полном своем объеме представляют, так называемую, провальную зону (failure zone) [86]. Исследование таких потоков имеет значительное прикладное значение, поскольку взаимодействие частиц в «провальных зонах» сопровождается активно протекающими эффектами сегрегации и перемешивания, которые существенно влияют на кинетику технологических процессов. Однако исследование тонкослойных гравитационных течений сопряжено со значительными экспериментальными трудностями. Экспериментальный метод должен быть не только бесконтактным, но и иметь достаточно высокую разрешающую способность при измерении локальных значений параметров течения. Это связано с тем, что в случае

тонкослойного течения толщина элементарного слоя частиц сопоставима с общей толщиной слоя и изменение параметров течения в пространстве, ограниченном двумя смежными слоями, является значимым для потока в целом [87].

Предложен и апробирован экспериментальный метод бесконтактного исследования концентрационных профилей в быстром гравитационном потоке зернистой среды. Предлагаемый метод основывается на применении проникающего рентгеновского излучения и фиксировании его на рентгеновской пленке.

Отличительной особенностью метода является то, что оценка проницаемости потока зернистой среды и ее контрольных образцов, имеющих определенные концентрации, проводится с использованием единой рентгенограммы. Вследствие этого существенно повышается точность рентгеновского анализа, так как исключаются случайные погрешности, вызванные различными свойствами пленки, условиями ее проявления и временем экспонирования.

Схема экспериментальной установки для определения концентрации твердой фазы в потоке зернистой среды с помощью рентгеновского излучения приведена на рис. 3.3. Установка состоит из наклонного канала прямоугольного сечения 1 и бункера для зернистого материала 2, выходное отверстие которого закрывает шибер 3. На дне канала закреплена скатная доска 4. В стенках канала в непосредственной близости от порога ссыпания имеются окна 5, закрытые органическим стеклом, которое является практически абсолютно прозрачным для рентгеновского излучения. Снаружи канала, со стороны одного из окон установлен источник рентгеновского излучения 6, а напротив другого окна – кассета 7 с рентгеновской пленкой. Внутри наклонного канала со стороны источника рентгеновского излучения над верхней границей потока сыпучего материала закрепляются контрольные образцы с фиксированной концентрацией твердой фазы 8.

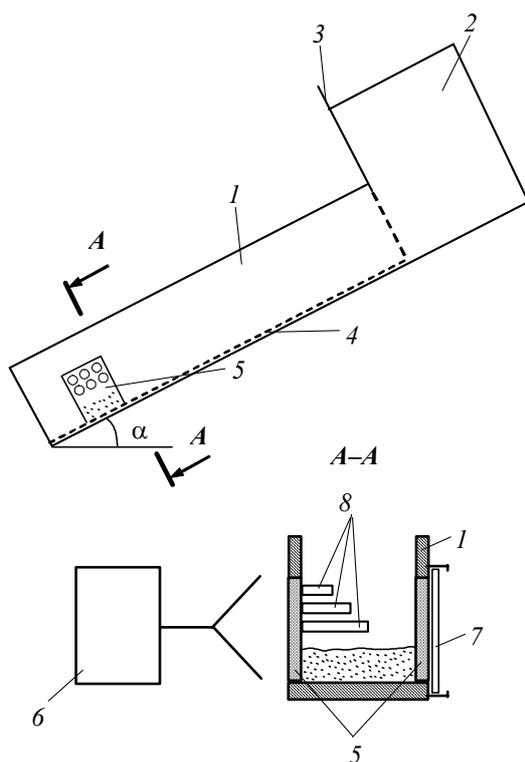


Рис. 3.3. Схема экспериментальной установки для исследования структурных характеристик гравитационного потока зернистой среды с использованием рентгенограмм

Метод экспериментального измерения концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды состоит из нескольких этапов, последовательность которых можно представить в виде блок – схемы (рис. 3.4) [88, 89].

Для того, чтобы граничные эффекты на боковых стенках канала не оказывали существенного влияния на результаты исследования гравитационного потока на скате, поверхности последних выполнялись полированными, а расстояние между ними (ширина канала) во всех

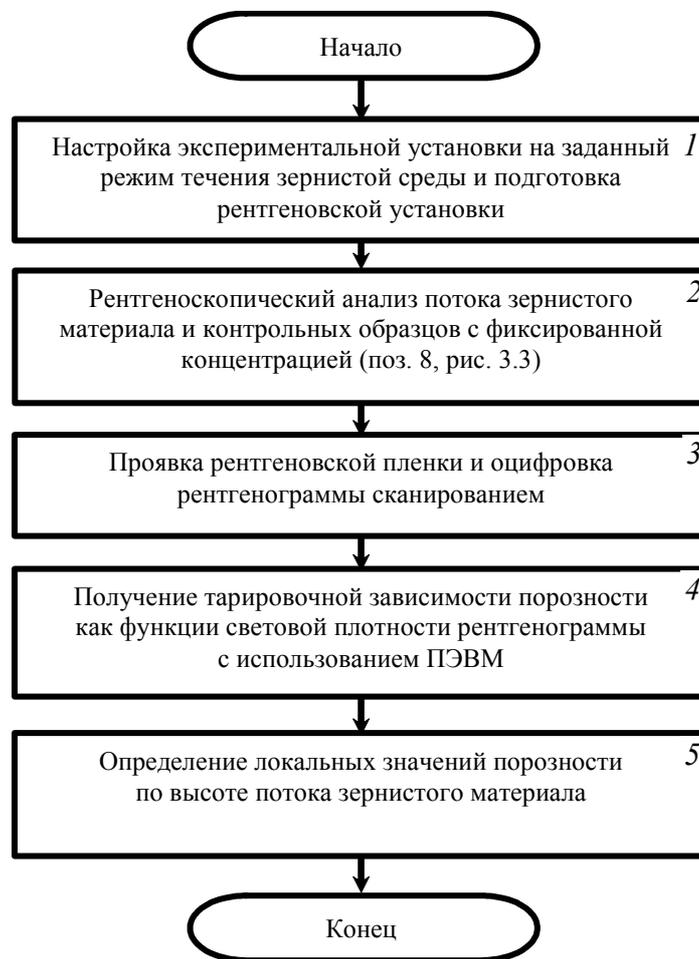


Рис. 3.4. Блок-схема метода определения локальной концентрации твердой фазы с использованием рентгеновского излучения

случаях была достаточно большой и равнялась более чем 10-ти диаметрам частиц. Время экспозиции в опытах равнялось 2...3 с, что обеспечивало снижение негативного влияния возможных флуктуаций потока на результаты исследования.

На рис. 3.5 в качестве примера показана рентгенограмма распределения частиц в гравитационном потоке одного из модельных материалов на шероховатом скате. Наряду с информацией об относительной плотности отдельных участков по высоте слоя потока зернистого материала на скате 2 рентгенограмма содержит информацию об относительной проницаемости образцов с различными фиксированными значениями концентрации твердой фазы I .

Полученные после проявки пленки рентгенограммы содержат световую информацию о структуре слоя зернистого материала. Однако данная информация неудобна для дальнейшего использования, в связи с чем ее целесообразно преобразовать в цифровую информацию.

Эта задача решается в работе с помощью компьютерной обработки рентгенограмм [90].

Алгоритм компьютерной обработки рентгенограмм состоит в следующем. Световая информация пленки путем сканирования переводится в графический файл формата bmp. Для обработки данного файла разработана прикладная программа, с помощью которой каждому значению световой плотности присваивается определенная числовая величина (так, например, абсолютно черному цвету присваивается значение, равное 0, а абсолютно белому – 255).

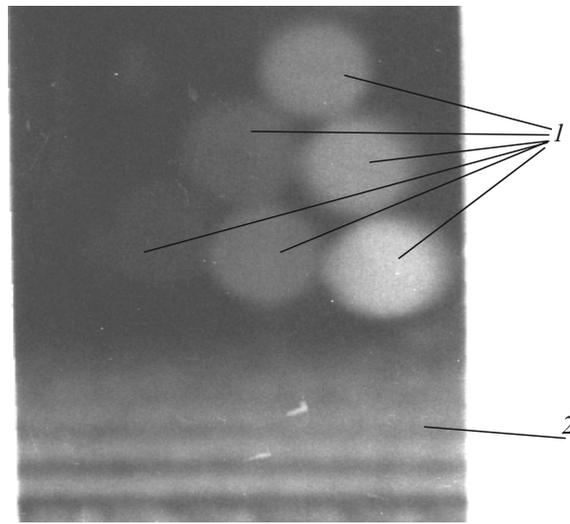


Рис. 3.5. Рентгенограмма контрольных образцов (1) и быстрого гравитационного потока сферических керамических частиц (2)

На первом этапе обрабатываются снимки контрольных образцов с фиксированной концентрацией твердой фазы. Для этого на снимке каждого образца выделяется наиболее характерный прямоугольный участок и с определенным шагом по высоте рассчитывается его световая плотность. Полученные данные усредняются, и среднему значению яркости присваивается соответствующее значение концентрации твердой фазы контрольного образца. В рассматриваемом случае использованы образцы с порозностью, равной 0,42; 0,5; 0,6; 0,72; 0,8; 1. По результатам обработки рентгенограмм контрольных образцов строится тарифовочная кривая в виде корреляционной зависимости между световой плотностью (прозрачностью) и либо долей концентрации твердой фазы, либо соответствующей порозностью. Тарифовочная кривая, соответствующая приведенной рентгенограмме, показана на рис. 3.6.

На следующем этапе обрабатывается рентгенограмма потока зернистой среды. С целью повышения точности обработки рентгенограмма делится на несколько поперечных элементарных слоев, и для каждого слоя определяется осредненное значение световой плотности. В результате выполнения этой операции выявляется функция изменения световой плотности снимка по высоте потока зернистой среды.

В качестве примера результата обработки рентгенограммы, приведенной на рис. 3.5, получена функция изменения световой прозрачности по высоте слоя керамических частиц на шероховатом скакте, которая показана на рис. 3.7. Далее с помощью тарифовочной кривой

(рис. 3.6) полученную функцию преобразуют в профиль порозности слоя частиц в гравитационном потоке зернистого материала (рис. 3.8).

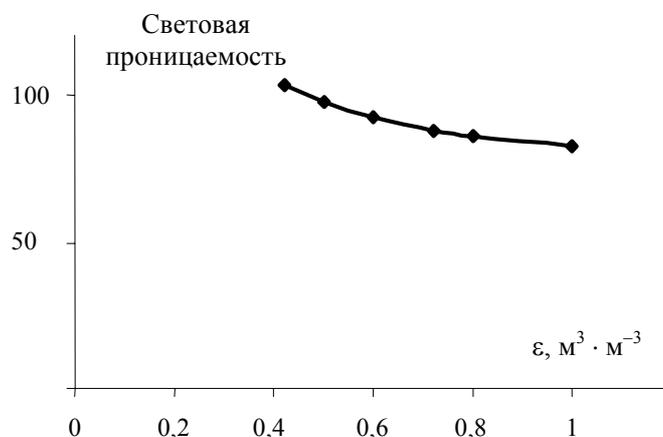


Рис. 3.6. Тарифовочная кривая для обработки рентгенограммы с целью определения порозности в гравитационном потоке керамических шаров

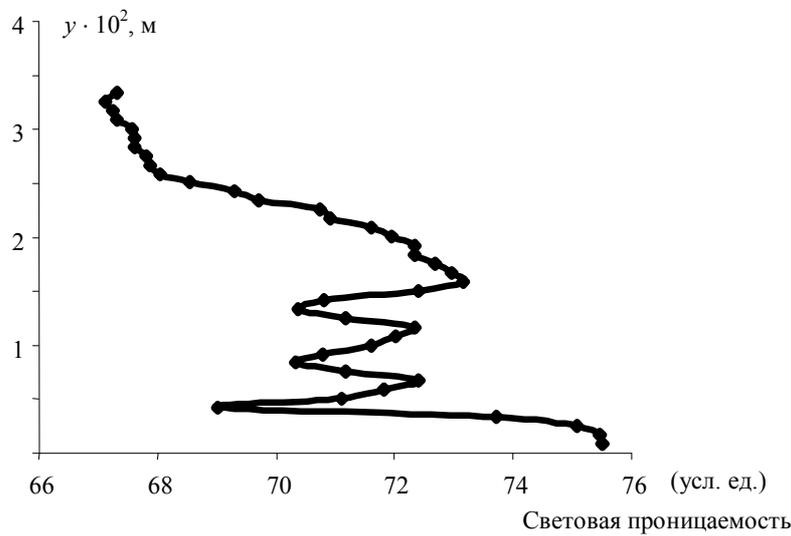


Рис. 3.7. Изменение световой прозрачности рентгенограмм по высоте потока зернистой среды

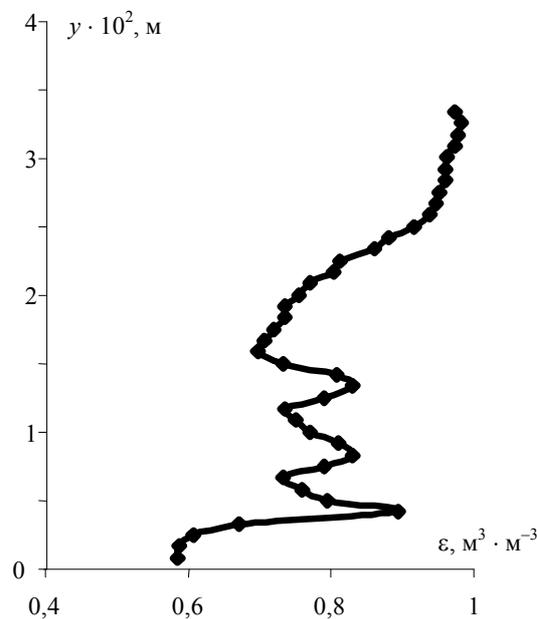


Рис. 3.8. Профиль локальных значений порозности керамических шариков диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м в гравитационном потоке на шероховатом скате

Таким образом, компьютерная обработка рентгенограмм позволяет с высокой точностью проводить их анализ и, в результате, получать соответствующие профили распределения частиц в гравитационных потоках зернистых сред.

На рис. 3.9 приведены соответствующие профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в исследуемом потоке. Следует отметить, что профили порозности, будучи обратными профилям концентрации твердой фазы, получены с помощью двух различных методов: рентгеноскопией (кривая 1 рис. 3.9) и экспериментально-аналитическим методом (кривая 2).

Совместный анализ рентгенограмм и полученных в результате их компьютерной обработки профилей порозности позволяют сделать выводы, которые могут служить прямым доказательством наличия оригинальных особенностей быстрого гравитационного течения зернистого материала на шероховатом скате. Ранее [56] эти особенности обнаруживались лишь косвенным путем.

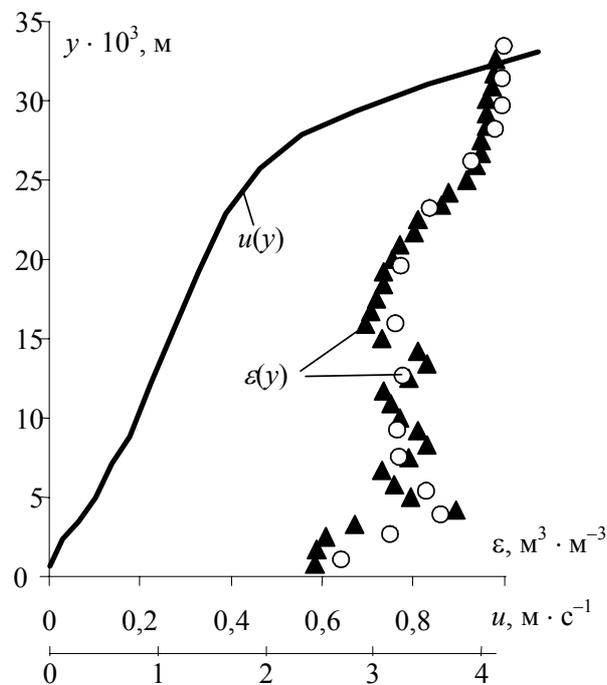


Рис. 3.9. Профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ гравитационного потока керамических шаров, полученные методом:

▲ – рентгеноскопии; ○ – экспериментально-аналитическим

Среди таких особенностей обращает на себя внимание наличие зоны с наиболее высокой концентрацией частиц в центральной части слоя. При этом области потока, расположенные на периферии слоя, вблизи его основания и открытой поверхности, характеризуются повышенными значениями порозности.

Вторая особенность потока заключается в тенденции частиц организовывать послойную, регулярную структуру, особенно при низких значениях порозности в центральной части слоя.

Таким образом, метод рентгеноскопии использован для проверки точности экспериментально-аналитического метода [56], предполагающего формальную аналогию между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом и учитывающего экспериментальную функцию распределения частиц на стадии свободного их падения на пороге ссыпания. Сравнение профилей порозности (рис. 3.9), полученных с помощью названных методов, свидетельствует об удовлетворительной их адекватности. Чрезвычайно важным представляется также тот факт, что результаты, полученные методом рентгеноскопии, могут расцениваться как прямое подтверждение удовлетворительной адекватности постулированной ранее [56] взаимосвязи структурных и кинематических характеристик зернистой среды при быстром сдвиге.

3.1.3. Рентгенографический метод определения профиля скорости в гравитационном потоке частиц на шероховатом скате

Определение профиля порозности в быстром гравитационном потоке зернистого материала не исчерпывает проблему исследования параметров потока, поскольку определение локальных кинематических характеристик также является достаточно сложной задачей. Сложность определения кинематических характеристик отдельных частиц при быстром сдвиге является следствием сложного характера движения последних. Скорость частиц при быстром сдвиге зернистого материала является результатом наложения скорости поступательного смещения частицы в направлении сдвига и скорости хаотического перемещения частицы.

В настоящем разделе для экспериментального определения профиля скорости продольного перемещения частиц предложен комбинированный метод [91], сочетающий в себе метод рентгенографического исследования профиля порозности на гравитационном скате и экспериментальную часть известного [56] экспериментально-аналитического метода, связанную с анализом стадии свободного падения частиц.

Экспериментальная установка для реализации данного метода состоит из установки для определения профилей порозности методом рентгеноскопии (см. рис. 3.3) и кюветы с ячейками для анализа стадии свободного падения вылетающих частиц, расположенной под гравитационным скатом по аналогии с традиционной установкой (см. рис. 3.1).

Методика эксперимента заключается в следующем. В период времени экспозиции при получении рентгенограммы потока, параллельно осуществляют прием падающего материала в кювету с ячейками в соответствии с известным методом [56]. В результате кроме рентгенограммы потока получают информацию о времени ссыпания τ , толщине ссыпающегося слоя h , ширине желоба, высоте от порога ссыпания

частиц до горизонтальной кюветы H , угле наклона желоба α и распределении массы материала по ячейкам G_i . Далее, путем обработки рентгенограммы потока, получают профиль порозности по высоте слоя (раздел 3.1.1). Затем используют послойную расчетную схему, в которой для каждого слоя, начиная с нижнего, подбирают такую его высоту, при которой частицы, вылетающие из него со скоростью u_i , падают на расстоянии x_{1i} от начала кюветы, и масса материала G_i в i -й ячейке соответствует массе материала, вылетающего из i -го слоя со средней скоростью $\frac{u_i + u_{i-1}}{2}$ за время τ . Расчетная схема реализуется при граничном условии прилипания:

$$\begin{cases} y_1 = 0; \\ u_{y=0} = 0. \end{cases} \quad (3.12)$$

Среднюю скорость u_i и высоту i -го слоя h_i определяют путем решения следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} u_i = \frac{x_{1i} - (y_i + h_i) \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{H + (y_i + h_i) \cos \alpha - (x_{1i} - (y_i + h_i) \sin \alpha) \operatorname{tg} \alpha} 2 / g}; \\ G_i = S h_i \frac{u_i - u_{i-1}}{2} \rho \left(1 - \frac{1}{h_i} \int_{y_i}^{y_i + h_i} \varepsilon(y) dy \right) \tau. \end{cases} \quad (3.13)$$

На рис. 3.10 представлена блок-схема экспериментального определения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке на шероховатом скате.

На рис. 3.11 в качестве примера показаны профили скорости и порозности (ранее приведен на рис. 3.8) в гравитационном потоке керамических шариков, которые в совокупности комплексно характеризуют динамику течения зернистого материала при заданных условиях его течения.

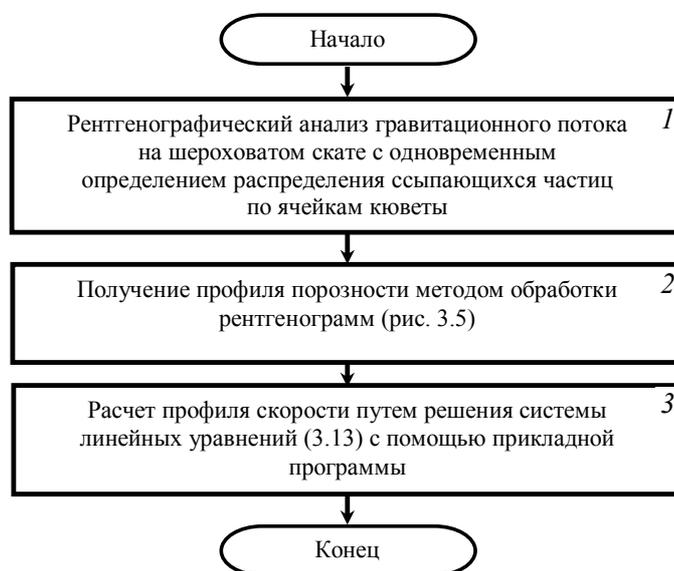


Рис. 3.10. Блок-схема алгоритма определения профилей скорости и порозности экспериментальным методом

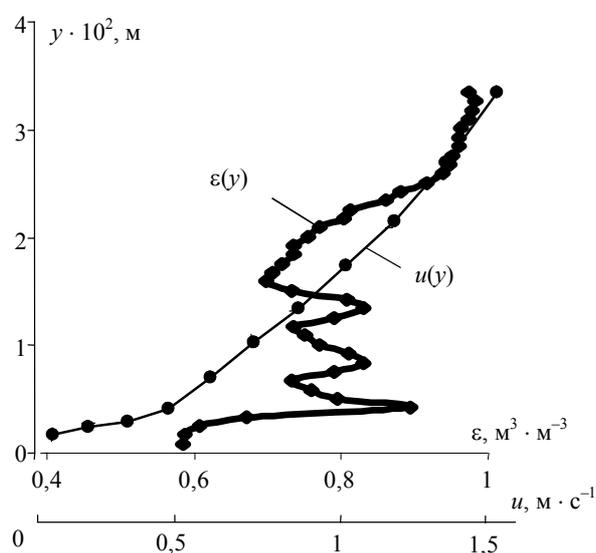


Рис. 3.11. Профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ для гравитационного потока керамических шариков диаметром $6,6 \cdot 10^{-3}$ м на шероховатом скате, полученные экспериментальным методом 3.1.4. Рентгенографическое исследование гравитационного течения зернистого материала

В настоящем разделе проводится исследование закономерностей быстрого гравитационного течения зернистого материала с использованием рентгенограмм потока. Рентгенограммы получены для случая установившегося развитого гравитационного течения модельного зернистого материала – керамических частиц с использованием метода и экспериментальной установки, описанных в разделе 3.1.2. Керамические частицы являются предпочтительными для исследования в связи со стабильностью их свойств во времени и высокой однородностью по размеру, плотности и форме, близкой к сферической. Такие свойства модельного материала позволяют практически исключить влияние эффектов сегрегации на динамику гравитационного потока. Кроме того, относительно высокая проницаемость материала для рентгеновских лучей делает возможным проведение рентгенографического исследования потоков в желобе достаточно большой ширины, при которой краевые эффекты на боковых стенках становятся пренебрежимо малыми.

Исследование проведено в диапазоне углов ската, при которых имеет место быстрое установившееся гравитационное течение материала, и толщинах слоя равных 4...6 диаметрам частиц. В каждом опыте профиль порозности и скорости строился с использованием двух методов его определения:

- 1) рентгенографического исследования;
- 2) экспериментально-аналитического исследования.

На рис. 3.12 – 3.15 представлены результаты исследования, которые позволяют оценить прогностические свойства экспериментально-аналитического метода исследования и сделать вывод о его адекватности. Анализ приведенных результатов показывает, что при всех углах наклона ската профили порозности имеют единообразный вид вне зависимости от метода его определения. Во всех случаях профили порозности имеют S-образную форму с максимальной концентрацией твердой фазы в центральной части слоя.

В соответствии с полученными рентгенограммами профиль порозности в центральной, наиболее плотной, части имеет зигзагообразный характер. Расстояние между выступами и впадинами зигзагов при этом может быть определено в виде функции порозности и диаметра частиц как $bd = \left[\frac{\pi}{6(1-\varepsilon)} \right]^{1/3} d$.

Это может служить дополнительным подтверждением того, что частицы движутся в этой части потока преимущественно в режиме сдвига по элементарным слоям.

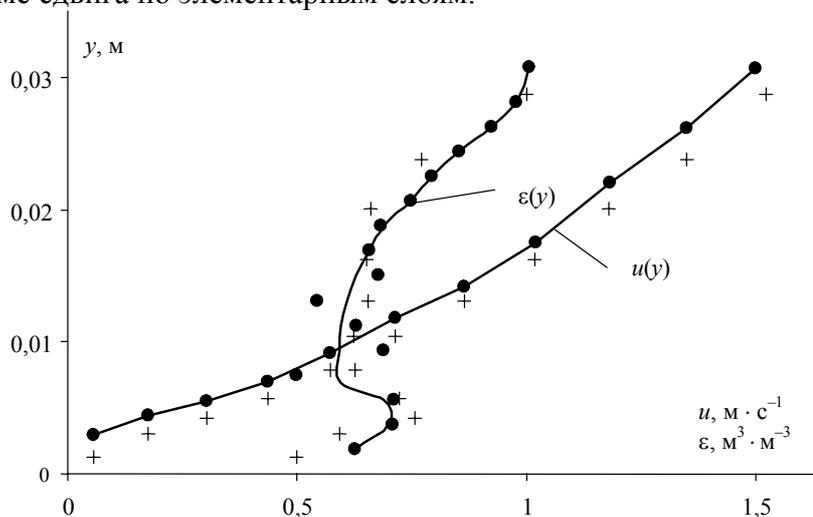


Рис. 3.12. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 32$ мм, $\alpha = 34^\circ$, полученных методом:

● – рентгенографическим;

+ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (3.5)

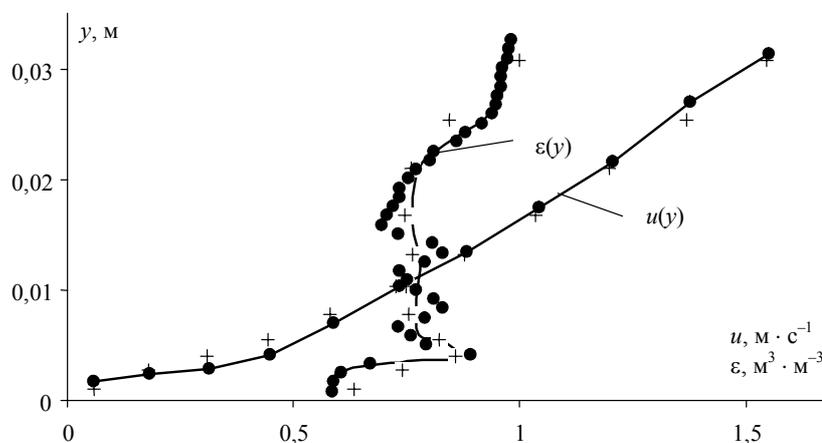


Рис. 3.13. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 34$ мм, $\alpha = 35^\circ$, полученных методом:

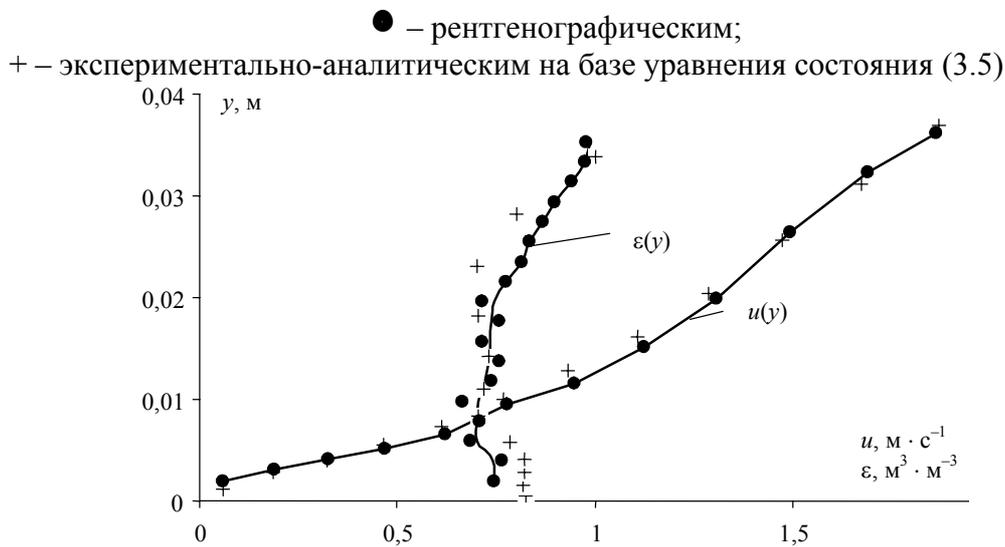


Рис. 3.14. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 39$ мм, $\alpha = 38^\circ$, полученных методом:

● – рентгенографическим;
+ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (3.5)

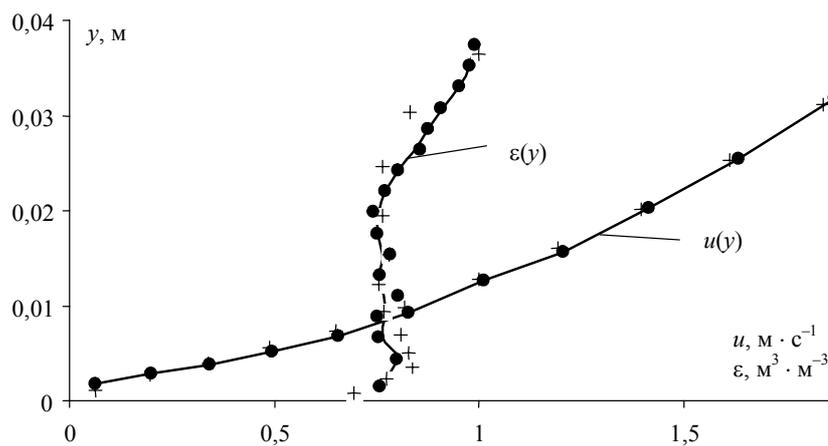


Рис. 3.15. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 41$ мм, $\alpha = 41^\circ$, полученных методом:

● – рентгенографическим;
+ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (3.5)

Судя по полученным результатам такой режим течения зернистой среды наблюдается в областях потока с пониженными значениями порозности, меньшими $\sim 0,75$, что находится в соответствии с теоретическими прогнозами, сделанными ранее в работе [92]. Кроме того, приведенные результаты позволяют сделать предположение о том, что с увеличением угла ската регулярная структура расположения частиц в гравитационном потоке сменяется хаотической, что должно сопровождаться усилением эффектов перемешивания.

На это указывает тот факт, что с увеличения угла наклона ската зигзаги на профилях порозности значительно уменьшаются. При увеличении же градиентов концентрации твердой фазы такие изменения в структуре потока должны приводить к возрастанию эффекта миграции неоднородных частиц (см. главу 5).

Адекватность экспериментально-аналитического метода проверена путем статистической оценки степени расхождения результатов определения профилей порозности, полученных с его использованием, и аналогичных результатов, выявленных рентгенографическим методом. Статистическая оценка адекватности проведена при пятипроцентном уровне значимости для трех параллельных опытов. На

первом этапе оценки адекватности осуществлялась проверка результатов, полученных различными методами, на статистическую однородность. Для этого для каждой серии параллельных опытов по каждому из методов после исключения грубых ошибок, строили среднестатистический профиль порозности, который использовали для вычисления дисперсии воспроизводимости. Относительное расхождение дисперсии воспроизводимости результатов, полученных различными методами, использовали для оценки их статистической однородности, которая проводилась с помощью F -критерия Фишера.

На втором этапе проверки адекватности вычисляли дисперсию расхождения средних значений порозности, выявленных экспериментально-аналитическим и рентгенографическим методом. Путем сравнения отношения этой дисперсии к дисперсии воспроизводимости значений порозности, измеренных с использованием рентгенографического метода, с величиной F -критерия Фишера делали вывод об адекватности экспериментально-аналитического метода прогнозирования параметров гравитационного потока.

В результате статистической обработки результатов исследований, представленных на рис. 3.12 – 3.15, установлено, что экспериментально-аналитический метод обеспечивает возможность достаточно адекватного определения профилей порозности в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате. Относительная среднеквадратичная погрешность определения порозности с использованием экспериментально-аналитического метода не превышала 5 %.

3.2. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНО-КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ШЕРОХОВАТОМ СКАТЕ

Анализ литературных данных свидетельствует об определяющем влиянии структурных и кинематических характеристик гравитационного потока на взаимодействие частиц и, как следствие, кинетику соответствующих технологических процессов. Поскольку математическое моделирование такого рода течений достаточно проблематично, то вполне правомерен интерес к экспериментальному определению структурно-кинематических характеристик быстрых гравитационных течений.

Экспериментальные исследования показали [93], что установившееся быстрое гравитационное течение зернистого материала по крутому скату, шероховатость которого равна, по крайней мере, половине диаметра частиц движущейся среды, существует в некотором диапазоне угла наклона его поверхности α к горизонту. Очевидно, это объясняется тем, что эффективный коэффициент трения, являющийся отношением сдвигового напряжения к нормальному, существенно зависит от концентрации частиц в объеме слоя. С увеличением угла наклона плоскости ската скорость сдвига возрастает, в результате чего увеличивается энергия колебательных перемещений частиц и слой разрыхляется. С возрастанием порозности слоя до величины $\varepsilon \approx 0,75$ [23, 37] (для сферических частиц) эффективный коэффициент трения увеличивается, что обеспечивает сохранение динамического равновесия и стекание зернистого материала в режиме развитого установившегося сдвигового течения. Увеличение эффективного коэффициента трения происходит вследствие возрастания угла столкновения частиц, взаимодействующих через поверхность сдвига, и интенсификации поперечного массопереноса.

При дальнейшем увеличении угла наклона происходит проскальзывание слоя по поверхности ската и формирование, так называемого, «расплескивающегося» ускоренного течения. В зависимости от «вязкостных» свойств зернистого материала и упругих свойств и геометрии шероховатостей поверхности ската это приводит к тому или иному изменению скорости сдвига и, как правило, сопровождается увеличением порозности слоя.

Таким образом, при относительно небольшом изменении угла наклона происходят существенные изменения в динамике быстрого гравитационного течения [93]. При увеличении угла режим движения частиц изменяется от установившегося до расплескивающегося течения. К основным признакам, которыми различаются названные режимы течения, следует отнести профиль скорости (скорость сдвига) и порозность слоя, существенно влияющих на сегрегацию и перемешивание частиц [94].

Таким образом, характер зависимости динамики сегрегации от угла наклона поверхности ската к горизонту определяется происходящими при этом изменениями в порозности и скорости сдвига в потоке зернистых частиц.

С целью изучения влияния на структурные и кинематические характеристики быстрых гравитационных течений угла наклона поверхности ската к горизонту проведено [95] экспериментально-аналити-

ческое исследование динамики течения скатывающегося материала. Исследования выполнены с использованием ранее описанного экспериментально-аналитического метода [56, 96] (см. раздел 3.1).

Результаты исследования влияния угла α поверхности ската на структурные и кинематические характеристики быстрых гравитационных течений на шероховатом скате представлены на рис. 3.16.

На рис. 3.16, *а* приведены профили скорости и порозности, которые наблюдаются при скатывании смеси фракции гранул двойного суперфосфата при углах наклона поверхности ската $35,5$ и 41° (угол естественного откоса частиц $\alpha_0 = 35^\circ$). На рис. 3.16, *б* изображены профили, имеющие место при гравитационном течении смеси аналогичных фракций гранул силикагеля при углах поверхности ската 31 , 33 и 35° ($\alpha_0 = 30^\circ$).

Сравнение профилей показывает, что с увеличением угла наклона происходит практически равномерное увеличение скорости сдвига по всей высоте слоя. Это увеличение сопровождается соответствующим повышением порозности слоя и в итоге зависимости $\varepsilon(y)$ для этих случаев располагаются эквидистантно, что свидетельствует о неизменном характере течения потока.

При дальнейшем увеличении угла наклона в наибольшей степени возрастает скорость сдвига у основания слоя. С ее ростом увеличивается преимущественно порозность у основания слоя, вследствие чего коэффициент динамического трения в этой части потока увеличивается и достигает своего предельного значения при $\varepsilon \approx 0,75$ [37]. При достижении указанной порозности у основания слоя условия прилипания сменяются, по-видимому, на условия проскальзывания. Это приводит к тому, что скорость сдвига в наиболее плотной центральной части слоя практически не изменяется, а порозность в некоторой степени увеличивается. Достаточно высокие значения порозности поддерживаются, очевидно, вследствие активного взаимодействия частиц слоя с подложкой и проникновения возникающих при этом флуктуаций в центральную его часть.

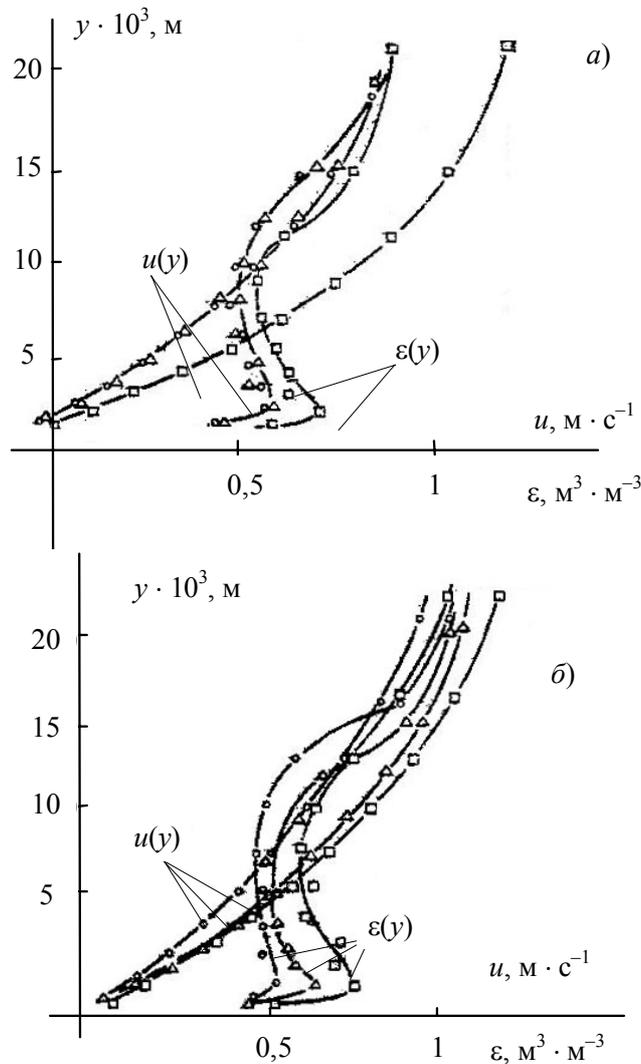


Рис. 3.16. Профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ гранул в гравитационных потоках (смесь фракций 3,5...3,75 мм – 50 % и 4,0...4,25 мм – 50 %), движущихся по шероховатой наклонной плоскости, полученные для двойного суперфосфата (а) при $\alpha_0 = 35^\circ$ и угле наклона α , равном; 35,5 и 41,0° (Δ и \square соответственно) и для силикагеля КСМ (б) при $\alpha_0 = 30^\circ$ и α , равном 32; 33 и 35° (\circ, Δ и \square соответственно)

Это обстоятельство и является причиной интенсивного перемешивания частиц в тонких слоях и, как следствие, наблюдаемого снижения эффективности сегрегации.

Таким образом, при больших углах наклона шероховатого ската наблюдаются характерные признаки расплескивающегося гравитационного течения частиц [21], а при меньших углах – свойства режима установившегося течения.

Приведенный экспериментальный результат подтверждает ранее сделанный прогноз о характере влияния величины угла наклона в области существования развитого гравитационного течения на динамику его течения [93].

В результате анализа динамики гравитационного течения зернистых частиц по шероховатой наклонной плоскости установлено [97], что по высоте слоя следует выделить три характерные области, отличающиеся значениями скорости сдвига и порозности. Первая область располагается в непосредственной близости от поверхности ската и занимает относительно небольшую часть потока, эквивалентную по толщине приблизительно $\Delta h \approx (1...1,5)bd$. Эта область характеризуется высокими значениями скорости сдвига и, как следствие, пониженной величиной концентрации твердой фазы. Возникновение этой области связано с реализацией граничного условия прилипания, при котором частицы нижнего элементарного подслоя потока, контактируя с шероховатой поверхностью ската, почти полностью теряют

свою подвижность. Они могут перемещаться в направлении потока только вследствие флуктуационного характера взаимодействия частиц. По этой причине зона наиболее активного сдвига располагается на расстоянии толщины элементарного подслоя поверхности ската.

Вторая область занимает место в центральной части слоя и представляет, по сути, ядро потока, характеризующееся наиболее высокими значениями концентрации частиц. В этой области скорость сдвига уменьшается в направлении к открытой поверхности потока, а плотность слоя изменяется незначительно по его высоте.

И, наконец, третья область потока, расположенная вблизи открытой поверхности слоя, характеризуется уменьшением скорости сдвига. Эта область носит название «облако» частиц.

Анализ отмеченных закономерностей изменения скорости сдвига и порозности слоя свидетельствует, что для развитого гравитационного течения зернистого материала по крутому скату характерны переменные параметры течения по высоте слоя. В связи с этим, очевидно, что наибольшая удельная величина потока частиц на единицу высоты слоя будет в верхней части ядра потока, граничащей с «облаком» частиц.

Многочисленными экспериментами установлено [93], что около 70 % от общего расхода материала приходится именно на эту часть потока. Поэтому влияние параметров течения в указанной части слоя на динамику перемешивания частиц является определяющим.

С изменением высоты слоя, вследствие изменения плотности потока на единицу длины сыпного порога поверхности ската, очевидно, будет изменяться и доля объема, занимаемого каждой из трех названных областей потока. Очевидно, что при уменьшении толщины слоя будет уменьшаться доля его объема, приходящаяся на ядро потока. Вследствие этого можно предположить увеличение влияния граничных условий у поверхности ската на параметры течения в верхней части ядра потока. В соответствии с изложенным, в этой части потока можно прогнозировать изменение соотношения интенсивностей процессов разделения и перемешивания.

Наглядной иллюстрацией достоверности проведенного анализа могут служить результаты исследования параметров течения сыпучих материалов при гравитационном их скатывании по шероховатой наклонной плоскости (рис. 3.17) [95].

Исследования проведены с использованием двух смесей:

1) щебня фракции 5,0...10,0 мм, полученного путем дробления шлака силикамарганца, содержащего металлоконцентрат в количестве 30 %;

2) гранул силикагеля фракций 3,5...3,75 мм и 4,0...4,25 мм.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют, что структурные и кинематические характеристики быстрых гравитационных течений зернистых сред существенно зависят от величины потока (высоты слоя) скатывающихся частиц. Анализ профилей скорости и порозности позволяет сделать вывод о том, что причиной таких изменений являются принципиальные изменения в динамике гравитационного течения.

Как следует из рис. 3.17, *a* уменьшение величины потока сопровождается уменьшением области слоя, называемой ядром. Вследствие этого часть потока, характеризующаяся наибольшим удельным расходом материала на единицу высоты слоя, располагается ближе к поверхности ската. При этом скорость сдвига и порозность в этой части потока возрастают. Причем при больших величинах потока увеличение скорости сдвига происходит на фоне относительно небольшого изменения порозности. При малых же величинах потока уменьшение последнего сопровождается резким увеличением порозности в ядре слоя. Визуальные наблюдения свидетельствуют, что такое состояние в гравитационном потоке частиц, в общем случае, наступает при толщине слоя меньшей, чем $(3-4)\bar{d}$, где \bar{d} – средний диаметр частиц смеси.

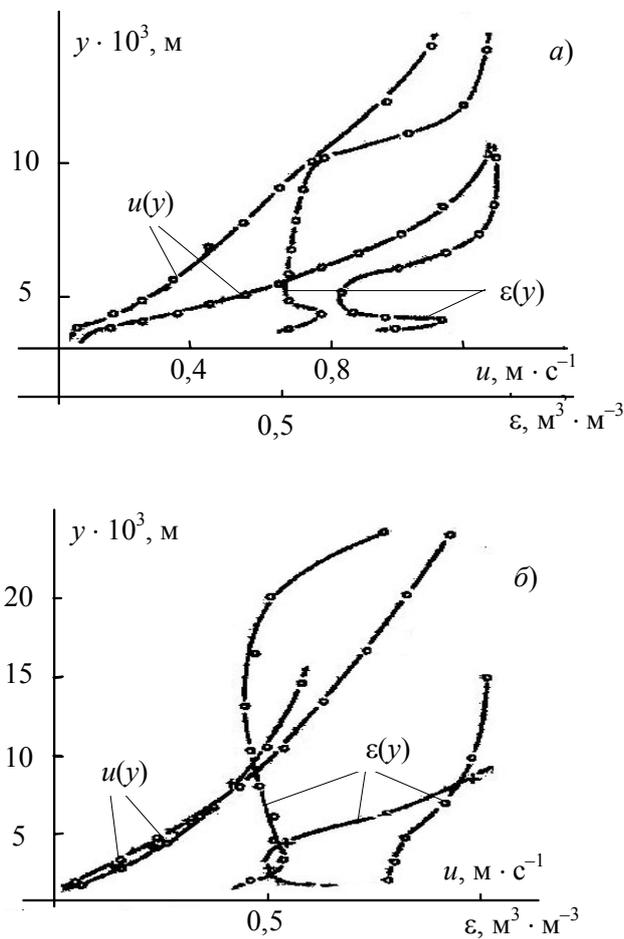


Рис. 3.17. Профили скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в гравитационных потоках, полученные для смеси шлака силикамарганца и металлоконцентрата фракций 5...10 мм (а) при удельном расходе материала G в расчете на единицу длины сыпного порога 2,1 и 7,1 $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (● и ○ соответственно) и для смеси фракций 3,5...3,75 мм – 50 % и 4,0...4,25 мм – 50 % гранул силикагеля (б) при G , равном 0,41; 0,54; и 6,7 $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (●, + и ○ соответственно)

Дальнейшее уменьшение величины потока сопровождается полным разрушением ядра, вследствие сильного разрыхления слоя при более активном взаимодействии частиц с шероховатой поверхностью ската. Относительная объемная концентрация частиц в наиболее плотной части потока близка к «критической» (0,25...0,3). При такой концентрации условия формирования установившегося течения становятся качественно иными. Флуктуации скорости, которые возникают вследствие прямого взаимодействия частиц с шероховатой поверхностью, распространяются при таких толщинах слоя практически на весь его объем. Условие «прилипания» на нижней границе слоя реализуется в таком случае в принципиально ином варианте, отличном от классического, поскольку при формулировке закона движения частиц, в независимости от их расположения в потоке, необходимо учесть условия их взаимодействия с поверхностью ската. Определяющее значение на динамику течения при этом приобретают физико-механические характеристики частиц, подложки и геометрические параметры шероховатостей поверхности ската. В зависимости от соотношения названных свойств разрыхление слоя при уменьшении величины потока может быть большим или меньшим, в связи с чем толщина слоя может либо уменьшаться, либо увеличиваться. В частности в рассмотренном эксперименте увеличение толщины слоя при уменьшении величины потока частиц наблюдается при скатывании гранул силикагеля (рис. 3.17, б).

На основе полученных результатов В.Н. Долгунин и А.Н. Куди [95] делают вывод о возможности воздействия на структурно-кинематические характеристики быстрых гравитационных течений зерни-

стых сред не только за счет изменения угла наклона ската, но и путем изменения удельной величины потока (высоты слоя) частиц, движущегося в режиме развитого гравитационного течения.

4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ ПРИ БЫСТРОМ СДВИГЕ

Для объяснения неординарных эффектов взаимодействия частиц и описания процесса сегрегации в быстрых гравитационных потоках зернистых материалов весьма плодотворными оказались оригинальные прогностические свойства уравнения состояния зернистой среды в виде выражения (3.5):

$$p(y)\bar{\varepsilon}(y) = \psi \vartheta.$$

Это уравнение имеет феноменологический характер, в связи с чем вполне правомерен интерес к более глубокому исследованию его прогностических возможностей. Это вызвано тем, что до настоящего времени имеются только косвенные подтверждения достоверности прогнозируемых экспериментально-аналитическим методом профилей скорости и порозности, например, в результате их использования для прогнозирования распределения неоднородных частиц в гравитационных потоках [56, 80].

4.1. ОЦЕНКА ПРОГНОСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

При исследовании гравитационных течений зернистых материалов принципиально важным является установление взаимосвязи между скоростью сдвига, сдвиговым напряжением и порозностью.

Одним из перспективных направлений поиска взаимосвязи названных параметров гравитационного потока является использование формальной аналогии между соответствующими параметрами зернистой среды при быстром сдвиге и плотным газом. Действительно, быстрый сдвиг несвязных зернистых материалов генерирует хаотические колебания частиц, которые вызывают их квазидиффузионное перемешивание и дилатансию зернистой среды. Эти эффекты быстрого гравитационного сдвига имеют очевидную аналогию с соответствующими эффектами в газовой фазе. Однако эти аналогии имеют формальный характер, вследствие принципиально различных физических условий взаимодействия молекул газа и частиц твердой фазы. В связи с этим при разработке описания динамики взаимодействия твердых частиц при быстром сдвиге в предположении формальной ее аналогии с газовой динамикой необходимо определение оригинальных эффектов взаимодействия частиц с учетом реальных физико-механических свойств твердой фазы и межчастичной среды. По этой причине все определяющие соотношения для описания механики зернистых сред, полученные с использованием формальной аналогии с газовой динамикой, нуждаются в серьезной экспериментальной проверке с применением комплекса разнообразных модельных материалов.

В настоящей главе проводится исследование прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге (3.5), формально аналогичного уравнению состояния плотного газа. Одной из основных задач исследования является определение степени универсальности названного уравнения.

Исследование проведено с использованием экспериментально-аналитического метода [56], описанного в предыдущей главе. Однако для решения поставленной задачи исследования потребовалось дальнейшее развитие известного метода с целью повышения его точности.

В результате предварительных исследований установлено, что точность и статистическая однородность результатов определения параметров потока с использованием экспериментально-аналитического метода существенно зависят от того, насколько точно измеряется высота гравитационного потока. Вследствие хаотического перемещения отдельных частиц у открытой поверхности слоя в режиме «расплескивания» надежное визуальное определение высоты слоя является весьма проблематичным. Оче-

видно, что результаты измерений при этом содержат существенную субъективную составляющую погрешности. Опыт моделирования показывает, что в отдельных случаях погрешность в 1...2 мм при определении высоты слоя приводит к существенному разбросу данных по величине коэффициента ψ в уравнении состояния.

В качестве примера на рис. 4.1 приведены профили скорости и порозности в гравитационном потоке зернистой среды на шероховатом скате. Представлены два варианта профилей полученных для одного и того же потока и соответствующие различным высотам слоя, имеющие место вследствие произвольного определения высоты с разницей в 2 мм.

Сравнение профилей позволяет сделать вывод о существенном влиянии относительно небольших погрешностей в определении высоты слоя на результаты диагностирования динамических характеристик потока $\left(\frac{du}{dy}, \frac{d\varepsilon}{dy}\right)$.

В результате возникла необходимость в разработке метода определения высоты гравитационного потока, который был бы лишен того произвольного характера, который свойственен традиционному визуальному методу.

Авторы предложили метод определения высоты потока, основанный на учете взаимосвязи между распределением материала по высоте слоя на пороге ссыпания с шероховатого ската и его распределением по ячейкам горизонтальной кюветы 2 (координате x_1 на рис. 4.2) [98, 99].

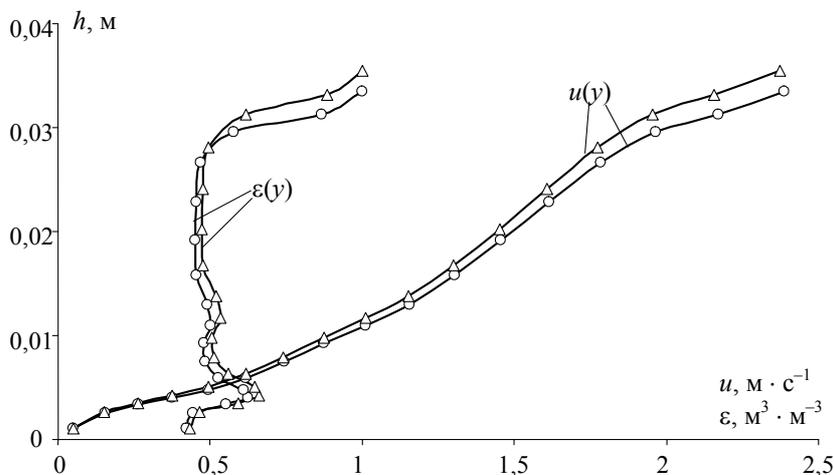


Рис. 4.1. Сравнение профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в гравитационном потоке зернистой среды на шероховатом скате при высотах h :

Δ – 35 мм; \circ – 37 мм (керамические сферические частицы $d = 6,6$ мм, $\alpha = 40^\circ$)

Метод, экспериментальная установка для осуществления которого представлена на рис. 4.2, реализуется следующим образом [98, 99]. Определяется экспериментальное распределение ссыпавшегося материала по ячейкам кюветы (рис. 4.3) и на его базе строится соответствующее дифференциальное распределение. Из рисунка видно, что, начиная с некоторой n -й ячейки, дифференциал становится меньше, чем $0,005 \text{ кг} \cdot \text{кг}^{-1}$ общей массы, а сама дифференциальная кривая вырождается в горизонталь-

ную прямую, практически совпадающую с осью абсцисс. Такой специфический ход кривой распределения позволяет предположить, что именно эта n -я ячейка соответствует границе слоя, выше которой имеет место спорадический вылет отдельных не взаимодействующих друг с другом частиц. Вследствие этого частицы, вылетающие за n -ю ячейку, не оказывают существенного влияния на динамику течения среды. В связи с этим представляется возможным отделить эти частицы на пороге ссыпания, не внося серьезных изменений в динамику основного потока. Это можно сделать, например, с помощью тонкой гладкой пластины, установленной параллельно плоскости ската. Тогда высота расположения пластины на пороге ссыпания, при которой по ней будут скатываться все частицы, вылетающие над основным слоем, будет соответствовать его высоте.

Для определения высоты слоя предложено устройство, показанное на рис. 4.2. Устройство состоит из тонкой гладкой пластины-рассекателя потока 5, емкости 6 и измерителя высоты слоя 7.

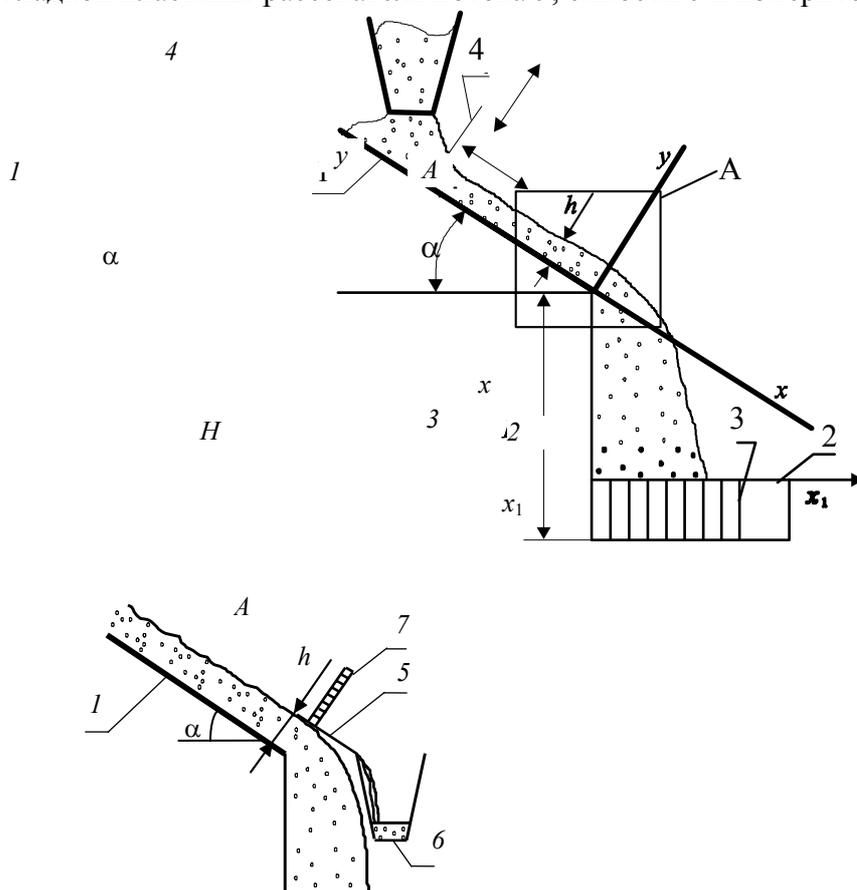


Рис. 4.2. Схема экспериментальной установки:

- 1 – шероховатая пластина; 2 – кювета с ячейками; 3 – перегородки в кювете;
 4 – ограничительная планка; 5 – пластина-рассекатель потока; 6 – емкость;
 7 – измеритель

Методика измерения высоты слоя на скате состоит в следующем. С помощью установки, представленной на рис. 4.2, получают дифференциальное распределение (кривая 2, рис. 4.3) ссыпавшегося материала, и примерную высоту слоя для заданного режима его течения. Полученное распределение ис-

пользуют для определения массовой доли частиц, случайно вылетающих над поверхностью слоя в соответствии с вышеизложенным принципом. Далее в режиме стационарного течения путем многократных проб определяют положение пластины-делителя потока, при котором достигается отделение от основного потока такой

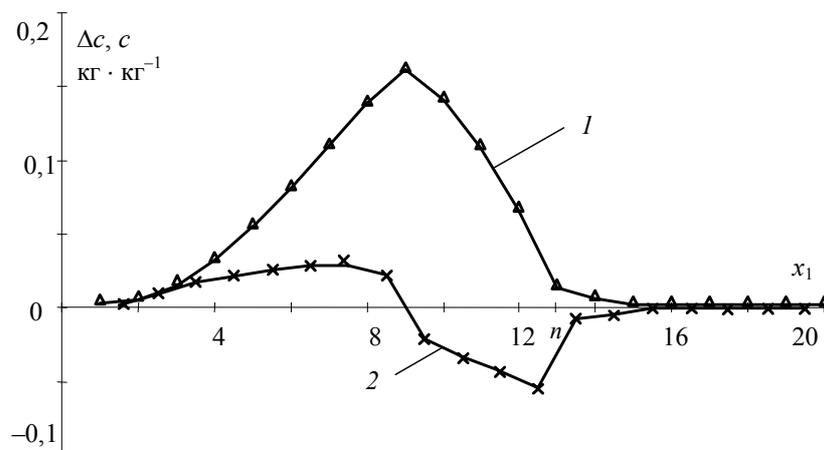


Рис. 4.3. Кривые распределения частиц по ячейкам кюветы:

1 – интегральное распределение; 2 – дифференциальное распределение

его доли, которая не более чем на 5 % отличается от ранее установленной доли частиц, случайно вылетающих над слоем. Преимуществом предложенного способа является его более высокая точность определения высоты слоя сыпучего материала на скате, вследствие исключения влияния хаотически движущихся частиц над открытой поверхностью слоя на результат измерения. Кроме того, также повышается надежность результатов измерений, так как практически исключается влияние субъективных факторов. Экспериментально установлено, что в этом случае погрешность определения высоты слоя не превышает $\pm 0,25$ мм.

Разработанный метод определения высоты слоя скатывающихся частиц на шероховатом скате позволил существенно повысить статистическую однородность экспериментальных результатов и провести анализ уравнения (3.5) состояния зернистой среды при быстром сдвиге.

Экспериментальная часть разработанного метода исследования соответствует таковой для традиционного экспериментально-аналитического метода определения профилей скорости и порозности в гравитационном потоке на шероховатом скате [56] и отличается от последнего процедурой уточненного определения высоты слоя. Эксперимент заключается в ссыпании зернистого материала в режиме установившегося гравитационного течения по наклонному каналу и сборе материала в кювете с ячейками. Содержимое ячеек взвешивается и по результатам взвешивания определяется функция распределения массы материала $G(x_1)$ в направлении оси Ox_1 (рис. 4.2). Кроме того, в соответствии с этим методом определяются высота слоя h на пороге ссыпания, время ссыпания t , расстояние H между порогом ссыпания и кюветой и угол наклона канала α (рис. 4.2).

Аналитическая часть метода заключается в определении профилей скорости $u(y)$ и порозности $\varepsilon(y)$ в слое частиц с учетом взаимосвязи между локальными значениями порозности слоя $\varepsilon(y)$, скорости сдвига du/dy , модуля скорости $u(y)$ и распределением частиц по горизонтальной координате $G(x_1)$. Уравнения, связывающие модуль скорости $u(y)$ и порозность слоя $\varepsilon(y)$ в быстром гравитационном потоке зернистого материала на шероховатом скате, формулируются в виде соотношения между локальными значениями поступательной скорости частиц и координатой их выпадения в ячейки кюветы (3.1), уравнения материального баланса потоков частиц на скате и на входе в приемную кювету (3.2), а также уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге (3.5).

Уравнение состояния зернистой среды при быстром сдвиге устанавливает взаимосвязь между давлением, скоростью сдвига и порозностью в потоке среды. Это уравнение является феноменологическим, принципиально определяющим физические закономерности течения. В соответствии с целью исследования и с учетом феноменологии уравнения состояния зернистой среды (3.5) последнее записано [100] в удобной для анализа форме за счет поглощения физических констант коэффициентом χ , стоящим в правой части выражения перед квадратом скорости сдвига, т.е.

$$p(y)\bar{\varepsilon}(y) = \chi \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (4.1)$$

где $p(y) = \int_{h-y}^h \rho^*(y)g \cos \alpha dy$ – аналог гидростатического давления.

Поскольку температура зернистой среды, очевидно, определяет состояние ее твердой фазы, то целесообразно выразить все характеристики среды как удельные по отношению к количеству твердой фазы.

В соответствии с этим выражение для определения дилатансии зернистой среды при сдвиге записано в виде

$$\bar{\varepsilon}(y) = \frac{1}{1 - \varepsilon(y)} - \frac{1}{1 - \varepsilon_0},$$

где ε_0 – порозность неподвижного слоя.

Уравнение (4.1) в совокупности с уравнениями (3.1) и (3.2) образуют замкнутую систему уравнений относительно $u(y)$, $y(x_1)$, $\varepsilon(y)$ и $p(y)$. Решение системы уравнений методом последовательных приближений позволяет получить профили скорости и порозности $u(y)$ и $\varepsilon(y)$.

В настоящем разделе проведено исследование уравнения состояния зернистой среды путем анализа зависимости коэффициента χ от технологических характеристик гравитационного потока (угол наклона α , высота слоя h) и физико-механических свойств дисперсных материалов (плотность, размер частиц d , их шероховатость и упругость). Экспериментальные исследования проведены на установке, изображенной на рис. 4.2, с использованием зернистых материалов с различными физико-механическими свойствами (табл. 4.1).

Исследование заключалось [100, 101] в определении величины коэффициента χ уравнения (4.1) при использовании его для описания динамики течения зернистых материалов по шероховатому скату. Полученные результаты, представленные на рис. 4.5 – 4.7, свидетельствуют о том, что коэффициент χ уравнения состояния зернистой среды (4.1) в первом приближении может быть рассмотрен как достаточно универсальная характеристика зернистых материалов. Действительно,

4.1. Физико-механические свойства материалов

Материал	Фракции или их средний диаметр, $d \cdot 10^3$	Плотность частиц, кг/м^3	неподвижного слоя	Угол естественно- го откоса α_0 , град.
Керамиче- ские шары	6,6	2086	0,42	36
Стеклянный бисер	3,25...3, 5	2500	0,37	26
Аммофос	2,2...2,5	1650	0,46	36
Силикагель	3,75...4, 0	1015	0,4	31,5

как показал эксперимент (рис. 4.5), наблюдается относительно небольшая разница величин коэффициента χ для зернистых материалов, частицы которых существенно отличаются по размеру, плотности, упругости и свойствам поверхности. Кроме того, величина названного коэффициента остается практически неизменной в широком диапазоне изменения углов наклона шероховатого ската, соответствующих установившемуся развитому гравитационному течению материала (рис. 4.6).

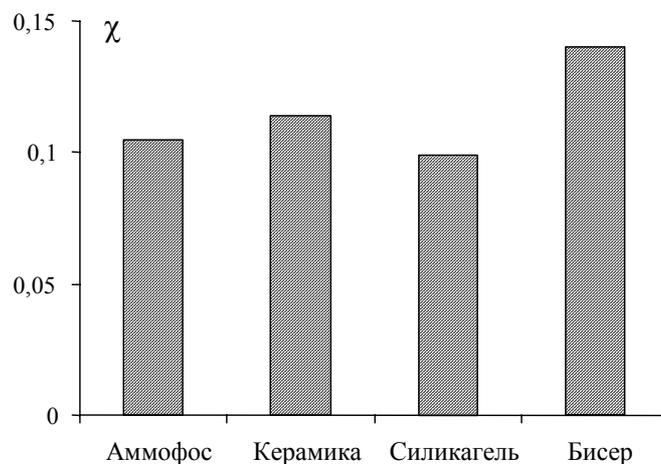
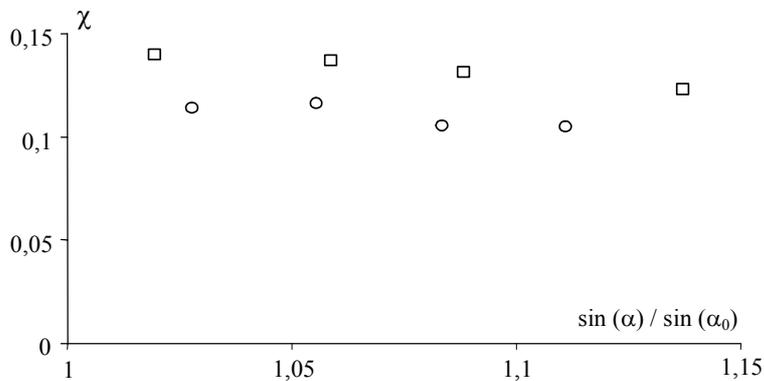
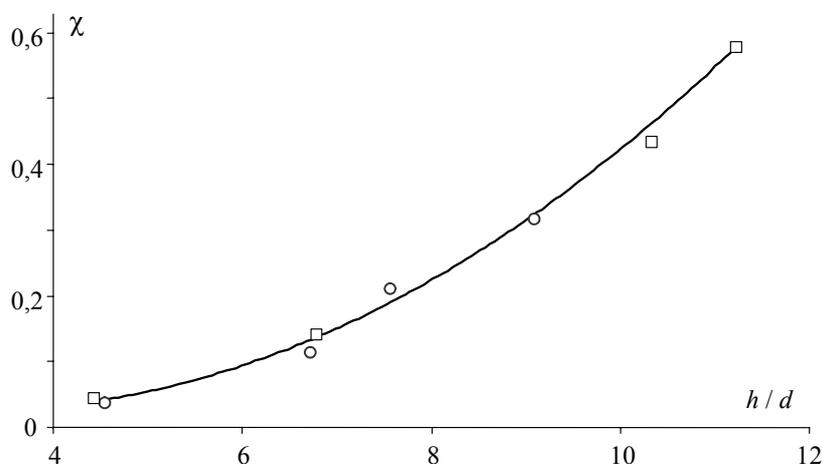


Рис. 4.5. Коэффициент уравнения состояния χ для зернистых сред в гравитационном потоке на шероховатом скате при угле наклона $\sin(\alpha)/\sin(\alpha_0) = 1,03$ и относительной высоте $h / d = 6,8$



**Рис. 4.6. Зависимость коэффициента уравнения состояния χ от относительного угла наклона ска-
та при $h / d = 6,8$ для:**

○ – керамики; □ – бисера



**Рис. 4.7. Зависимость коэффициента уравнения состояния χ
от относительной высоты слоя при $\sin(\alpha)/\sin(\alpha_0) = 1,03$ для:**

○ – керамики; □ – бисера

Вместе с тем в соответствии с результатами эксперимента, представленными на рис. 4.7, наблюдается существенная зависимость коэффициента уравнения состояния зернистой среды от относительной толщины слоя материала на шероховатом скате.

В связи с тем, что для определения значений коэффициента χ использована не только экспериментально полученная информация $(H, G(x_1))$, но и результаты феноменологического анализа профилей скорости и порозности, то для дальнейшего анализа прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды (4.1) необходима прямая экспериментальная информация в отношении параметров течения зернистой среды на шероховатом скате либо в виде профиля скорости, либо в виде профиля порозности.

4.2. УТОЧНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ БЫСТРОГО СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ ШЕРОХОВАТЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ РАЗЛИЧНОЙ УПРУГОСТИ

Экспериментально-аналитический метод определения структурных и кинематических характеристик быстрого гравитационного потока зернистого материала [56] базируется на уравнении состояния зернистой среды, устанавливающим взаимосвязь между ее дилатансией, давлением и температурой. В предыдущей главе проверена адекватность и исследованы прогностические свойства метода. По результатам исследований можно сделать вывод, что при достаточно высокой адекватности метода, реализация последнего связана с использованием непрогнозируемой информации о величине коэффициента взаимосвязи χ в уравнении состояния зернистой среды. Коэффициент определяется методом последовательного приближения при решении системы уравнений (3.1), (3.2) и (4.1) в предположении его независимости от параметров потока (скорости сдвига, порозности и давления). Таким образом, в соответствии с названным методом для данных условий течения по углу откоса, толщине слоя, виду подложки определяется условно постоянный коэффициент взаимосвязи χ . Вывод об определенной условности такого коэффициента подтверждается не только результатами исследования, обнаруживающими некоторую зависимость коэффициента от параметров гравитационного потока, (см. раздел 4.1), но и результатами анализа структуры уравнения состояния (4.1).

Анализ уравнения состояния зернистой среды (4.1) показывает, что произведение в левой его части тождественно удельному значению работы, затраченной на дилатансию слоя частиц в расчете на 1 м^3 твердой фазы. В правой же части уравнения содержится произведение, тождественное по физическому смыслу кинетической энергии взаимных перемещений частиц вследствие сдвига зернистой среды. Физический параметр, характеризующий энергию взаимных перемещений частиц, в механике быстрых сдвиговых течений сыпучих материалов, называют температурой зернистой среды [37].

Анализ быстрых гравитационных течений зернистых материалов показывает, что они сопровождаются взаимным перемещением частиц, имеющим весьма сложный характер [109, 110]. С одной стороны, вследствие различия скоростей поступательного перемещения частиц в направлении ската частицы имеют относительную сдвиговую скорость, а с другой стороны, вследствие взаимных столкновений частиц, последние приобретают дополнительную компоненту скорости хаотических перемещений. Результатом же хаотических перемещений частиц является поперечный массоперенос в сдвиговом потоке. Поперечный массоперенос в сдвиговом потоке сопровождается переносом импульса, носителем которого являются частицы, движущиеся с различными скоростями в зависимости от координаты. Очевидно, что поперечный массоперенос в таких условиях приводит к увеличению интенсивности взаимного перемещения частиц. При этом интенсивность взаимного перемещения частиц будет возрастать пропорционально коэффициенту поперечной квазидиффузии частиц $D_{\text{диф}}$ и градиенту скорости поступательного движения частиц в направлении сдвига – скорости сдвига du/dy . Если оценивать эту интенсивность через кинетическую энергию соответствующих масс, а коэффициент квазидиффузии определять как произведение скорости флуктуации частиц и среднего расстояния между частицами [56], то получим расчетную зависимость для определения энергии взаимных перемещений частиц, обусловленной поперечным массопереносом

$$E_{\text{пм}} = \frac{1}{4} \rho_s V' \frac{du}{dy}. \quad (4.2)$$

Скорость флуктуаций частиц V' определяется из уравнения энергетического баланса [88] и выражение для ее расчета может быть записано в виде

$$V' = \left[\frac{(1+k)(0,05+0,08\mu)(1+s/d)}{[3sC/2d]\rho_r/\rho + e_c} \right]^{1/2} bd \frac{du}{dy}, \quad (4.3)$$

где e_c – доля кинетической энергии, диссипируемой при столкновении частиц.

В условиях быстрого сдвигового течения взаимодействие частиц осуществляется преимущественно в результате обмена ударными импульсами при косом ударе [21, 37, 47]. В соответствии с этим среднее значение частоты соударений частиц вычисляется по методу Аккермана–Шена следующим образом

$$F = \tau \frac{du}{dy} (NE)^{-1}, \quad (4.4)$$

где τ – сдвиговое напряжение, определяемое по методу Бэгнолда [1]; E – кинетическая энергия; N – число частиц в единице объема слоя.

Диссипация кинетической энергии частицы при одном ее столкновении может быть определена по формуле, предложенной Аккерманом–Шеном [102]. Без учета сопротивления межчастичной среды эту формулу можно представить в следующем виде

$$E = 1/2m(c) \left(\frac{1-k^2}{4} + \frac{\mu(1+k)}{\pi} - \frac{\mu^2(1+k)^2}{4} \right) (V')^2, \quad (4.5)$$

где k – коэффициент восстановления при ударе; μ – коэффициент трения движения между частицами.

При моделировании процесса сегрегации частиц различной упругости и шероховатости обнаружили значительное количественное несоответствие экспериментального и расчетного профилей распределения частиц контрольного компонента смеси [103]. Анализ результатов вычислительных операций алгоритма расчета концентрационных профилей распределения контрольных частиц в сдвиговом потоке зернистой среды показал, что для некоторых вполне ординарных условий взаимодействия частиц различной шероховатости в гравитационном потоке вычисленные значения частоты их столкновения имеют аномально большие значения. Поскольку частота соударений частиц является одним из основных физических параметров модели механизма их взаимодействия [92], то в работе [104] сделано предположение, что наблюдаемые аномальные значения частоты могут стать причиной неадекватного прогнозирования распределения компонентов зернистой среды в потоке. Действительно, завышенные значения частоты столкновений частиц в потоке обеспечиваются, очевидно, за счет более высоких скоростей флуктуации. В связи с тем, что пропорционально скорости флуктуации возрастает коэффициент квазидиффузионного перемешивания, в потоке прогнозируется завышенная величина эффектов перемешивания, которые начинают доминировать над эффектами разделения. Это может послужить гипотетическим объяснением наблюдаемого несоответствия расчетных и экспериментальных результатов. С учетом этого обстоятельства в работах [105, 106] проведено исследование динамики взаимодействия неоднородных частиц в гравитационном потоке.

С целью выявления причин обнаруженных аномально больших значений частоты столкновения этот параметр исследован как функция коэффициентов восстановления и трения при ударе с использованием выражений (4.4) и (4.5). Соответствующая зависимость, полученная для некоторых фиксированных значений скорости сдвига и порозности, являющихся ординарными для быстрых гравитационных течений зернистых материалов, представлена на рис. 4.8. Приведенная зависимость позволяет обнаружить достаточно широкий диапазон значений коэффициентов трения и восстановления при ударе, при которых частота столкновений имеет аномально большие и даже отрицательные значения, что, очевидно, противоречит физическому смыслу. Анализ расчетной зависимости (4.5) показал, что при определенных значениях коэффициентов трения и восстановления при ударе энергия диссипации может принимать отрицательные значения. Это становится причиной появления аномальных величин частоты столкновений частиц.

Действительно, сумма, заключенная в скобки в выражении (4.5), определяет относительную долю кинетической энергии частицы e_c , диссипируемой при каждом столкновении, т.е.

$$e_c = \frac{1-k^2}{4} + \frac{\mu(1+k)}{\pi} - \frac{\mu^2(1+k)^2}{4}. \quad (4.6)$$

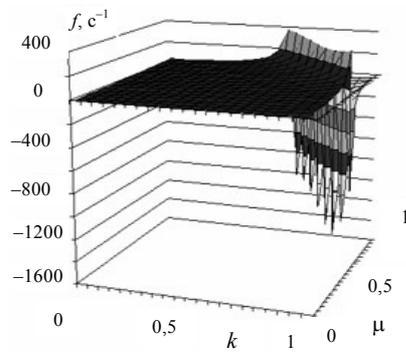


Рис. 4.8. Частота столкновений частиц f в зависимости от коэффициентов трения μ и восстановления k , вычисленная с использованием гипотезы Рауса при параметрах потока $du / dy = 40 \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon = 0,5 \text{ м}^3 \cdot \text{м}^{-3}$

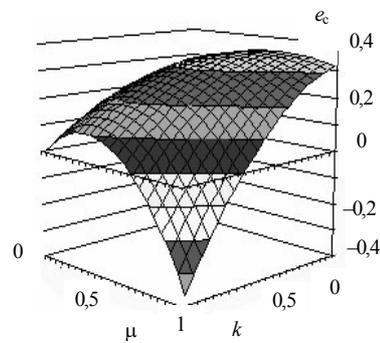


Рис. 4.9. Удельная энергии диссипации e_c в зависимости от коэффициентов трения μ и восстановления k , вычисленная с использованием гипотезы Рауса

В таком случае предположение о причинах появления аномальных значений частоты столкновений может быть наглядно подтверждено путем графической иллюстрации зависимости (4.6). На рис. 4.9. приведен график зависимости $e_c = f(\mu, k)$, который свидетельствует о наличии отрицательных значений энергии диссипации в достаточно широком диапазоне изменения значений коэффициентов трения и восстановления. Такой результат противоречит физическому смыслу и является причиной появления аномально больших значений частоты соударения частиц в области аномально малых величин энергии диссипации.

Как свидетельствует рис. 4.9, аномально малые величины энергии диссипации имеют место для вполне ординарных значений коэффициентов трения μ и восстановления при ударе k ($k > 0,6$; $\mu > 0,65$).

Неудовлетворительность формулы, описывающей энергию диссипации, очевидно, является следствием некорректного применения гипотезы Рауса, согласно которой связь между величинами касательного и нормального импульсов при ударе формулируется подобно закону Кулона для трения [107]

$$\Delta u = -\mu(1+k)v_-, \quad (4.7)$$

где v_- – предударное значение скорости флуктуации тел вдоль линии удара; Δu – изменение относительной касательной скорости в результате удара.

Выражение (4.7) используется в работе [102] для вычисления частоты соударений частиц при их малых касательных скоростях. Однако в этом случае более приемлемой является « λ -гипотеза» [107], в соответствии с которой изменение относительной касательной скорости Δu соударяющихся точек пропорционально предударному значению этой скорости u

$$\Delta u = -\bar{\lambda}u, \quad (4.8)$$

где $\bar{\lambda}$ – коэффициент, значение которого определяется только свойствами поверхностей соударяющихся тел в точках соударения.

Чтобы объединить гипотезы (4.7) и (4.8), в работе [105] использовали особенности задачи о соударении двух сферических частиц [108] и связали эти два предельных случая непрерывной функцией

$$\Delta u = -\mu(1+k)v_- \sin^2 \alpha - \bar{\lambda}u_- \cos^2 \alpha, \quad (4.9)$$

где α – угол, составленный вектором скорости соударения и линией соударения.

Таким образом, при лобовом ударе будет применяться « λ -гипотеза», а при касательном (т.е. при α близких $\pi / 2$) будет применяться гипотеза Рауса.

Следуя [102], в работе [105] рассмотрено движение одинаковых сферических частиц A и B относительно их центра масс, т.е. точки соударения C (рис. 4.10).

Общая энергия E , потерянная при одном столкновении двух частиц, вычислена по следующей формуле [105]

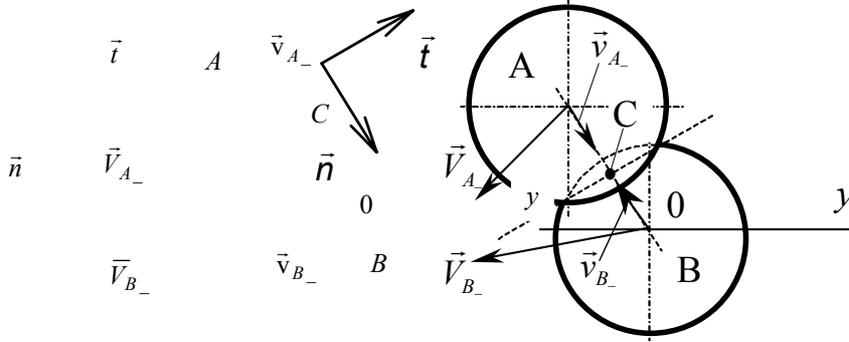


Рис. 4.10. К определению частоты столкновения частиц в сдвиговом потоке

$$E = \frac{1}{2} \bar{m} (\bar{V}_{A-}^2 + \bar{V}_{B-}^2 - \bar{V}_{A+}^2 - \bar{V}_{B+}^2), \quad (4.10)$$

где \bar{m} – средняя масса частиц; \bar{V}_{A-} , \bar{V}_{B-} – скорость частиц A и B до удара; \bar{V}_{A+} , \bar{V}_{B+} – скорость частиц A и B после удара.

С учетом выражений для соответствующих компонентов скорости частицы формула (4.10) преобразована к следующему виду

$$E = \frac{1}{2} \bar{m} \cdot 2 \left[\cos^2 \alpha (1 - k^2) - \cos^2 \alpha \sin^4 \alpha \mu^2 (1 + k)^2 - \right. \\ \left. - \cos^4 \alpha \sin^2 \alpha \bar{\lambda}^2 + 2 \sin^3 \alpha \cos \alpha \mu (1 + k) + 2 \cos^2 \alpha \times \right. \\ \left. \times \sin^2 \alpha \bar{\lambda} - 2 \cos^3 \alpha \sin^3 \alpha \mu \bar{\lambda} (1 + k) \right] \left(\frac{V'}{2} \right)^2, \quad (4.11)$$

где V' – средняя скорость флуктуации частиц.

Для того чтобы между частицами A и B (см. рис. 4.10) произошло столкновение, угол α должен принадлежать интервалу $(0, \pi / 2)$. Предполагая, что вектор скорости флуктуаций частиц V' изотропно распределен в пределах телесного угла 4π , определены средние значения коэффициентов в уравнении (4.11).

С учетом этого окончательно получили [105]

$$E = \frac{1}{2} \bar{m} \left[(1 - k^2) - \frac{1}{8} \mu^2 (1 + k)^2 - \frac{1}{8} \bar{\lambda}^2 + \frac{2}{\pi} \mu (1 + k) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \bar{\lambda} - \frac{2}{3\pi} \mu \bar{\lambda} (1 + k) \right] \left(\frac{V'}{2} \right)^2, \quad (4.12)$$

где $V' = 2fs$.

Зависимость (4.12) представляет собой выражение для определения общей энергии, потерянной при одном столкновении двух сферических частиц.

С учетом результатов исследования, проведенного в работе [106], доля энергии диссипируемой при столкновении частиц, определяется как функция физико-механических свойств материала с использованием следующей зависимости [109]

$$e_c \approx (1-k^2) + \frac{2}{\pi} \mu(1+k) + 0,5\lambda - 0,125\mu^2(1+k)^2 - \frac{2}{3\pi} \lambda \mu(k+1) - 0,125\lambda^2. \quad (4.13)$$

Кинетическая энергия взаимных перемещений частиц вследствие наличия у них скорости флуктуаций может быть определена следующим образом

$$E_\phi = \frac{1}{2} \rho (V')^2. \quad (4.14)$$

Среднее значение относительной скорости перемещения частиц в результате наличия у них различной скорости поступательного перемещения в сдвиговом потоке определено как произведение среднего значения скорости сдвига и разности координат центров частиц смежных слоев $\Delta y = bd$, т.е.

$$V_{отн} = bd \frac{du}{dy}. \quad (4.15)$$

Тогда кинетическая энергия частиц, в их относительном поступательном перемещении в направлении сдвига может быть вычислена с использованием следующего выражения

$$E_{сдв} = \frac{1}{2} \rho (bd)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (4.16)$$

В соответствии со сложным характером движения частиц в гравитационном потоке кинетическая энергия их взаимных перемещений определяется как сумма кинетических энергий частиц в их относительном поступательном перемещении при сдвиге $E_{сдв}$, при их хаотическом движении E_ϕ и поперечном массопереносе $E_{пм}$

$$E_{отн} = E_{сдв} + E_\phi + E_{пм}. \quad (4.17)$$

После подстановки в соотношение (4.17) значений составляющих энергий в соответствии с выражениями (4.2), (4.14) и (4.16) и замены скорости флуктуация V' ее выражением (4.3) получим

$$E_{отн} = \frac{1}{2} \rho \left[(bd)^2 + \frac{1}{2} s \phi bd + \phi^2 (bd)^2 \right] \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (4.18)$$

где ϕ – комплекс, определяющий диссипативную составляющую энергии и зависящий от условий течения частиц (ε , du/dy), их размера и физико-механических свойств

$$\phi = \left((1+k) (0,05 + 0,08\mu) \left(1 + \frac{s}{d} \right) \right) / \left((3sC/2d)(\rho_r/\rho) + (1-k^2) + (2/\pi)\mu(1+k) + 0,5\lambda - 0,125\mu^2(1+k)^2 - (2/3\pi)\lambda\mu(k+1) - 0,125\lambda^2 \right)^{1/2}. \quad (4.19)$$

Взаимные перемещения частиц во всех принятых во внимание формах их проявления в гравитационном потоке сопровождаются столкновениями частиц, вследствие которых происходит диссипация их механической энергии. Причем, в установившемся потоке относительная скорость сталкивающихся

частиц и частота их соударений настолько велики, что обеспечивают полную диссипацию энергии, генерируемой сдвигом.

С использованием полученного выражения температуры зернистой среды (4.18) запишем соответствующее уравнение состояния зернистой среды при быстром сдвиге в следующем виде

$$p\bar{\varepsilon} = \chi' \frac{1}{2} \rho \left[(bd)^2 + \frac{1}{2} s\phi bd + \phi^2 (bd)^2 \right] \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (4.20)$$

Для оценки адекватности уравнения состояния зернистой среды (4.20) проведено [111] сравнение профилей скорости и порозности для потока керамических шаров ($d = 6,6 \cdot 10^{-3}$ м), полученных с помощью рентгенографического исследования и путем использования экспериментально-аналитического метода на базе уравнения состояния (4.20).

Статистический анализ степени различия названных профилей выполнен с применением методики обработки данных и показателей, аналогичных ранее использованным при оценке адекватности экспериментально-аналитического метода определения параметров гравитационного потока, при традиционном выражении температуры зернистой среды (см. раздел 3.1). Использование аналогичных показателей погрешности позволяет не только оценить адекватность предлагаемого уравнения состояния зернистой среды, но и провести сравнение его прогностических свойств со свойствами известного уравнения.

Метод оценки степени различия дисперсии экспериментальных характеристик потока относительно их средних значений с дисперсией прогнозируемых значений тех же характеристик относительно их среднеизмеренных значений позволяет с доверительной вероятностью 95 % сделать вывод об адекватности предложенного математического описания взаимосвязи между параметрами состояния зернистой среды при быстром сдвиге. При этом адекватность прогнозируемых и экспериментальных результатов имеет место для всех исследованных режимов течения, различающихся по углу ската и высоте слоя материала (рис. 4.11 – 4.14).

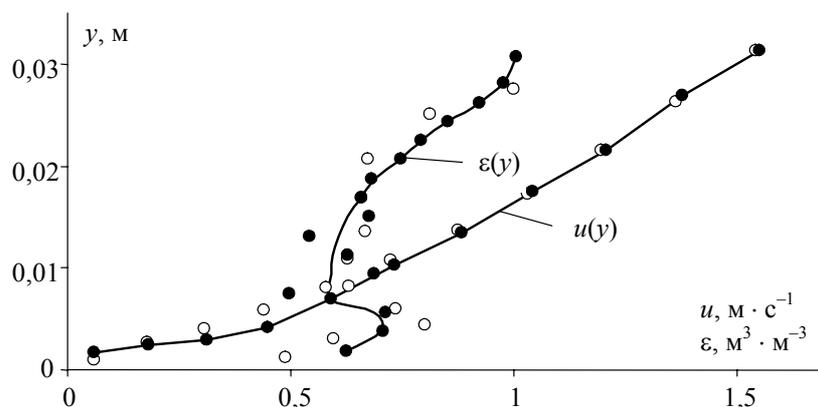


Рис. 4.11. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 32$ мм, $\alpha = 34^\circ$ полученных методом:

- – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим на базе уравнения состояния (4.20)

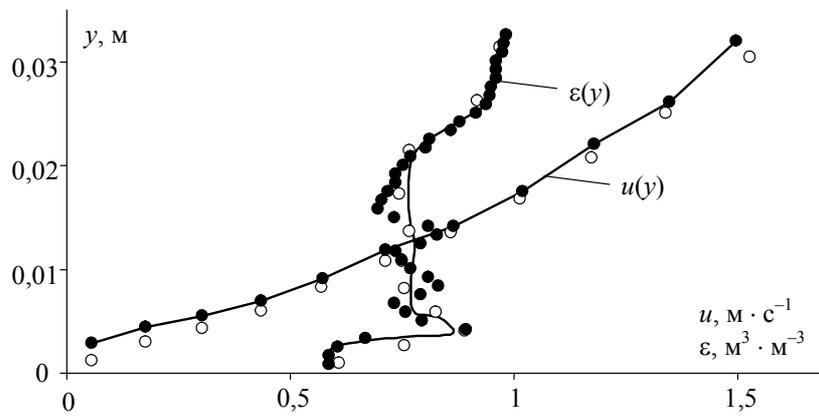


Рис. 4.12. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 34$ мм, $\alpha = 35^\circ$ полученных методом:

● – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим
на базе уравнения состояния (4.20)

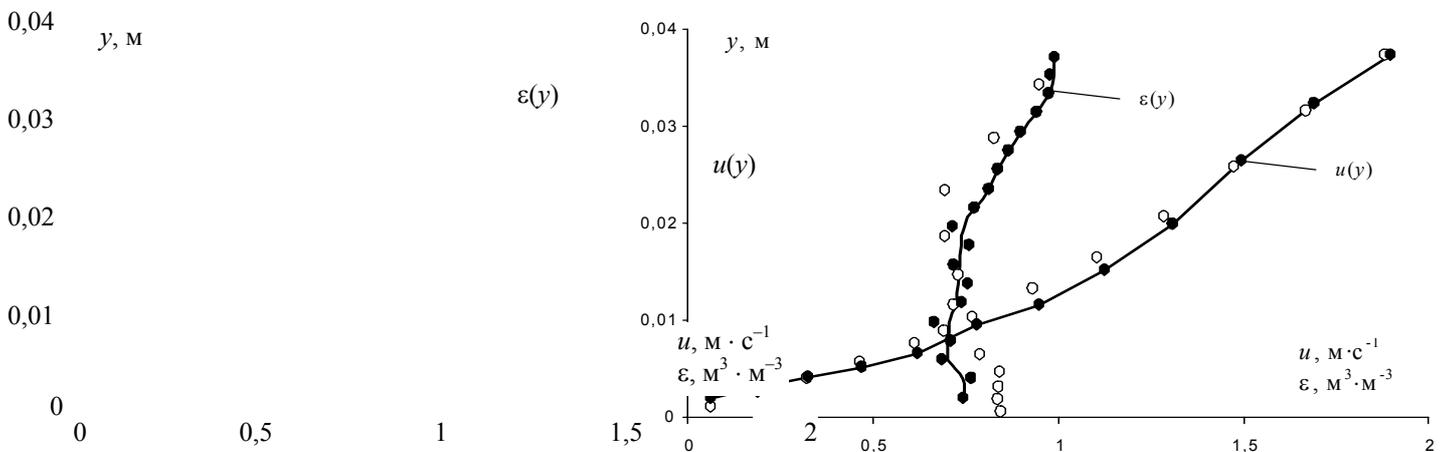


Рис. 4.13. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 39$ мм, $\alpha = 38^\circ$ полученных методом:

● – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим
на базе уравнения состояния (4.20)

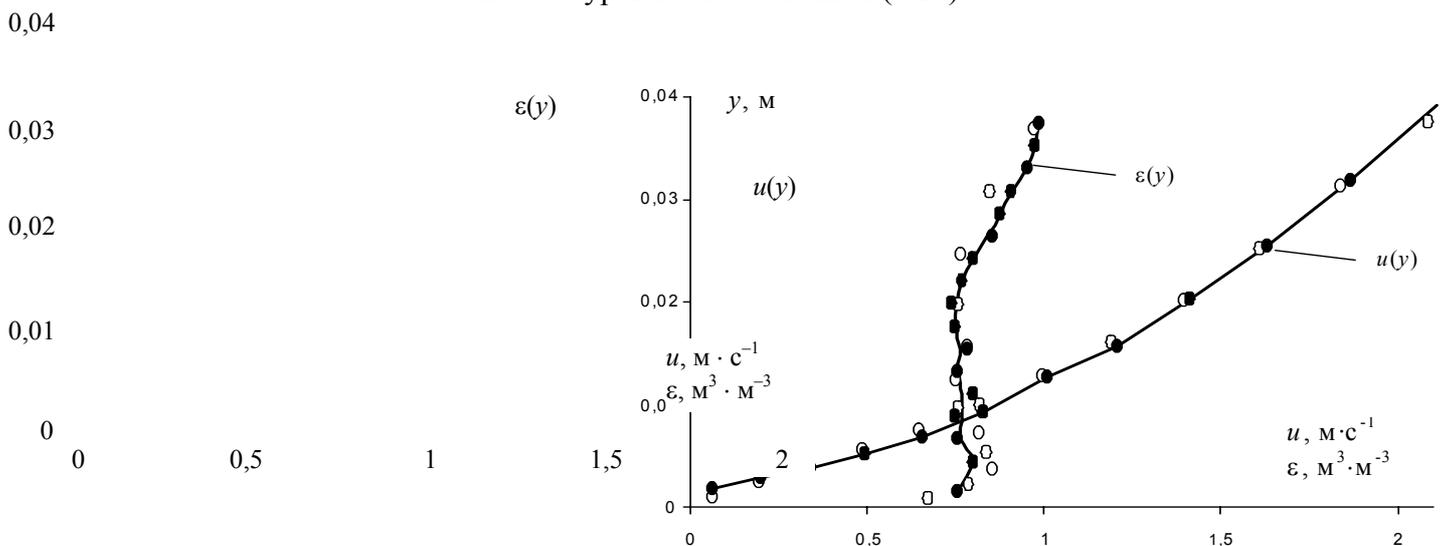


Рис. 4.14. Сравнение профилей порозности $\varepsilon(y)$ и скорости $u(y)$ для потока керамических частиц при $h = 41$ мм, $\alpha = 41^\circ$ полученных методом:

- – рентгенографическим; ○ – экспериментально-аналитическим
на базе уравнения состояния (4.20)

Среднее квадратичное отклонение прогнозируемых профилей скорости и порозности от экспериментально полученных с помощью рентгенограмм потока в среднем по приведенным результатам исследования составляет 3,8 %, что несколько ниже аналогичного показателя для профилей порозности и скорости, найденных с использованием известного уравнения (4.1) состояния при быстром сдвиге. Таким образом, результаты статистического анализа, проведенного в предыдущем и настоящем разделах главы, свидетельствуют о том, что уравнение состояния зернистой среды характеризуется относительно высокими прогностическими свойствами.

Дальнейшее исследование прогностических свойств уравнения состояния зернистой среды (4.20) проведено [112] путем определения коэффициента χ' как функции условий течения зернистого материала и физико-механических свойств его частиц. На этом этапе исследования использованы не только зернистые материалы (табл. 4.2) с широким спектром физико-механических свойств и геометрией частиц, но и шероховатые скаты с различной геометрией шероховатостей, выполненные из различных материалов.

4.2. Свойства модельных материалов

Материал	Эквивалентный диаметр, м	Фактор формы	Плотность материала ρ , кг/м ³	Коэффициент трения μ	Коэффициент редукции λ	Коэффициент восстановления k	Угол естественного откоса α_0 , град	Порозность неподвижного слоя ε_0 , м ³
Стекланный бисер	3,385	1	2500	0,1	0,28	0,92	26	0,37
Керамические шарики	6,6	1	2086	0,44	0,57	0,67	36	0,4
Гранулы полиэтилена высокого давления	4,1	1,27	920	0,4	0,67	0,65	41	0,42
Гранулы аммофоса	2,2	1,54	1670	0,7	0,9	0,25	36	0,4

При этом, к классу несвязных неэластичных зернистых материалов, имеющих частицы близкие по форме к сферическим, можно отнести только бисер и керамические шарики. Гранулы полиэтилена не в полной мере соответствовали указанному классу материалов, вследствие более сложной формы частиц, представляющих собой цилиндрики с отношением длины к диаметру, равным 0,6...0,7 со сглаженными краями (рис. 4.15).

Гранулы же аммофоса (рис. 4.16) не только не соответствовали сферам по причине наличия на их поверхности значительного числа острых и сглаженных кромок, но и отличались ярким проявлением склонности к истиранию. Вследствие истирания частицы аммофоса заменялись на новые после выполнения каждой серии параллельных опытов. Фактор формы частиц, указанный в табл. 4.2, вычислен как отношение поверхности частицы к поверхности сферы эквивалентного объема. Величина поверхности частиц определена экспериментально косвенным методом, как величина, пропорциональная массе пленки жидкости смачивающей поверхность частицы.

Исследование коэффициента уравнения состояния зернистой среды (4.20) проводилось для различных материалов при условиях установившегося развитого гравитационного течения [21].

На рис. 4.17 показаны результаты исследования коэффициента χ' уравнения состояния зернистой среды (4.20) как функции от относительной высоты слоя h/d на шероховатом скате для зернистых материалов (см. табл. 4.2).

Приведенные результаты свидетельствуют, что для несвязных неэластичных зернистых материалов состоящих из частиц, близких по форме к сферическим (бисер и керамические шарики) коэффициент взаимосвязи χ' между работой на дилатансию зернистой среды при быстром сдвиге ($p\bar{\epsilon}$) и температурой зернистой среды близок к 1 и

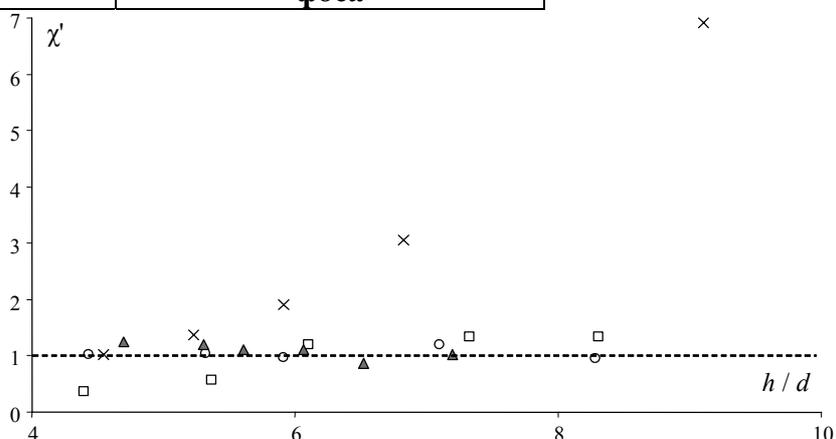
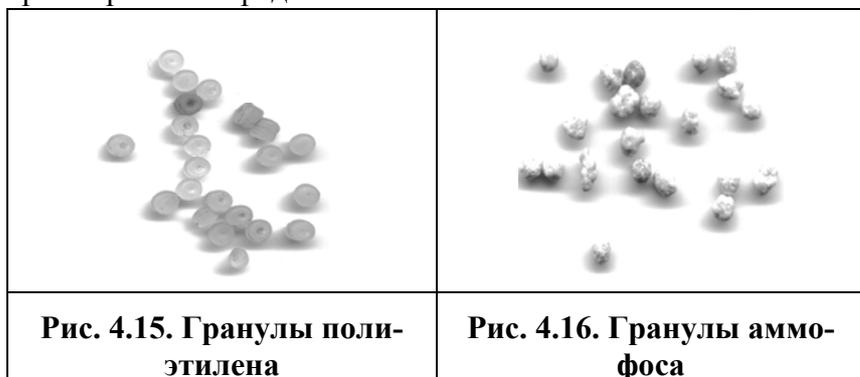


Рис. 4.17. Зависимость коэффициента χ' уравнения (4.20) состояния зернистой среды от относительной высоты слоя h/d на шероховатом скате при относительном угле 1.1 для различных зернистых материалов (табл/ 4.2):

○ – бисер; ▲ – керамические шарики;
□ – гранулы полиэтилена; × – гранулы аммофоса

практически не зависит от величины потока в исследованном диапазоне его изменения. Для такого рода зернистых материалов уравнение состояния при быстром сдвиге может быть представлено в виде:

$$p\bar{\epsilon} = E. \quad (4.17)$$

В определенной мере этот результат можно рассматривать как подтверждение адекватности феноменологии, положенной в основу уравнения состояния зернистой среды (4.20). Вместе с тем наблюдается существенная зависимость коэффициента взаимосвязи от величины потока несферичных гранул полиэтилена, особенно в области малых толщин слоя материала на скате, что, по-видимому, указывает на сложный характер влияния фактора формы частиц на взаимосвязь между порозностью, давлением и скоростью сдвига в быстром гравитационном потоке зернистого материала.

Кроме того, особое внимание обращает на себя чрезвычайно большое возрастание коэффициента χ с увеличением толщины слоя гранулированного аммофоса на скате. При увеличении относительной толщины слоя в два раза коэффициент χ возрастает от 1 до 7. Такая динамика изменения коэффициента явно указывает на доминирующее возрастание дилатансии в потоке с увеличением толщины слоя материала на скате. С целью объяснения наблюдаемого, на первый взгляд, парадоксального изменения ха-

рактических характеристик потока гранулированного аммофоса проведен анализ профилей скорости сдвига и порозности при различных толщинах движущегося слоя. Соответствующие профили показаны на рис. 4.18, 4.19. Анализ профилей позволяет обнаружить, что с увеличением толщины слоя наблюдается парадоксальное увеличение порозности в центральной части потока, сопровождающееся уменьшением скорости сдвига. При объяснении причин такого изменения параметров потока предложена гипотеза увеличения «связности» частиц аммофоса с повышением давления, вследствие их сложной формы и склонности к истиранию. С целью подтверждения этой гипотезы проведено исследование динамического коэффициента трения как функции нормального давления. Динамический коэффициент трения определяется как отношение сдвигового и нормального напряжений [113]. Исследование проведено с использованием простой сдвиговой ячейки по стандартной методике [114] в диапазоне изменения напряжений, соответствующим условиям течения аммофоса при различных толщинах слоя.

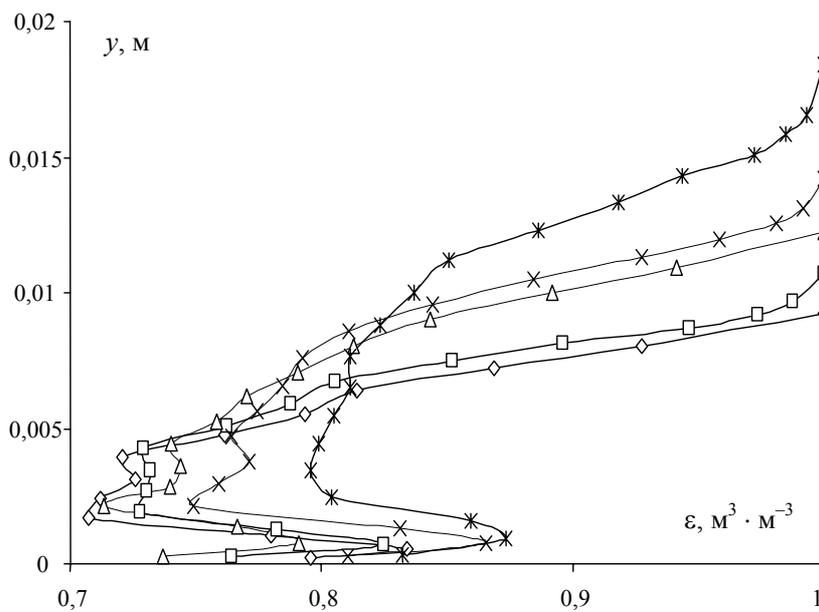


Рис. 4.18. Профили порозности в гравитационном потоке гранулированного аммофоса на шероховатом скате ($\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,1$) при толщинах слоя h , мм:

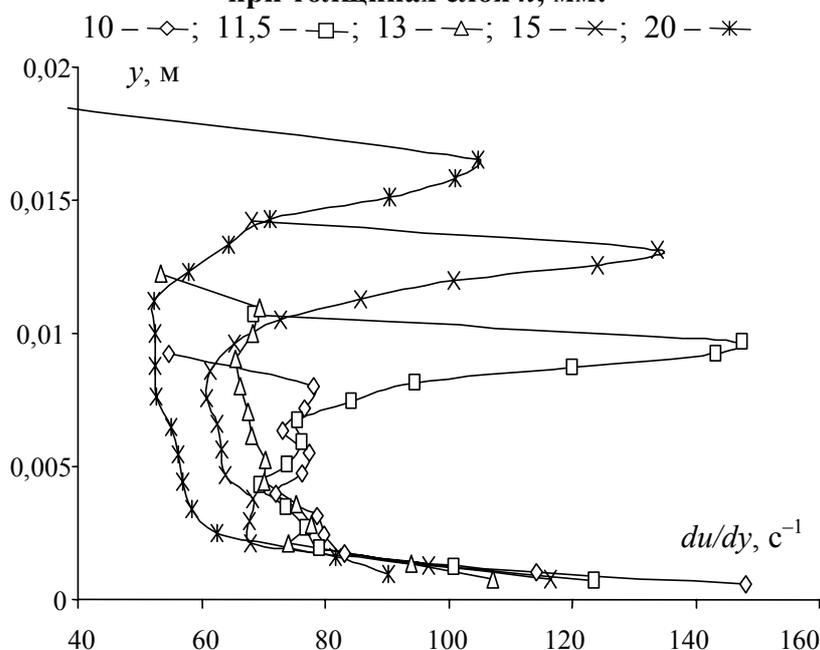


Рис. 4.19. Профили скорости сдвига для гранулированного аммофоса при толщинах слоя h , мм:

Результаты исследования, приведенные на рис. 4.20, свидетельствуют о значительном возрастании динамического коэффициента трения с увеличением нормального давления (толщины слоя). Этот результат можно рассматривать как следствие повышения связности частиц аммофоса с повышением нормального напряжения. Это, очевидно, связано с тем, что увеличение силы прижатия друг к другу шероховатых частиц неправильной формы, склонных к истиранию, приводит к увеличению числа точек контакта и мостиков связи между ними.

Вследствие этого появляется некоторая эффективная связность частиц, которая при сдвиге среды становится причиной образования агломератов, и дополнительных пустот между ними, способствующих повышению порозности в потоке.

В результате такого увеличения связности и вторичного эффекта порозности наблюдается парадоксальное повышение дилатансии среды, сопровождаемое снижением температуры, что становится причиной аномальности коэффициента χ' уравнения состояния зернистой среды при увеличении толщины слоя аммофоса на скате.

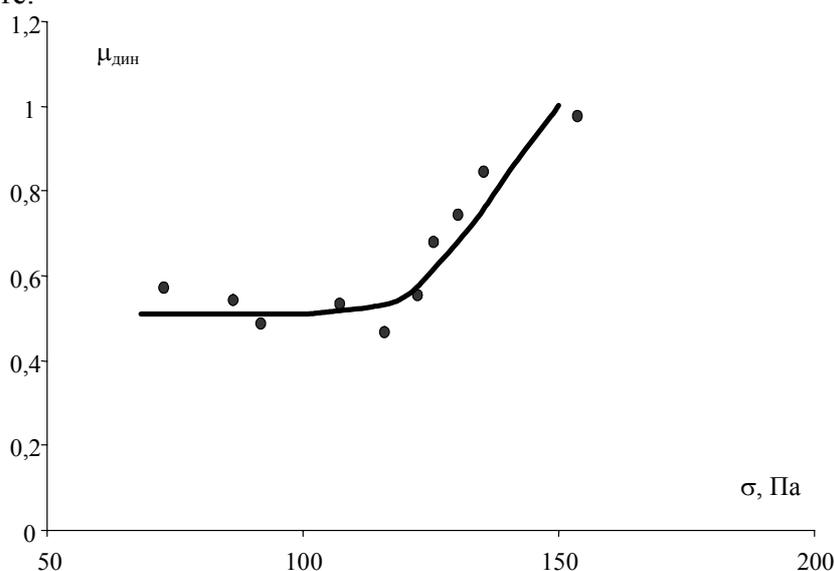


Рис. 4.20. Динамический коэффициент трения как функция нормальных напряжений для гранулированного аммофоса

Таким образом, в данном разделе проведен феноменологический анализ взаимодействия неэластичных шероховатых частиц сферической формы в быстром сдвиговом потоке, позволивший уточнить уравнение взаимосвязи между давлением, дилатансией и температурой зернистой среды (энергией взаимных перемещений частиц) с учетом диссипации энергии при столкновении частиц и их поперечного массопереноса при сдвиге. Уточнение, внесенное в уравнение состояния зернистой среды, позволяет повысить его детерминированность и исключить операцию подбора коэффициента взаимосвязи в случае несвязных зернистых материалов, состоящих из неэластичных шероховатых частиц, близких по форме к сферическим.

5. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

5.1. ТЕМПЕРАТУРА ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЫ И ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ ПРИ БЫСТРОМ СДВИГОВОМ ТЕЧЕНИИ ЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Как было показано в первой главе настоящей работы, множество природных явлений и технологических процессов протекает в режиме быстрого гравитационного течения частиц зернистых материалов. Принципиальной особенностью такого рода течений является наличие условия быстрого сдвига частиц материала, в результате которого последние приобретают значительную скорость хаотических перемещений. Вследствие этого быстрые гравитационные течения сопровождаются активным взаимодействием частиц, определяющим структурные и кинематические характеристики потока, а также эффекты разделения и перемешивания компонентов зернистых сред.

Таким образом, степень активности взаимных перемещений частиц дисперсной среды определяет интенсивность протекания в ней процессов перемешивания и разделения. Отсюда следует, что для интенсификации и процессов перемешивания и процессов разделения в быстром гравитационном потоке необходимо обеспечивать условия течения, способствующие повышению температуры дисперсной среды. На первый взгляд такой вывод представляется парадоксальным, поскольку в соответствии с ним рекомендуется единый способ интенсификации процессов противоположного целевого назначения. Однако, это противоречие легко разрешается, если принять во внимание комплексный характер показателя «температура» дисперсной среды (4.17), (4.20) и проанализировать содержание (физическую сущность) кинетических характеристик процессов перемешивания и разделения.

Перемешивание, как технологическая операция, используется для интенсификации тепломассообменных процессов и организации процесса смешения. Технологической целью процесса смешения является получение смеси с равномерным распределением каждого компонента в любом участке объема. Для интенсивного смешения компонентам надо сообщить такие движения, чтобы их траектории имели возможно большее число пересечений и встречных движений. При этом движение микрообъемов и частиц могут быть поступательными, вращательными и совмещенными.

Многочисленные исследования, например [86, 115], подтверждают, что для описания процесса перемешивания при сдвиговом течении сыпучего материала является плодотворным использование диффузионной модели, в соответствии с которой поток перемешивания выражается в виде

$$J_n = -D_{\text{диф}} \rho_n \text{grad } c . \quad (5.1)$$

Принимая во внимание аналогию между зернистой средой при быстром сдвиге и плотным газом, Долгунин и Уколов [56] предложили определять коэффициент квазидиффузионного перемешивания, как величину, пропорциональную среднему расстоянию между частицами s и средней скорости их флуктуаций V' . Для случая квазидиффузионного перемешивания частиц при их установившемся быстром гравитационном течении коэффициент перемешивания $D_{\text{диф}}$ вычисляются по формуле

$$D_{\text{диф}} = \frac{1}{2} s V' . \quad (5.2)$$

Таким образом, согласно кинетическим закономерностям (5.1) и (5.2) перемешивание зернистой среды в быстром сдвиговом потоке сыпучего материала интенсифицируется с увеличением среднего расстояния между частицами s , что достигается за счет увеличения порозности ε , и с повышением скорости флуктуаций частиц V' . Очевидно, что увеличение скорости флуктуаций частиц и порозности зернистой среды достигается за счет повышения температуры последней в условиях предельного снятия ограничений на дилатансию среды.

Если следствием перемешивания является хаотическое пространственное перераспределение неоднородных частиц, то вследствие сегрегации, напротив, происходит упорядоченное перераспределение неоднородных частиц с образованием локальных зон с повышенной концентрацией однородных частиц.

В процессе сегрегации происходит увеличение неоднородности смесей вследствие отделения и концентрирования частиц, сходных между собой по какому-либо признаку, в определенном объеме потока. Практически каждый технологический процесс переработки сыпучего материала или связанные с ним вспомогательные операции создают условия благоприятные для протекания сегрегации. Опыт показывает, что сегрегация протекает практически при любом взаимодействии частиц, если оно сопровождается относительным перемещением частиц, неоднородность которых может быть оценена с использованием существующих технических средств измерения.

Гравитационные течения зернистых материалов сопровождаются значительными эффектами сегрегации и наблюдаются при камнепадах, селях, подводных течениях камней, образовании насыпей, обвалов, заполнении бункеров, при течении в каналах, течках, вращающихся трубах, барабанах и т.д.

Сегрегация может оказывать существенное влияние на динамику течения зернистых сред, кинетику технологических процессов и качество продукта. Влияние это может быть как отрицательным, так и положительным. Например, при грохочении эффект сегрегации ускоряет процесс, а при смешении препятствует образованию однородной смеси. При гранулировании порошков, гранулировании из растворов, суспензий, пульп влияние сегрегации неоднозначно и зависит от способа, устройства и режимных параметров. Влияние сегрегации на качество продукта обычно является негативным.

Анализ разнообразных причин и механизмов сегрегации в сдвиговых потоках [116] позволил выявить три основных аспекта неоднородности зернистой среды, которые являются первопричиной ее разделения:

- 1) неоднородность физико-механических свойств, размера и формы частиц;
- 2) неоднородность среды, обусловленную примесью одного компонента к другому;
- 3) неоднородность свойств среды по ее объему, вследствие неоднородного пространственного распределения компонентов и концентрации твердой фазы.

Причем первые два аспекта являются отражением локальной неоднородности среды, а третий – ее пространственной неоднородности. Экспериментально и теоретически установлено [56, 80], что степень проявления эффектов разделения существенно определяется скоростью сдвига, порозностью и их распределением в гравитационном потоке при всех аспектах неоднородности зернистой среды. При этом установлено, что процесс сегрегации интенсифицируется с повышением температуры неоднородной дисперсной среды вне зависимости от того локальной или пространственной неоднородностью обусловлено разделение частиц. В сказанном легко убедиться, если проанализировать кинетические закономерности процесса разделения неоднородных частиц в быстром гравитационном потоке.

В соответствии с результатами исследований [56, 80] сегрегация частиц вследствие локальной неоднородности среды может быть объяснена действием механизма сдвигового поточного разделения. Согласно этому механизму разделение частиц происходит по комплексу физико-механических свойств частиц при доминирующем значении их размера в относительно плотных частях потока ($\varepsilon < 0,75$). При достаточно высоких концентрациях твердой фазы частицы движутся в сдвиговом потоке преимущественно в составе организованных рядов (см. гл. 3). В таком потоке частицы, которые в наибольшей степени отличаются по свойствам от частиц среды, наиболее вероятно становятся концентраторами сдвиговых напряжений, в результате чего они способствуют образованию агрегатов частиц.

Взаимодействие частицы с агрегатом протекает с образованием контактных точек, через которые проходит «мгновенная» ось ее вращения. В зависимости от величины и направления избыточного момента сил ΔM , действующего на частицу, происходит ее перемещение с той или иной скоростью либо в выше-, либо в нижерасположенный элементарный слой потока. Соответствующее кинетическое уравнение сегрегации, обусловленной локальной неоднородностью среды, по механизму сдвигового поточного разделения формулируется в виде [88]

$$j_c = K_c \rho_n \Delta M c, \quad (5.3)$$

где K_c – коэффициент сегрегации, который является экспериментальной константой для данного типа материала в широком диапазоне изменения параметров потока и размеров частиц [103].

Величина избыточного момента сил ΔM , являющегося движущей силой сегрегации, вычисляется с учетом действия на частицу сил трения, тяжести и ударных импульсов. Расчетные зависимости для определения ΔM [92] учитывают, что избыточный момент сил возрастает с увеличением скорости сдвига и частоты столкновений (скорости флуктуаций) частиц. Это свидетельствует о том, что движущая сила сегрегации в быстром гравитационном потоке вследствие локальной неоднородности зернистой среды возрастает с увеличением ее температуры.

Однако оценка влияния температуры зернистой среды на перемешивание и сегрегацию частиц в быстром сдвиговом потоке не ограничивается только указанной общей характеристикой. Действительно, кроме общей характеристики положительного влияния температуры зернистой среды на протекающие в ней при быстром сдвиге процессы перемешивания и сегрегации необходимо учитывать и гидродинамические условия, в которых фиксируется то или иное значение температуры. Это связано с тем, что как минимум две характеристики уравнения состояния зернистой среды могут определять условия

взаимодействия частиц при сдвиге. Например, при одном и том же значении температуры зернистой среды с повышением давления возникают более благоприятные условия для сегрегации по механизму сдвигового поточного разделения. Это связано с тем, что возрастание давления в «изотермических» условиях способствует увеличению частоты столкновений частиц, сил трения и ударных импульсов, интенсифицирующих противоточный переход неоднородных частиц из слоя в слой. Напротив, при аналогичных параметрах складываются неблагоприятные условия для протекания процесса перемешивания вследствие уменьшения длины свободного пробега частиц (среднего расстояния между ними). С повышением давления уменьшается порозность дисперсной среды при сдвиге, что приводит к снижению интенсивности взаимных перемещений частиц вследствие поперечного массопереноса и, как следствие, к уменьшению интенсивности квазидиффузионного перемешивания частиц. Квазидиффузионное перемешивание следует считать основным механизмом перемешивания частиц в быстром гравитационном потоке.

Таким образом, сегрегация в быстром гравитационном потоке интенсифицируется с повышением температуры зернистой среды в условиях, препятствующих сколько-нибудь значительному увеличению ее дилатансии.

Однако, проведенный сравнительный анализ влияния температуры зернистой среды на процессы разделения и перемешивания частиц в быстром гравитационном потоке недостаточно полно отражает особенности их протекания, поскольку при анализе оставлен без внимания процесс разделения, обусловленный пространственной структурной неоднородностью, названный миграцией [80]. Согласно исследованию, проведенному в работе [80], процесс миграции частиц протекает вследствие различия скоростей квазидиффузионного перемещения неоднородных частиц в зернистой среде при условии наличия градиента концентрации твердой фазы. Градиент концентрации твердой фазы приводит к образованию в зернистой среде объемов с различными расстояниями между частицами. В таких объемах обеспечиваются соответственно условия для различных длин свободного пробега частиц. При этом частицы, которые характеризуются высокими скоростями квазидиффузионного перемещения (легкие, высокоупругие, гладкие), мигрируют в области, обеспечивающие условия для их флуктуаций с большими длинами свободного пробега. Напротив, частицы, имеющие относительно небольшие скорости квазидиффузионного перемещения (тяжелые, шероховатые, с низкой упругостью), мигрируют в области, в которых существуют условия для флуктуаций при небольших длинах свободного пробега. В результате такого перераспределения частиц происходит повышение локальной неоднородности среды по скоростям флуктуаций отдельных ее компонентов.

Согласно исследованиям, проведенным в работе [80], величина потока миграции в направлении градиента концентрации твердой фазы определяется в соответствии со следующим кинетическим уравнением

$$j_m = -D_m \rho_n c \frac{\partial \ln s}{\partial y}. \quad (5.4)$$

В этом уравнении частная производная служит для выражения относительного темпа изменения среднего расстояния между частицами и, по существу, является движущей силой миграции. Результаты исследований, выполненных в работе [106], позволяют вычислять коэффициент миграции для бинарных смесей частиц, различающихся одновременно по размеру, плотности, шероховатости и упругости

$$D_m = \frac{\bar{m}(c)(\bar{V}')^2}{2F\bar{k}} \left(\frac{d_1^2 k_1}{m_1 \bar{d}^2} - \frac{d_2^2 k_2}{m_2 \bar{d}^2} \right), \quad (5.5)$$

где $\bar{F} = \bar{V}'/s$ - частота столкновения частиц, c^{-1} ; \bar{d} - средний диаметр частиц; \bar{k} - среднее значение коэффициента восстановления при соударении разнородных частиц потока.

Анализ кинетических уравнений процесса миграции (5.4) и (5.5) показывает, что по своей физической сущности миграция представляет собой процесс квазидиффузионного разделения и для его интенсификации необходимо обеспечение условий, аналогичных условиям интенсификации квазидиффузионного перемешивания. Действительно, увеличению коэффициента миграции способствует повышение температуры зернистой среды, сопровождаемое увеличением скорости флуктуации частиц и среднего расстояния между ними (порозности). Как уже отмечалось ранее, такой эффект повышения температу-

ры зернистой среды может быть достигнут за счет увеличения скорости сдвига в условиях, обеспечивающих возрастание дилатансии среды.

Вместе с тем, необходимым условием протекания процесса разделения по механизму миграции является наличие градиента концентрации твердой фазы, как фактора, обеспечивающего соответствующее пространственное изменение расстояния между частицами.

Таким образом, по результатам проведенного анализа можно сделать общий вывод о том, что основным путем интенсификации процессов тепломассопереноса, смешения и разделения в быстром гравитационном потоке зернистого материала является повышение температуры зернистой среды, которое достигается за счет увеличения скоростей сдвига в объеме слоя. Однако, при этом необходимо учитывать, чтобы при организации процессов тепломассопереноса и смешения высокие значения температуры достигались преимущественно за счет увеличения энергии взаимных перемещений частиц вследствие поперечного массопереноса. Выполнение этого условия обеспечивается при высоких значениях порозности слоя и скоростей флуктуаций частиц.

Напротив, для повышения эффективности процессов разделения в быстром гравитационном потоке неоднородного зернистого материала необходимо, чтобы высокие значения температуры зернистой среды движущегося слоя достигались преимущественно за счет увеличения сдвиговой составляющей энергии взаимных перемещений частиц. Для выполнения же этого условия необходимо, чтобы увеличение скорости сдвига в объеме слоя происходило без существенного увеличения его порозности.

Кроме того, разделению частиц, приобретающих при столкновениях существенно различные скорости флуктуаций, способствует организация гравитационных течений с большими градиентами концентрации твердой фазы в поперечном сечении потока, что, в определенной мере, эквивалентно условию высоких градиентов температуры зернистой среды в объеме слоя.

5.2. ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ СМЕШЕНИЯ И РАЗДЕЛЕНИЯ В БЫСТРЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОТОКАХ

В предыдущих разделах работы показано, что быстрое гравитационное течение зернистых сред всегда сопровождается активным взаимодействием частиц, неизбежно вызывающим различные эффекты разделения и перемешивания. Неучет этих эффектов может привести к неожиданным последствиям, в том числе и негативным.

Например, у материала, который на большинстве этапов его обработки пребывает в относительно однородном состоянии, могут существенно ухудшиться свойства на одной из завершающих вспомогательных операций, иногда только косвенно связанной с основным технологическим процессом. К таким операциям относятся упаковка, транспортирование готового продукта к месту назначения или его выгрузка из бункера перед использованием.

Вследствие таких особенностей быстрые сдвиговые гравитационные течения зернистых сред ставят соответствующие технологические и конструкторские задачи перед инженерами, занимающимися проектированием и эксплуатацией оборудования для переработки сыпучих материалов.

Принимая во внимание, что около половины всех производимых и перерабатываемых материалов являются сыпучими, становится ясной необходимость учета закономерностей гравитационных течений зернистых сред при эксплуатации действующего и проектировании нового оборудования.

В предыдущем разделе проведен анализ кинетики процессов разделения и перемешивания при быстром гравитационном течении зернистого материала в связи с энергией взаимных перемещений частиц, оцениваемой с помощью параметра, называемого температурой зернистой среды. Результаты анализа позволяют определить взаимосвязь между отдельными составляющими энергии взаимных перемещений частиц и интенсивностью процессов их разделения и перемешивания. Первостепенное значение при этом приобретает вывод о том, что для интенсификации и процессов смешения и процессов разделения наиболее значимым является повышение температуры зернистой среды, которое, очевидно, должно достигаться за счет увеличения скорости сдвига. Из литературных источников [33, 93] известно, что основным способом повышения скорости сдвига является увеличение угла наклона ската.

Однако, при этом необходимо учитывать, что при организации процесса смешения увеличение скорости сдвига должно сопровождаться дилатансией гравитационного потока, что обеспечивает преиму-

ществующее возрастание составляющей энергии взаимных перемещений частиц, обусловленной поперечным массопереносом.

Результаты экспериментальных исследований [93] быстрых гравитационных течений на шероховатом скате свидетельствуют, что при определенных параметрах течения может наблюдаться интенсивное перемешивание частиц зернистых материалов. Этому в значительной степени способствует увеличение относительного угла наклона ската. Экспериментальные данные также свидетельствуют о том, что эффекты взаимодействия частиц в потоке зернистой среды существенно зависят от высоты слоя материала на шероховатом скате. Например, увеличение угла при малых толщинах слоя приводит к активному взаимодействию частиц слоя с шероховатой подложкой и проникновению возникающих флуктуаций в центральную его часть.

Анализ профилей скорости и порозности в гравитационных потоках модельных материалов (см. табл. 4.2), полученных при различных углах наклона ската и высотах слоя, позволил авторам сделать вывод о том, что условия течения, благоприятные для перемешивания частиц, существуют при относительных углах $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,1 \dots 1,14$ и относительной высоте слоя $h/d = 8 \dots 12$.

При организации же процессов сепарации необходимо учитывать, что разделение неоднородных частиц происходит вследствие и локальной, и пространственной неоднородности дисперсной среды (см. раздел 5.1). В связи с этим для интенсификации процессов разделения частиц увеличение скорости сдвига должно протекать либо без существенной дилатансии дисперсной среды, либо следствием дилатансии должно быть образование областей потока с высокими градиентами концентрации твердой фазы. При таких условиях в первом случае интенсифицируется сегрегация частиц по механизму сдвигового поточного разделения, а во втором – по механизму квазидиффузионного разделения (миграции). Во всяком случае, повышение температуры зернистой среды за счет увеличения скорости сдвига при организации процессов разделения в гравитационном потоке не должно приводить к образованию областей с высокими и одновременно однородными значениями дилатансии. Экспериментальные исследования [93, 95] показывают, что такие условия достигаются либо при умеренных углах ската, равных $(1,02 \dots 1,03) \sin \alpha / \sin \alpha_0$, либо при более высоких углах в режиме поперечного аэрирования гравитационного потока, прижимающего поток к подложке и, тем самым, ограничивающего его разрыхление.

Особый интерес для технологии сепарации неоднородных зернистых материалов представляют режимы гравитационного течения, характеризующиеся высокими значениями температуры зернистой среды по объему слоя и интенсивным поперечным массопереносом. В таких режимах, ограниченных углами наклона ската и высотами слоя, обеспечивается образование в потоке зон с высокой концентрацией частиц и большими градиентами концентрации между ними. В этом случае, несмотря на то, что составляющая энергии взаимных перемещений частиц вследствие их поперечного массопереноса (второй член уравнения (4.18)) имеет относительно высокое значение, поперечная квазидиффузия в значительной мере является результатом противоточного перемещения неоднородных частиц.

Таким образом, в определенных случаях, несмотря на абсолютное значение температуры зернистой среды взаимное перемещение частиц может служить целям организации смешения компонентов и интенсификации процессов переноса в дисперсной среде, а в других – разделению неоднородных частиц.

Согласно результатам исследований, представленных в работах [105, 117], высокие концентрации частиц в ядре гравитационных потоков при высоких градиентах порозности в его приграничных областях наблюдаются при высотах слоя, соответствующих условию $h/d = 6 \dots 8$, и углах наклона ската, соответствующих соотношению $\sin \alpha / \sin \alpha_0 = 1,08 \dots 1,12$. В условиях течения, соответствующих указанному диапазону параметров гравитационного потока, можно прогнозировать наиболее сильное проявление комплексов эффектов сдвигового поточного разделения и миграции. Названные эффекты обеспечивают в совокупности сепарирование трудноразделимых смесей зернистых материалов [105] по комплексу физико-механических свойств частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монографии проведен анализ достигнутого уровня в развитии теоретического описания быстрых гравитационных течений и технике экспериментального их исследования. На основании результатов

анализа определено рациональное направление в исследовании этих течений, которые заключаются в использовании комплексных экспериментально-аналитических методов.

Основная часть работы посвящена анализу и дальнейшему развитию экспериментально-аналитического метода исследования быстрых гравитационных течений зернистого материала на шероховатом скате, базирующегося на анализе стадии свободного падения частиц, закономерности которых в быстром гравитационном потоке постулируются аналогом уравнения динамики плотного газа. С этой целью в работе проведены рентгенографические исследования концентрационных полей распределения твердой фазы в быстрых гравитационных потоках различных модельных зернистых материалов. Полученные результаты послужили надежной экспериментальной базой для проверки адекватности уточненного уравнения состояния зернистой среды при быстром сдвиге.

Проведенные исследования способствуют разработке общей модели быстрого сдвигового течения зернистой среды и выработке рекомендаций по организации технологических процессов в быстрых гравитационных потоках. Часть таких рекомендаций приведена в заключительном разделе монографии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bagnold R.A.** Experiments on a gravity Free Dispersion of large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear // Proc. Roy. Soc. London, 1954. Vol. 225. P. 49 – 63.
2. **Макаров Ю.И., Зайцев А.И.** Новые типы машин и аппаратов для переработки сыпучих материалов. М.: МИХМ, 1982. 75 с.
3. **Кафаров В.В., Дорохов И.Н., Арутюнов С.Ю.** Системный анализ процессов химической технологии. Процессы измельчения и смешения сыпучих материалов. М.: Наука, 1985. 440 с.
4. **Определяющие законы механики грунтов:** Сб. ст. // Механика. Новое в зарубежной технике. М., 1975. 280 с.
5. **Гольдштейн М.Н.** Механические свойства грунтов. М.: Стройиздат, 1971. 280 с.
6. **Шустов В.П., Юркевич О.Р.** Универсальная вибровихревая установка. М.: ЦИНТИ, 1973. 6 с.
7. **Лукьянов П.И.** Аппараты с движущимся зернистым слоем. М.: Машиностроение, 1974. 181 с.
8. **Бахтюков В.А.** Исследование механики движения сыпучего материала в аппаратах: Дис. ... канд. техн. наук. М., 1970. 192 с.
9. **Пасько А.А.** Разработка новых конструкций вибрационных смесителей барабанного типа для сыпучих материалов и методики их расчета: Дис. ... канд. техн. наук. Тамбов, 2000. 176 с.
10. **Седов Л.И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1983. Т. 1. 528 с.
11. **Малис А.Я.** Пневматический транспорт сыпучих материалов при высоких концентрациях. М.: Машиностроение, 1969. 178 с.
12. **Островский Г.М.** Пневматический транспорт сыпучих материалов в химической промышленности. Л.: Химия, 1984. 104 с.
13. **Ейтс Дж.** Основы механики псевдооживления с приложениями. М.: Мир, 1986. 184 с.
14. **Протодьяконов И.О., Чесноков Ю.Г.** Гидродинамика псевдооживленного слоя. Л.: Химия, 1982. 264 с.
15. **Сэвидж С.** Гравитационное течение несвязанных гранулированных материалов в лотках и каналах // Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений: Сб. ст.: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 86 – 146.
16. **Гудмен М., Коун С.** Две задачи о гравитационном течении гранулированных материалов // Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений: Сб. ст.: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 65 – 85.
17. **Тюзюн У., Неддерман Р.** Исследование границы потока при установившемся истечении из воронкообразного бункера // Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений: Сб. ст.: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 242 – 270.

18. **Голованов Ю.В., Ширко И.В.** Обзор современного состояния механики быстрых движений зернистых сред // Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений: Сб. ст.: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. С. 271 – 279.
19. **Ширко И.В., Сахаров В.А.** Феноменологическая теория быстрых движений гранулированной среды, основанная на методах статистической механики // Теоретические основы химической технологии. 1987. Т. 21, № 5. С. 661 – 668.
20. **Ширко И.В.** Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений. М.: Мир, 1985. 280 с.
21. **Savage S.B.** Granular Flows down rough Inclines – Review and Extension. In J.I. Jenkins and M. Satake (Editors) // Mechanics of granular Materials, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1983. P. 261 – 282.
22. **Ackerman N.L., Shen H.H.** Stresses in rapidly sheared Fluid – Solid Mixtures // Dev. Eng. Mech., ACSE, 1982. Vol. 108. P. 95 – 113.
23. **Oda M., Konishi J., Nemat-Nasser S.** Experimental micromechanical Evolution of the Strength of granular Materials: Effects of Particle Rolling // Mechanics of granular Materials, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1983. P. 21 – 30.
24. **Shinohara K.** General mechanism of particle segregation during filling hoppers // Internat. Congress CHISA. Praha, 1987.
25. **Kanatani K.I.** Mechanical Properties of Ideal Granular Materials // Mechanism of granular materials: Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1983. P. 235 – 244.
26. **Ogawa S., Umemura A.** Measurement of flow properties of powders // J. Appl. Math. Phys. 1980. Vol. 31. P. 482.
27. **Jenkins J.T., Savage S.B.** The Theory for Rapid Flow of Identical Smooth, Nearly Elastic Spherical Particles // J. Fluid Mech. 1983. Vol. 130. P. 180.
28. **Hutter K., Sheiwiller T.** Rapid Plane Flow of Granular Materials down a Chute // Mechanics of granular Materials. Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1983. P. 283 – 293.
29. **Takahasi K.** The Gravity flow in nature // Geophys. Mag. 1937. Vol. 11. P. 165 – 175.
30. **Roberts A.W.** Trans. ASME, J. Engng. Ind., 1960, 91. P. 373 – 381.
31. **Ridgway K., Kupp R.** Ghem. Process Engng., 1970, 51. P. 82 – 85.
32. **Suzuki A., Tanaka T.** Measurement of flow properties of powders along in inclined plane // Ind. Engng Ghem. Fund. 1971. Vol. 10. P. 34 – 91.
33. **Ishida M., Shirai T.** Velocity Distributions in the Flow of Particles in an Inclined Open Channel // J. Chem. Eng. Jpn. 1979. Vol. 12. P. 45 – 50.
34. **Savage S.B., Nedderman R.M., Tuzun U., Houlsby G.T.** Flow of granular Materials // Chem. Eng. Sci. 1982. Vol. 37. P. 782.
35. **Augenstein D.A., Hogg R.** An Experimental Study of the Flow of Dry Powders Over Inclined Surfaces // Powder Techn. 1978. Vol. 19. P. 205 – 215.
36. **Ishida M., Hatano H., Shirai T.** The Flow of Solid Particles in an Aerated Inclined Channel // Powder Techn. 1980. Vol. 27. P. 7 – 12.
37. **Campbell C.S., Brennen C.E.** Computer Simulation of Shear Flows of granular Materials // Mechanics of granular Materials, Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1983. P. 313 – 326.
38. **Kanatani K.I.** A micro polar Continuum Theory for Flow of granular Materials // Int. J. Engng. Sci. 1979. Vol. 17. P. 419 – 432.
39. **Jenkins J.T., Cowin S.C.** Theories for Flowing granular Materials // Mech. Fluid Engng. and Bioengng. Conf., AMD 1979. V. 51. P. 79 – 89.
40. **McTigue D.F.** A nonlinear continuum model for flowing granular materials // Ph.D. Dissertation, 1979.
41. **McTigue D.F.** A model for stresses in shear flow of granular material // Proc. U.S. – Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials. Tokyo, 1978. P. 266 – 271.
42. **Marble F.E.** Mechanism of particle collision in the one-dimensional dynamics of gas-particle mixtures // Phys. Fluids. 1964. P. 1270 – 1282.
43. **Coy C.** Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971.
44. **Savage S.B., Jeffrey D.J.** The stress tensor in a granular flow at high shear rates // J. Fluid Mech. 1981. Vol. 110. P. 255 – 272.
45. **Augenstein D.A., Hogg R.** An Experimental Study of the Flow of Dry Powders Over Inclined Surfaces // Powder Technology. 1974. Vol. 10. P. 43 – 49.

46. **Ogawa S., Umemura A., Oshima N.** On the Equations of Fully Fluidized Granular Materials // *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*. 1980. Vol. 31. P. 482 – 493.
47. **Ackermann N.L., Shen H.H.** Rapid Shear Flow of densely packed granular Materials // *Mechanics of granular Materials*. Amsterdam. Elsevier Science Publishers, 1983. P. 295 – 304.
48. **Savage S.B., Cowin S.C.** Theories for Flow Granular Materials // *American Society of Mechanical Engineers*, Buffalo, N.Y., June 1999. P. 79 – 82.
49. **Ogawa S.** Multitemperature Theory of Granular Materials // *Proceedings of the U.S. Japan Seminar on Continuum Mechanical and Statistical Approaches in the Mechanics of Granular Materials*. Tokyo, 1978. P. 208 – 217.
50. **Matsuoka H.** A stress-strain model for granular materials considering the mechanism of fabric change // *Department of Civil Engineering, Nagoya*. 1983. P. 201 – 208.
51. **Ширко И.В.** Статистическое исследование течений гранулированных сред // *Деп. в ВИНТИ* 12.04.1982; № 1738-82.
52. **Nedderman R.M., Tuzun U.A.** A kinematic model for the flow of granular materials // *Powder Technology*. 1979. Vol. 2. №. 2. P. 243 – 253.
53. **Tuzun U.A., Nedderman R.M.** Experimental evidence supporting kinematic modeling of the flow of granular media in the absence of air drag // *Powder Technology*. 1979. Vol. 24, № 2. P. 257 – 266.
54. **Чепмен С., Каулинг Т.** Математическая теория неоднородных газов. М.: Мир, 1980. 415 с.
55. **Свиридов М.М.** Исследование движения сыпучего материала на внутренних устройствах машин с вращающимися барабанами: Дис. ... канд. техн. наук. М., 1976. 129 с.
56. **Dolgunin V.N., Ukolov A.A.** Segregation Modeling of particle rapid gravity flow // *Powder Technology*. 1995. Vol. 83. P. 95.
57. **Берлинер М.А.** Электрические измерения, автоматический контроль и регулирование влажности. М.–Л.: Энергия, 1965. 324 с.
58. **Лопатин Б.А.** Кондуктометрия. Новосибирск, 1964. 215 с.
59. **Марин В.И., Диденко Б.А.** Моделирование акустического тракта устройства измерения процентного содержания связующего // *Математические методы в технике и технологиях: Сб. тр. XV Международ. науч. конф. Тамбов, 2002. С. 59 – 62.*
60. **Глинкин Е.И.** Схемотехника микропроцессорных систем. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 1998. 228 с.
61. **Tomographic measurements and distinct element simulations of binary granular flow voidage / P.A. Langston, M.S. Nikitidis, V. Tüzün, D.M. Heyes // World Congress on particle Technology 3. Brighton, UK. 1998. P. 333 (in Compact Disk).**
62. **Millen M.J.** On-line measurement of pulverised coal mass flow using an ultrasonic technique / M.J. Millen, B.D. Sowerby, D.A. Abemethy, R. Kingsiey and C. Grima // *Powder technology*. 1997.
63. **Schlaberg H.I., Podd F.J.W., Hoyle B.S.** Ultrasound process tomography system for hydrocyclones // *Ultrasonics*. 2000. Vol. 38. P. 813 – 816.
64. **Sederman A.J.** Magnetic resonance imaging of liquid flow and pore structure within packed beds // *Chem. Eng. Sci.* 1997. Vol. 52. P. 2239 – 2250.
65. **Sederman A.J., Alexander P., Gladden L.F.** Structure of packed beds probed by Magnetic Resonance Imaging // *Powder Technology*. 2001. Vol. 117. P. 255 – 269.
66. **Structure-flow correlations in packed beds / A.J. Sederman, M.L. Johns, P. Alexander, L.F. Gladden // Chem. Eng. Sci.** 1998. Vol. 53. P. 2117 – 2128.
67. **George D.L.** Three-phase material distribution measurements in a vertical flow using gamma-densitometry tomography and electrical-impedance tomography // *Flow*. 2001. Vol. 27. P. 1903 – 1930.
68. **Mann R.** Development of mixing models using electrical resistance tomography // *Chem. Eng. Sci.* 1997. Vol. 52 P. 2073 – 2085.
69. **Mann R.** Application of electrical resistance tomography to interrogate mixing process at plant scale // *Chem. Eng. Sci.* 1997. Vol. 52 P. 2087 – 2097.
70. **Dyakowski T., Jeanmeure L.F.C., Jaworski A.J.** Application of electrical tomography for gas-solids and liquid-solids flows – a review // *Powder Technol.* 2000. Vol. 112. P. 174 – 192.
71. **McKee S.L.** Solids flow imaging and attrition studies in a pneumatic conveyor // *Powder Technol.* 1995 Vol. 82. P. 105 – 113.

72. **Ostrowski K.** Real time visualization and analysis of dense phase powder conveying // Powder Technology. Vol. 102. P. 1 – 13.
73. **York T.A.** Particle detection using integrated capacitance sensor // Sensors and Actuators A: Physical, 2001. Vol. 12. P. 74 – 79.
74. **Warsito W., Fan L.-S.** Measurement of real-time flow structures in gas-liquid and gasliquid-solid flow system using electrical capacitance tomography (ECT) // Chem. Eng. Sci., 5.
75. **Application** of medical computer tomograph measurements in 3D reservoir characterization / T. Foldes, G. Argyelan, B. Kiss, P. Bogner, I. Repa // Conference Volume of EAGE & SAID Conference. Paris. 2000.
76. **Bartholomew R.N., Casagrande R.M.** Measuring solids concentration in fluidized systems by gamma-ray absorption // Ind. Eng. Chem. 1957. Vol. 49. P. 428 – 431.
77. **Martin M.P. et al.** Gas and solid behavior in cracking circulating fluidized beds // Powder Technol. 1992. Vol. 70. P. 249 – 258.
78. **Chester A.W. et al.** Mixing dynamics in catalyst impregnation in double-cone blenders // Powder Technology. 1999. Vol. 102. P. 85 – 94.
79. **Computer Tomography Measurements in Shear and Gravity Particle Flows** / B. Denes, J. Szepvolgy, P. Bogner, T. Folder, J. Gyenis // 4-th World Congress of Particle Technology, Full text of paper in CD-Rom, Sydney, Australia, 2002.
80. **Dolgunin V.N., Kudi A.N., Ukolov A.A.** Development of the models of segregation of particles under-going granular flow down on inclined chat // Power Technology. 1988. P. 211 – 218.
81. **Исследование** механизма сегрегации частиц при сдвиговом течении / В.Н. Долгунин, А.А Уколов, В.Я. Борщев, В.В. Четвертков // Процессы в зернистых средах: Межвуз. сб. тр. Иваново, 1989. С. 87 – 90.
82. **Уколов А.А.** Моделирование сегрегации при сдвиговом течении гранул и разработка конструкции сепаратора минеральных удобрений: Дис. ... канд. техн. наук. Тамбов, 1989. 170 с.
83. **Аэрофизика** и геокосмические исследования: Сб. ст. / И.В. Ширко, А.В. Семенов. М.: МФТИ, 1984 100 с.
84. **Долгунин В.Н.** Сегрегация при гравитационном течении зернистых материалов: Дис. ... д-ра техн. наук. М., 1993. 375 с.
85. **К исследованию** динамики быстрых гравитационных течений зернистых сред / В.Я. Борщев, П.А. Иванов, Н.А. Малков, В.М. Нечаев // Труды ТГТУ. 1999. Вып. 3 С. 14 – 17.
86. **Stephens D.J., Bridgwater J.** The Mixing and Segregation Cohesionless Particulate Materials: Part I. Failure Zone Formation // Powder Technology. 1978. Vol. 21. P. 17 – 44.
87. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** Разработка метода бесконтактного измерения концентрации твердой фазы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды // Вестник Тамбовского университета. Сер.: Естественные и технические науки. Тамбов, 2001. Т. 6. Вып. 4. С. 428 – 430.
88. **Experimental** and analytical research on rapid gravity flows of particulate solids / V.N. Dolgunin, V.J. Borschov, P.A. Ivanov, A.M. Klimov // 4-th World Congress of Particle Technology. Full text of paper in CD-Rom. Sydney. Australia. 2002.
89. **Компьютерная** обработка рентгенограмм при исследовании динамики быстрых гравитационных течений зернистых сред / В.Я. Борщев, В.Н. Долгунин, О.О. Иванов, П.А. Иванов // Математические методы в технике и технологиях: Сб. тр. XV Междунар. науч. конф. Тамбов, 2002. Т. 7. С. 34 – 37.
90. **Долгунин В.Н., Борщев В.Я., Иванов П.А.** Исследование быстрых гравитационных потоков зернистых материалов (на английском языке) // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2004. Т. 10, № 3. С. 689 – 696.
91. **Борщев В.Я., Иванов П.А.** Разработка метода экспериментального определения профиля скорости в гравитационном потоке частиц на шероховатом скате // Труды ТГТУ. Тамбов, 2004. Вып. 15. С. 3 – 6.
92. **Долгунин В.Н., Уколов А.А., Классен П.В.** Модель механизма сегрегации при быстром гравитационном течении частиц // Теор. основы хим. технологии. 1992. Т. 26, № 5. С. 100 – 109.

93. **Куди А.Н.** Моделирование сегрегации при сдвиговом течении зернистых материалов и разработка способов интенсификации процесса: Дис. ... канд. техн. наук. Тамбов, 1993. 168 с.
94. **Dolgunin V.N., Ukolov A.A., Borschev V.J.** Model of segregation in a Sheared flow of particulate solids and multifunctional modules for processes with separation // Int. Congress of chemical Engineering, chemical Equipment Design and Automation. CHISA-90. Praha, 1990. P. 36.
95. **Долгунин В.Н., Куди А.Н.** Влияние условий течения смесей зернистых частиц по наклонной плоскости на их однородность // Химическая промышленность. 1993. № 9. С. 45 – 50.
96. **Долгунин В.Н., Уколов А.А., Борщев В.Я.** К исследованию быстрого гравитационного потока сыпучего материала по шероховатой плоскости // Тез. докл. всес. конф. Одесса, 1991. С. 253.
97. **Экспериментальное** исследование сегрегации при гравитационном течении зернистого материала / В.Н. Долгунин, А.А. Уколов, В.Я. Борщев, П.Н. Чарыков // Деп. в ОНИИТЭХим. 1991. № 312-ХП90.
98. **Борщев В.Я., Иванов П.А., Деев Г.А.** Разработка метода определения толщины слоя гравитационного потока на шероховатом скате // Труды ТГТУ. Тамбов, 2002. Вып. 11. С. 17 – 20.
99. **Долгунин В.Н., Борщев В.Я., Иванов П.А.** Способ определения высоты слоя сыпучего материала на скате // Решение ФИПС о выдаче патента на изобретение от 1 ноября 2004 г. По заявке № 2004108276/28 от 22.03.2004 г.
100. **Dolgunin V.N., Borschov V.J., Ivanov P.A.** Development of a simulation model of rapid gravity flows of particulate solids on a rough chute // The 3rd Israel Conference for conveying and Handling of particulate solids. The Dead Sea. Israel, 2000. Vol. 2. P. 11.33 – 11.37.
101. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** Экспериментальное и аналитическое исследование быстрого гравитационного течения зернистой среды // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2002. Т. 8, № 3. С. 436 – 443.
102. **Shen H.H., Ackermann N.L.** Constitutive Relationships for Fluid – Solid Mixtures // Dev. Eng. Mech., ASCE. 1982. Vol. 108. P. 748.
103. **Segregation** kinetics in moving granular media / V.N. Dolgunin, A.N. Kudi, A.A. Ukolov, A.G. Tyulin // The forum for Bulk Solids Handling: Prjceedings. Jerusalem, 1997. P. 11.75 – 11.81.
104. **Surface** effects of particles undergoing rapid gravity flow / A.A. Ukolov, V.N. Dolgunin, D.N. Allenov, A.M. Klimov // 14th International Congress of Chemical and Process Engineering. Full text of papers in CD. Praha, 2000.
105. **Алленов Д.Н.** Моделирование процесса сегрегации в гравитационном потоке частиц различной шероховатости и упругости: Дис. ... канд. техн. наук. Тамбов, 2002. 132 с.
106. **Dolgunin V.N., Ukolov A.A., Ivanov O.O.** Surface and resilience effects of particles undergoing rapid shear flow // 4th World Congress on Particle Technology. Sydney. Australia. Full text of papers in CD. 2002.
107. **Пановко Я.Г.** Введение в теорию механического удара. М.: Наука, 1977. 224 с.
108. **Иванов О.О., Алленов Д.Н.** К определению коэффициента восстановления при столкновении частиц зернистой среды // Труды ТГТУ. Тамбов, 2002. Вып. 12. С. 3 – 8.
109. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** Анализ взаимодействия неэластичных несвязных частиц сферической формы в быстром сдвиговом потоке // Математические методы в технике и технологиях. Тез. докл. XVII Междунар. науч. конф. Кострома, 2004. Т. 3. С. 93 – 95.
110. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** Взаимодействие неэластичных несвязных частиц сферической формы в быстром сдвиговом потоке зернистой среды // Сб. тр. I Междунар. науч.-практ. конф. Санкт-Петербург, 2005. Т. 1. С. 103 – 107.
111. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** Исследование структурных и кинематических параметров быстрого гравитационного потока зернистого материала на шероховатом скате // Вестник Тамбовского университета. 2004. Т. 9. Вып. 2. С. 289 – 291.

112. **Борщев В.Я., Долгунин В.Н., Иванов П.А.** О гравитационном течении частиц неправильной формы на шероховатом скате // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2004. Т. 10, № 2. С. 513 – 518.
113. **Savage S.B.** Interparticle percolation and segregation in granular materials: A review // In A.P.S. Selvaduraj (ed) Development in Engineering Mechanisms, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 1987. P. 347 – 363.
114. **Андрианов Е.И.** Методы определения структурно-механических характеристик порошкообразных материалов. М.: Химия, 1982. 256 с.
115. **Bridgwater J.** Fundamental Powder Mixing Mechanism // Powder Technology. 1976. Vol. 15. P. 215 – 236.
116. **Dolgunin, V.N., Ukolov A.A., Kudy A.N.** Segregation dynamics of solid particles in rapid gravity flow // Int. Congress of chemical engineering, chemical equipment, design and automation, CHISA-93. Prague, 1993. P. 113.
117. **Пронин В.А.** Сепарация полидисперсных зернистых материалов различной плотности: Дис. ... канд. техн. наук. Тамбов, 1998. 135 с.