

УДК 532.529

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДЪЕМА ПЫЛИ С ПОВЕРХНОСТИ

А. В. Федоров, Н. Н. Федорова, И. А. Федорченко*, В. М. Фомин**

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,
630008 Новосибирск

* Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск

** Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Представлены результаты численного моделирования процесса прохождения ударной волны вдоль пылевого слоя, выполненные в предположении равенства скоростей и температур фаз. Показано, что внутри слоя формируется система волн сжатия и разрежения, отражающихся последовательно от внешней границы и твердой стенки. Описаны случаи регулярного и нерегулярного отражения лидирующей ударной волны от твердой стенки с различными сценариями развития неустойчивости на верхней границе слоя. Обсуждаются возможные механизмы подъема частиц с поверхности.

Введение. Проблемы взрыво- и пожаробезопасности в запыленных производствах привлекают внимание исследователей в течение нескольких десятилетий. За это время выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Тем не менее до сих пор не выявлены механизмы и не построена физико-математическая модель гетерогенной детонации пылевых взвесей, учитывающая все факторы этого сложного процесса.

Схема возникновения взрыва в запыленной атмосфере, например в угольной шахте, может быть представлена следующим образом. Как правило, в выработанном пространстве шахт имеются пылевые отложения угля, которые являются неустойчивыми к определенным силовым воздействиям, например, к воздействию ударной волны (УВ), инициируемой при проведении технологических работ. Под действием УВ возникает поток шахтной атмосферы, с высокой скоростью обдувающий слой пыли, вследствие чего происходит подъем мелких частиц угля и образуется газугольная смесь. Достаточно высокая температура воздуха может привести к воспламенению, горению и взрыву пылевого облака. В связи с этим при изучении проблемы возникновения гетерогенной детонации одной из основных задач является физико-математическое описание смещения частиц угля с до- или сверхзвуковым потоком воздуха.

Механизм образования пылевзвеси за проходящими УВ во многих работах исследовался экспериментально и теоретически в рамках линейной теории. В [1–5] процесс подъема пыли объясняется действием системы волн сжатия и разрежения, образующейся в результате последовательного отражения от твердой поверхности и границы облака частиц головной УВ, обуславливающим развитие неустойчивости Кельвина — Гельмгольца контактной поверхности. Кроме того, подъем частиц пыли может быть связан с действием на частицы сил Саффмана, Магнуса, турбулентной диффузии и т. п. (см. обзор литературы в [6, 7]).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научно-технического центра (грант № 612-2), Министерства образования Российской Федерации (код проекта Е 00-4.0-90) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-01-00891).

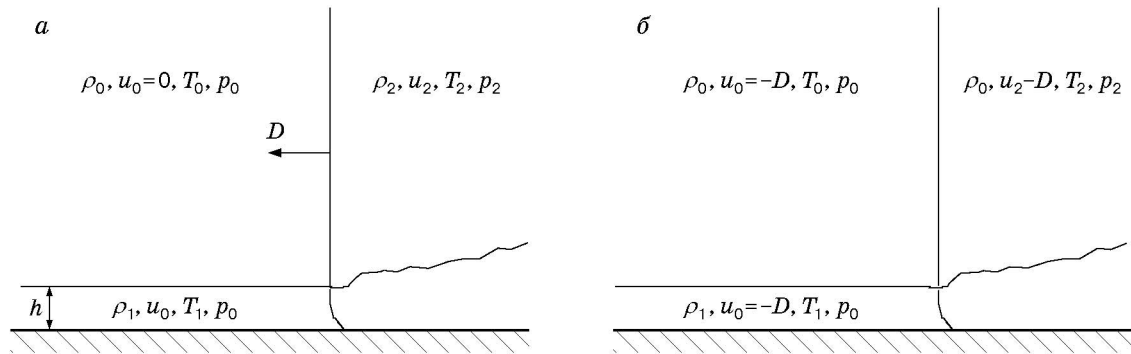


Рис. 1. Расчетная схема двумерной задачи о движении УВ вдоль плотного слоя в лабораторной системе координат (а) и системе координат, связанной с волной (б)

Целью настоящего исследования является численное изучение волновых процессов, наблюдающихся в псевдосжиженном слое при скольжении вдоль него ударной волны, и объяснение на его основе возможных механизмов подъема частиц пыли.

1. Постановка задачи. Схема течения для изучаемой двумерной нестационарной задачи механики гетерогенных сред представлена на рис. 1,а. Ударная волна движется справа налево по покоящемуся газу с параметрами $u_0 = 0$, ρ_0 , T_0 , p_0 . Скорость волны задается с помощью числа Маха ударной волны M_s : $D = M_s c_0$ (c_0 — скорость звука, вычисленная по параметрам газа перед фронтом УВ). На поверхности пластины находится слой толщиной h более плотного ($\rho_0 < \rho_1$) газа, которым на первом этапе моделируется газозвесь. Плотность слоя характеризует безразмерное число Атвуда $A = (\rho_1 - \rho_0)/(\rho_1 + \rho_0)$, при этом $0 \leq A < 1$. Повышенная плотность слоя может быть обусловлена присутствием дисперсной фазы с начальной объемной концентрацией $m_{20} > 0$ либо более низкой температурой газа $T_1 < T_0$. Как показали расчеты, во всех указанных случаях картина течения качественно одинаковая.

За ударной волной в чистом газе формируется течение со скоростью u_2 в направлении распространения УВ. Перед УВ газ имеет параметры $\rho_0 = 1,177 \text{ кг/м}^3$, $T_0 = 288 \text{ К}$. Параметры газа ρ_2 , T_2 , u_2 за УВ в начальный момент вычисляются из соотношений на прямом скачке.

В настоящих расчетах использовалась система координат, связанная с УВ (рис. 1,б), в которой пластина и газ до скачка движутся слева направо со скоростью D и скорость чистого газа после скачка равна $u_2 - D$.

Расчеты проведены в рамках односкоростной модели механики гетерогенных сред при следующих значениях параметров: $h = 5 \text{ мм}$, $M_s = 1,6; 2,0; 2,5; 3,0$, $A = 1/5, 1/3, 3/7, 1/2, 2/3$, начальная объемная концентрация пыли $m_2 = 10^{-3}$, что соответствует значению $A = 0,385$. В качестве дисперсного материала рассматривались частицы угля.

2. Математическая модель и метод расчета. Расчет проводится в рамках уравнений Навье — Стокса вязкого теплопроводного газа

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = 0,$$

где $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E)^T$ — вектор консервативных переменных; $\mathbf{F} = \mathbf{F}_{inv} - \mathbf{F}_{vis}$, $\mathbf{G} =$

$\mathbf{G}_{inv} - \mathbf{G}_{vis}$ — векторы потоков, представленные в виде суммы невязких и вязких членов:

$$\mathbf{F}_{inv} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho Hu \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_{inv} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho Hv \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_{vis} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ f_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_{vis} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ f_y \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора вязких напряжений можно записать в виде

$$\tau_{xx} = \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(\frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right),$$

$$f_x = q_x + \tau_{xx}u + \tau_{xy}v, \quad f_y = q_y + \tau_{xy}u + \tau_{yy}v,$$

а тепловые потоки — в виде

$$q_x = \gamma \frac{\mu}{Pr_l} \frac{\partial e}{\partial x}, \quad q_y = \gamma \frac{\mu}{Pr_l} \frac{\partial e}{\partial y}, \quad Pr_l = 0,723.$$

Здесь H — полная энтальпия; Pr_l — ламинарное число Прандтля; μ — вязкость.

Задача решалась в двух приближениях. В первом случае, как отмечено выше, смесь моделировалась газом с уравнением состояния $p = (\gamma - 1)\rho e$. При этом предполагалось, что запыленная среда является газом высокой плотности.

Во втором подходе смесь считалась обобщенным односкоростным однотемпературным газом в рамках модели механики равновесной гетерогенной среды. Эта модель включает систему законов сохранения вязкого теплопроводного псевдогаза, дополненную уравнением для объемной концентрации частиц

$$\frac{\partial m_2}{\partial t} + \frac{\partial m_2 u}{\partial x} + \frac{\partial m_2 v}{\partial y} = 0.$$

При этом уравнение состояния смеси имеет вид

$$p = RT\xi_1\rho/(1 - m_2),$$

где R — универсальная газовая постоянная; T — температура; $\rho = \rho_1 + \rho_2$ — плотность смеси; $\xi_1 = \rho_1/\rho = \rho_{11}m_1/\rho$ — относительная массовая концентрация воздуха; ρ_{11} — истинная плотность воздуха.

Для аппроксимации по времени используется схема типа универсального алгоритма [8] со специально выбранным стабилизирующим оператором. Применение метода расщепления по пространственным переменным позволяет на каждом временном шаге разбить задачу на четыре полушага, каждый из которых реализуется трехточечными прогонами, что обуславливает экономичность расчетного алгоритма.

Для аппроксимации конвективных членов используется TVD-схема, построенная на основе метода расщепления вектора невязких потоков по физическим процессам [9]. Вязкие члены уравнений аппроксимируются с помощью разностных операторов второго порядка на симметричных сеточных шаблонах. Метод расчета подробно описан в [10], где приведены также описания тестовых расчетов.

3. Модельная одномерная задача. Прежде чем перейти к решению задачи в полной двумерной нестационарной постановке, рассмотрим одномерную нестационарную задачу, схема которой приведена на рис. 2. Ударная волна движется слева направо по каналу постоянного сечения с закрытым правым концом, вблизи которого находится слой запыленного газа. Перед УВ $P = 0,723$, $\rho = 1$, $u = 0$, $m_2 = 0$, за УВ $P = 2,04$, $\rho = 2,08$, $u = 0,81$, $m_2 = 0$. При обезразмеривании плотности, скорости и давления использовались следующие масштабы: плотность чистого газа ρ_0 , скорость звука перед УВ c_0 и комплекс $\rho_0 c_0^2$.

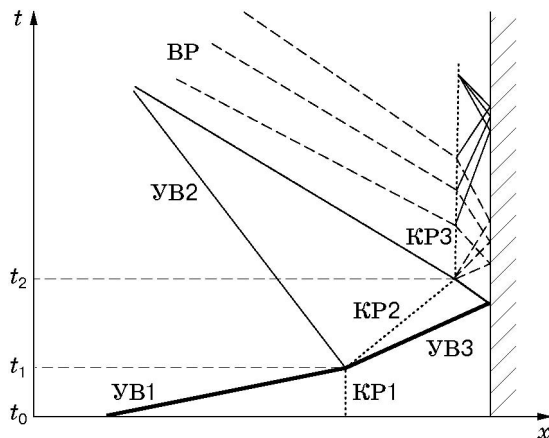


Рис. 2. Волновая картина для модельной одномерной нестационарной задачи

Целью исследования является получение картины течения и оценка параметров подъема пыли, обусловленного прохождением отраженной от жесткой стенки УВ. Волновая картина течения в плоскости (x, t) приведена на рис. 2 (УВ1 — падающая ударная волна, КР1 — контактный разрыв (граница между запыленным и чистым газом), скорость которого в начальный момент равна нулю, ВР — волна разрежения). В момент t_1 ударная волна взаимодействует с контактным разрывом, разделяющим чистый и запыленный газ, в результате чего она частично отражается (УВ2), а частично преломляется (УВ3) и входит внутрь плотного слоя. Под действием падающей ударной волны слой частиц, ограниченный контактной границей (КР2), приобретает положительную скорость, т. е. происходит его компактирование. В момент t_2 на контактную границу приходит отраженная ударная волна, и происходит еще одно взаимодействие, в результате которого эта ударная волна частично отражается, а частично преломляется и входит в чистый газ. Поскольку волна выходит из более плотной среды в менее плотную, она отражается от контактного разрыва веером волн разрежения, который вновь падает на твердую стенку. В результате многократного отражения волн сжатия и разрежения от контактной границы и твердой стенки давление выравнивается и скорость контактной границы (КР3) вновь становится близкой к нулю. Слой запыленного газа занимает равновесное положение вблизи твердой стенки. Однако в результате воздействия волн сжатия и разрежения на границу раздела может происходить изменение толщины слоя.

Таким образом, волновая картина в модельной одномерной нестационарной задаче аналогична волновой картине в рассматриваемой двумерной задаче и может быть использована для ее изучения, объяснения возможных механизмов отхода пылевого слоя от стенки под воздействием внутренних волн, а также для отработки методики расчетов. Будем предполагать, что момент, в который отраженная от жесткой стенки УВ3 приходит на границу между запыленным и чистым газом, соответствует моменту подъема пыли. Действительно, в этот момент на контактной границе возникает отраженная волна разрежения, в которой частицы могут получить ускорение по направлению от стенки.

Данная задача решалась в указанном выше односкоростном приближении механики гетерогенных сред. Смесь газа и частиц считалась невязкой и нетеплопроводной, ее движение описывалось системой уравнений Эйлера, дополненных одномерным аналогом уравнения для объемной концентрации частиц и уравнением состояния, приведенным ранее. Для решения начально-краевой задачи кроме стандартного метода TVD использовался так называемый метод распространения кубической интерполяции (cubic interpolation propagation (CIP)), предложенный в [11] и хорошо зарекомендовавший себя при решении задач с сильными контактными разрывами.

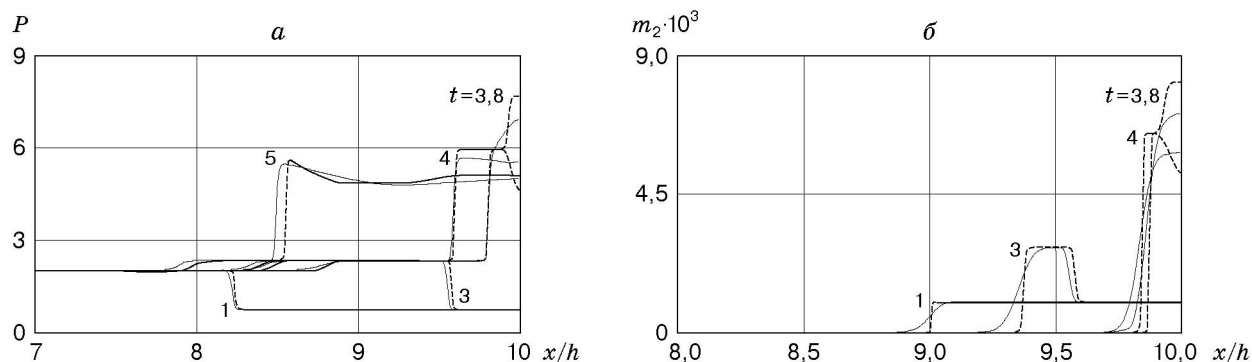


Рис. 3. Распределения статического давления (а) и концентрации частиц (б) вдоль канала, полученные с использованием различных методов: сплошные линии — метод SIP; штриховые — метод TVD

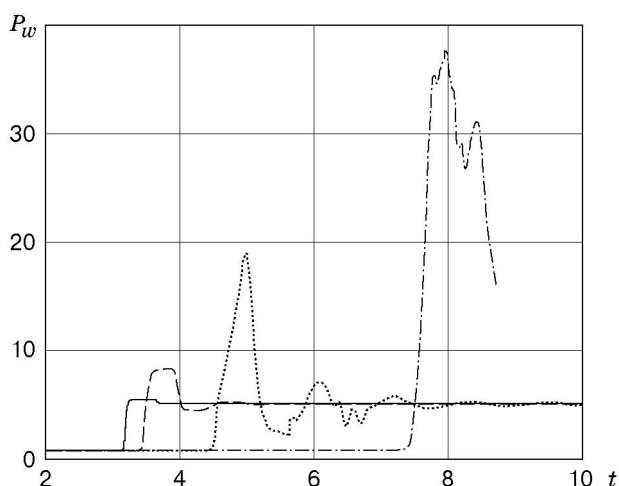


Рис. 4. Зависимость статического давления на торцевой стенке канала от времени: сплошная линия — $A = 0,067$; штриховая — $A = 0,419$; пунктирная — $A = 0,878$; штрихпунктирная — $A = 0,986$

На рис. 3 представлены распределения статического давления и объемной концентрации частиц при $M_s = 1,6$, $m_{20} = 10^{-3}$, полученные в расчетах с помощью метода TVD третьего порядка аппроксимации по пространственной переменной (штриховые линии) и метода SIP (сплошные линии). Из рис. 3 следует, что оба метода с высокой точностью предсказывают описанную выше волновую картину течения. Однако при использовании метода TVD происходит значительное размазывание контактных границ. Метод SIP воспроизводит все волновые особенности течения с высокой точностью (в том числе достаточно точно описывает контактную границу) и, кроме того, позволяет вести расчет при достаточно высоких начальных объемных концентрациях частиц. На рис. 4 представлена зависимость статического давления на торце канала от времени. Из рис. 4 следует, что внутри слоя частиц происходит значительное увеличение интенсивности волны. При высоких начальных объемных концентрациях на торцевой поверхности наблюдаются волны сжатия и разрежения.

На рис. 5 представлены траектории контактной границы, разделяющей чистый и запыленный газ. Видно, что под воздействием УВ пылевой слой значительно сжимается, причем при больших начальных концентрациях сжатие более сильное. Это может быть объяснено тем, что при больших концентрациях происходит более значительное увеличение интенсивности УВ (см. рис. 4). После отражения УВ от стенки происходит незначительное “вспухание” слоя, что соответствует подъему пыли, так как именно в этот момент в потоке скорость контактного разрыва становится отрицательной. При значениях m_2 ,

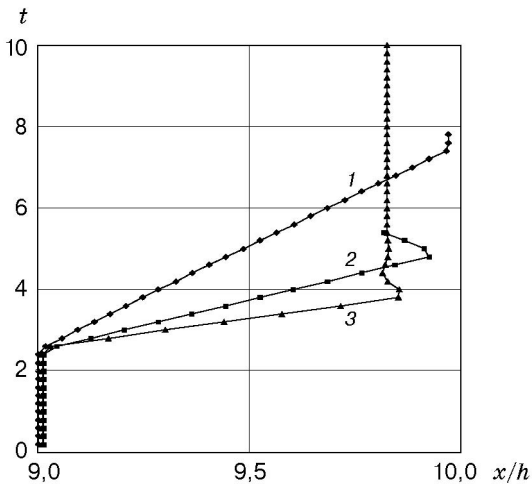


Рис. 5. Траектории движения контактной границы:

1 — $m_2 = 0,1$; 2 — $m_2 = 0,01$; 3 — $m_2 = 0,001$

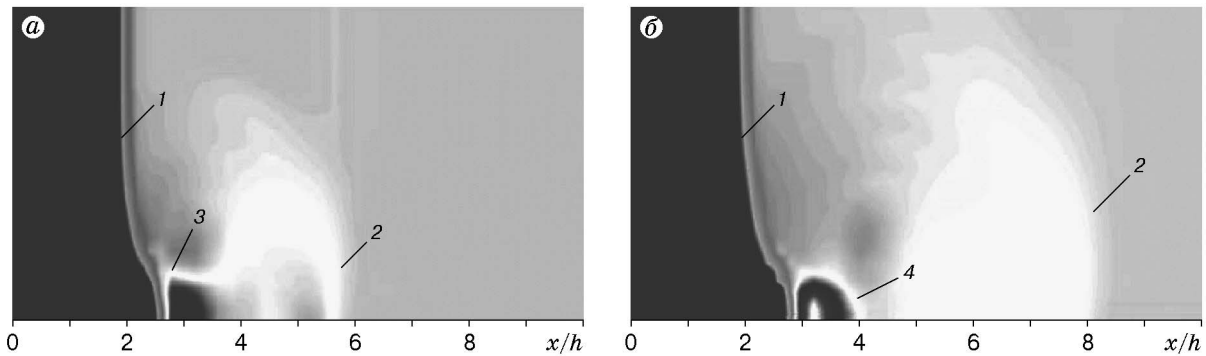


Рис. 6. Распределение статического давления вдоль поверхности пластины:

a — $t = 12$ мкс; *б* — $t = 36$ мкс; 1 — лидирующая УВ; 2 — волна сжатия; 3 — отраженная волна; 4 — волна разрежения

соответствующих кривым на рис. 5, с течением времени волновой процесс достаточно быстро релаксирует к равновесному состоянию.

Таким образом, на основе расчетов модельной одномерной нестационарной задачи в приближении односкоростной механики гетерогенных сред показано, что при падении УВ на расположенный вблизи твердой стенки слой пыли происходит значительное увеличение интенсивности УВ и формирование системы последовательно отражающихся от твердой стенки и контактной поверхности волн сжатия и разрежения. Указанные волны вызывают изменение формы контактной поверхности, однако их воздействие незначительно и не может служить объяснением механизма подъема частиц в двумерной задаче.

4. Результаты расчетов двумерной задачи. Численное моделирование позволило определить и проанализировать волновую картину течения, реализующуюся в окрестности фронта ударной волны. На рис. 6, 7 представлены поля статического давления и плотности при $M_s = 2$, $A = 1/3$ в моменты времени $t = 12, 36$ мкс. В начальный момент времени $t = 0$ лидирующая УВ достигает края прямоугольного слоя повышенной плотности и частично отражается от него волной сжатия небольшой интенсивности (примерно 0,1 атм), которая распространяется слева направо и достаточно быстро выходит за пределы расчетной области. В более плотной среде, прилегающей к твердой стенке, фронт лидирующей УВ искривляется. Искривленная волна падает на поверхность пластины и отражается от нее нерегулярным образом (см. рис. 6, *a*). Под действием высокого давления, возникающего в слое частиц при нагружении падающей УВ, за УВ возникает и

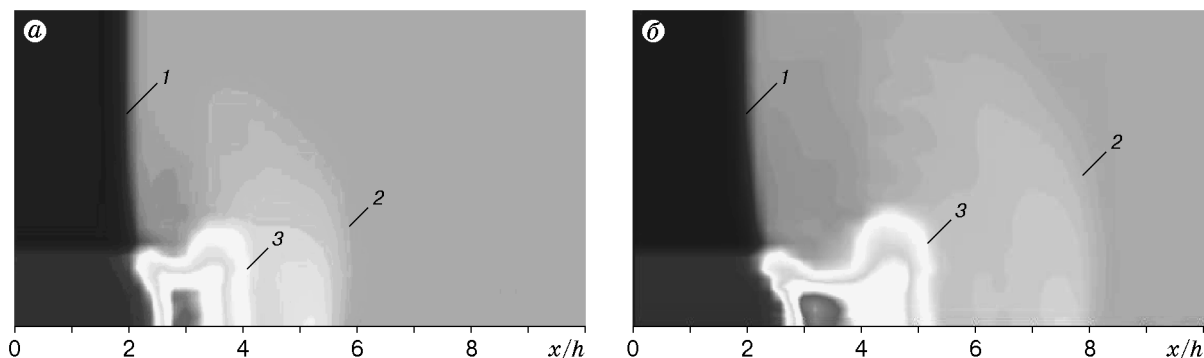


Рис. 7. Распределение плотности вдоль поверхности пластины:
a — $t = 12$ мкс; *б* — $t = 36$ мкс; 1 — лидирующая УВ; 2 — волна сжатия; 3 — граница между чистым и запыленным газом

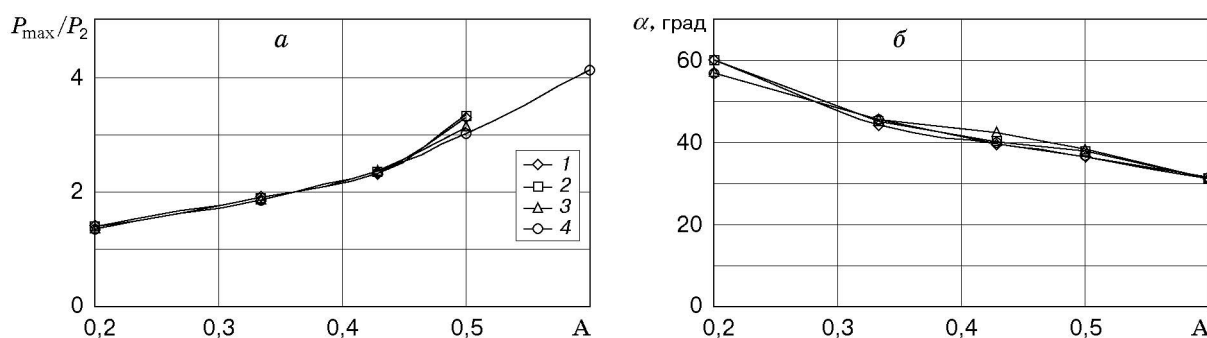


Рис. 8. Зависимости коэффициента усиления УВ (*a*) и угла, образованного УВ с поверхностью (*б*), от числа Атвуда:
 1 — $M_s = 1,6$; 2 — $M_s = 2,0$; 3 — $M_s = 2,5$; 4 — $M_s = 3,0$

распространяется высокоскоростная струя запыленного газа. Граница между этой струей и чистым газом видна на рис. 7. Отраженная от поверхности пластины искривленная УВ приходит на контактную поверхность и отражается от нее волной разрежения (см. рис. 6,б), которая вновь падает на поверхность пластины. Затем процесс повторяется, и в слое за УВ формируется система волн сжатия и разрежения, последовательно отражающихся от поверхности пластины и границы струи. По мере удаления от лидирующей УВ интенсивность волн уменьшается.

На начальной стадии взаимодействия в плотном слое происходит значительное увеличение интенсивности и искривление фронта УВ. На рис. 8 приведены зависимости коэффициента усиления УВ P_{\max}/P_2 и угла наклона фронта УВ к поверхности пластины от числа Атвуда при различных значениях M_s , полученные путем обработки расчетных данных. С увеличением числа Атвуда коэффициент усиления УВ в плотном слое и угол отклонения от нормального положения волны увеличиваются, причем оба параметра не зависят от числа Маха УВ.

Искривленная внутри пылевого слоя УВ отражается от подложки. В зависимости от интенсивности УВ и начальной загрузки потока может реализоваться как регулярное, так и нерегулярное (маховское) отражение. При малых значениях A ударная волна подходит к твердой поверхности под большим углом, чем при больших значениях. Следовательно, при малых значениях числа Атвуда реализуются условия для нерегулярного, а при больших — для регулярного отражения УВ от жесткой стенки.

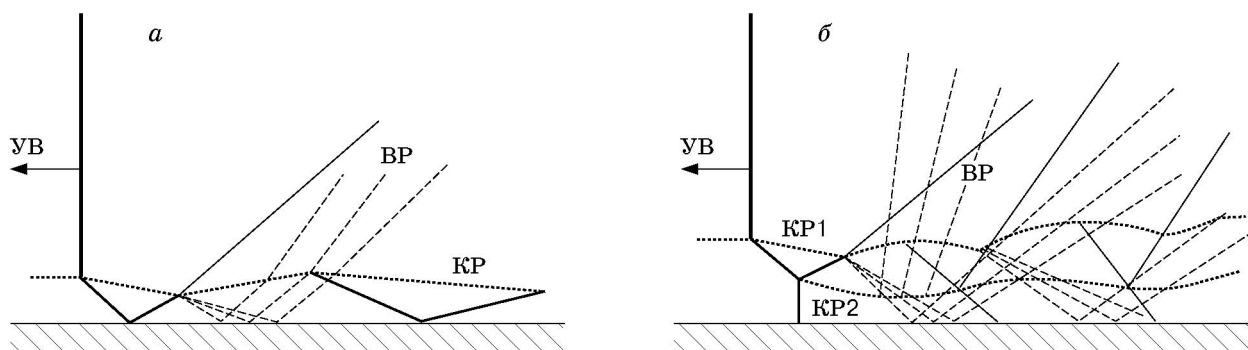


Рис. 9. Схемы течения в случаях регулярного (а) и нерегулярного (б) отражения УВ

На рис. 9 представлены схемы течения в случаях регулярного и нерегулярного отражения УВ. В случае регулярного отражения (рис. 9, а) схема течения совпадает с предложенной в [1–5] волновой схемой. За фронтом УВ наблюдается сжатие слоя, причем более интенсивной УВ соответствует большее изменение толщины слоя. Головная УВ с искривленным фронтом подходит к поверхности под углом, при котором реализуется регулярное отражение УВ от твердой стенки. Отраженная УВ подходит к границе раздела чистого и запыленного газа, частично отражается, а частично преломляется и входит в чистый газ. Поскольку ударная волна приходит из более плотной среды, она отражается от контактной границы волной разрежения. Волна разрежения падает на поверхность пластины, отражается от нее, вновь выходит на контактную поверхность и т. д. Интенсивность волн уменьшается по мере удаления от фронта УВ. Для слабых УВ интенсивность внутренних волн уменьшается достаточно быстро, поскольку внешнее давление за фронтом УВ невелико, и при каждом взаимодействии с контактной поверхностью значительная часть энергии волны выделяется во внешнюю среду. Для сильных УВ с высоким давлением за фронтом соотношение между интенсивностью отраженных и прошедших волн изменяется, и волны находятся внутри слоя на достаточно большом расстоянии от фронта лидирующей УВ. При этом форма поверхности раздела периодически меняется: впадины соответствуют приходу на контактную поверхность волн сжатия, гребни — приходу волн разрежения.

Под действием внутренних волн происходит перераспределение концентрации частиц внутри слоя. Наибольшая плотность частиц наблюдается на стенке, при этом имеются максимумы в тех областях, куда падают волны сжатия. Таким образом, результаты расчетов подтверждают наблюдаемое в [1] экспериментально формирование системы волн сжатия и разрежения внутри слоя при больших значениях числа Атвуда.

В случае нерегулярного отражения (рис. 9, б) из тройной точки выходит дополнительный контактный разрыв, наличие которого существенно изменяет волновую картину течения. На рис. 9, б видна тройная точка, образованная ножкой Маха, падающей и отраженной волнами, а также контактная поверхность (КР2), выходящая из тройной точки. По мере удаления от тройной точки вниз по течению контактная поверхность развивается в струю, образующую более плотное ядро потока, на котором происходит преломление и отражение внутренних волн. Весь слой разбивается внутренней струей на две части, в каждой из которых существует своя система падающих и отраженных волн. В результате длина внутренних волн становится существенно меньше, чем при регулярном отражении, а их интенсивность быстро уменьшается. В этом случае максимальная плотность наблюдается не на твердой поверхности, а в области внутренней контактной поверхности. Кроме того, существование дополнительной системы внутренних волн в верхней части слоя приводит к быстрому развитию неустойчивости внешней контактной границы.

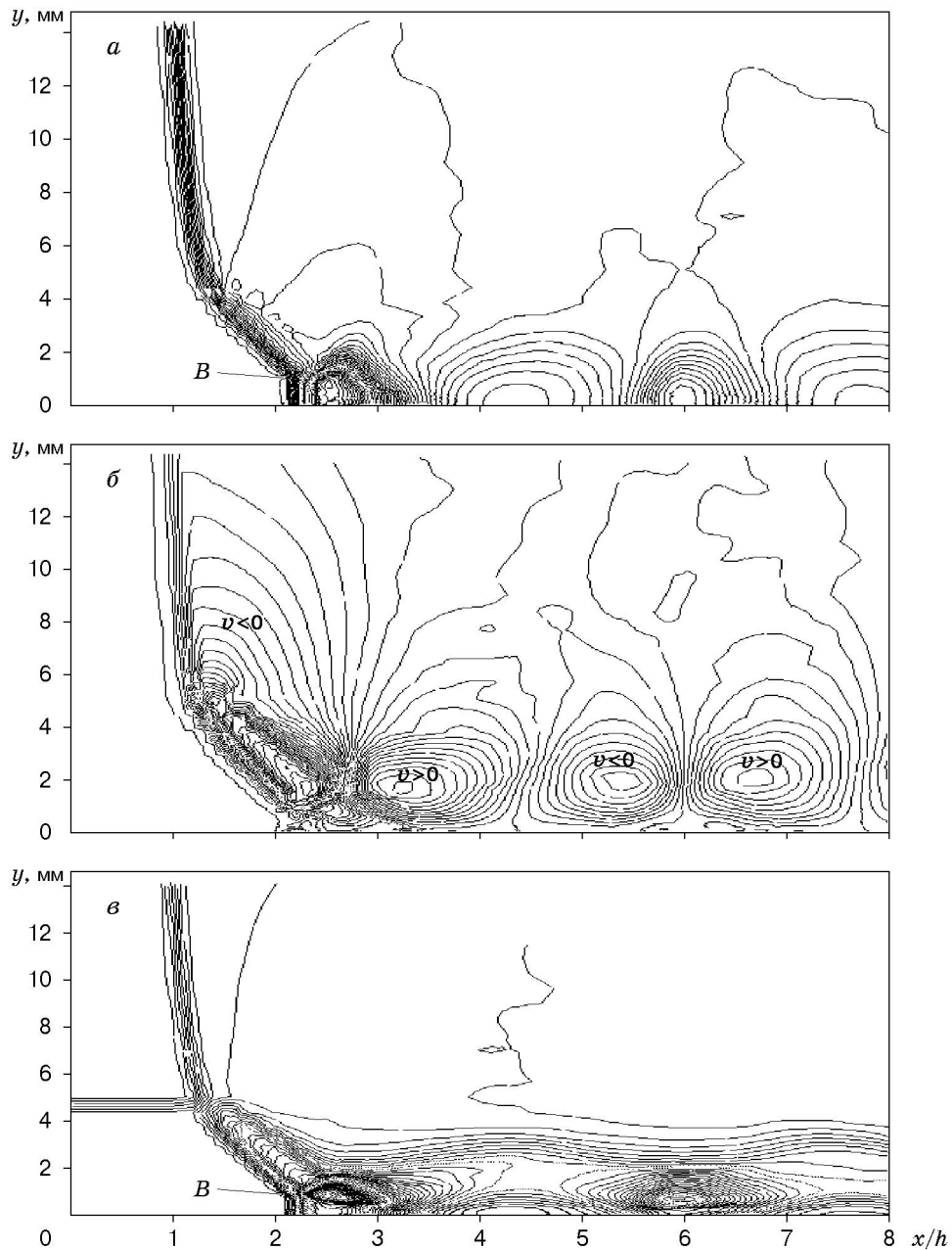


Рис. 10. Изолинии статического давления (а), вертикальной скорости (б) и плотности (в) в окрестности УВ при $M_s = 3$, $\rho_1/\rho_0 = 3$ (B — тройная точка)

На рис. 10 представлены изолинии статического давления, вертикальной скорости и плотности в окрестности УВ при $M_s = 3$, $A = 1/2$. В данном случае реализуется нерегулярное отражение с ножкой Маха высотой около 1 мм. На картине изолиний плотности при $10 < X < 15$ имеется дополнительный контактный разрыв, выходящий из тройной точки (точки B). Видна также картина отраженных от поверхности пластины и контактной границы волн сжатия и разрежения. Из рис. 10, б следует, что за искривленным фронтом УВ поток направлен вниз ($V_{\min} \approx -380$ м/с), а затем, отражаясь от стенки, меняет направление на противоположное. Положительная скорость $V_{\max} \approx 150$ м/с вызывает незначительное “вспухание” слоя.

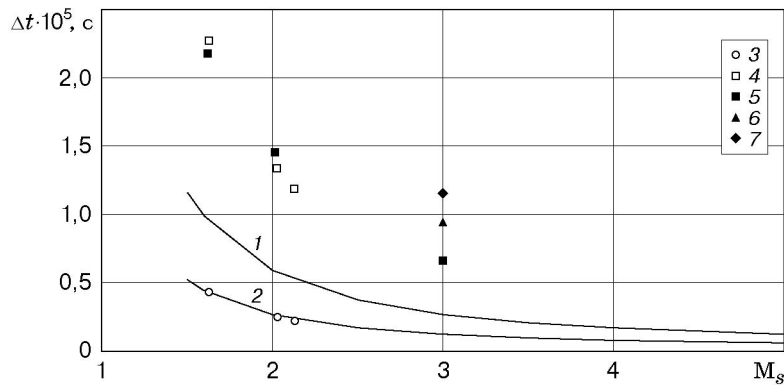


Рис. 11. Зависимость времени задержки подъема пыли от числа Маха: сплошные линии — расчет по эмпирической формуле (1); светлые точки — одномерный расчет, темные — двумерный; 1 — $h = 5$ мм; 2 — $h = 1$ мм; 3 — $m_2 = 0,001$, $h = 1$ мм; 4 — $m_2 = 0,001$, $h = 5$ мм; 5 — $m_2 = 0,0008$; 6 — $m_2 = 0,0016$; 7 — $m_2 = 0,0024$

Можно предположить, что наличие за головной УВ области, в которой наблюдается существенная положительная вертикальная скорость, приведет к тому, что присутствующие в потоке крупные частицы будут выбрасываться вверх. На рис. 11 приведено сравнение результатов одномерных и двумерных расчетов с предложенной в [12] эмпирической зависимостью расстояния от УВ до точки, в которой начинается подъем пыли, от относительного числа Маха течения за УВ и толщины слоя:

$$\Delta x = 0,17 M_{\text{отн}}^2 \sqrt{h}. \quad (1)$$

Данная формула преобразована в зависимость времени задержки подъема пыли $\Delta t = \Delta x/D$ от числа Маха лидирующей УВ и показана на рис. 11 линиями при $h = 1, 5$ мм. Светлые точки соответствуют результатам одномерных расчетов, в которых время задержки определялось как промежуток между моментом прихода УВ на границу запыленного слоя и моментом, когда отраженная от стенки УВ приходит на контактную поверхность. Темные точки соответствуют результатам, полученным в двумерной постановке при различных значениях числа Маха УВ и толщине слоя $h = 5$ мм. Время задержки определялось по расстоянию между фронтом УВ и точкой прихода отраженной УВ на контактную поверхность. В этой точке поперечная скорость положительна и происходит выброс вверх частиц пыли. Из рис. 11 следует, что результаты одномерных расчетов при $h = 1$ мм, $m_2 = 10^{-3}$ количественно согласуются с результатами расчетов по формуле (1). В случае $h = 5$ мм результаты одномерных расчетов количественно соответствуют результатам двумерных расчетов, при этом расчетные данные только качественно согласуются с результатами расчетов по эмпирической формуле (1). Различие может быть вызвано тем, что в формуле (1) не учитывается начальная плотность слоя, которая, как показали одномерные и двумерные расчеты, влияет на волновую структуру. Зависимость времени задержки подъема пыли от числа Маха при различных значениях начальной концентрации пыли показана на рис. 11 точками. Видно, что расчетные данные верно описывают зависимость $\Delta t(M_s)$. Следует отметить, что в экспериментах [12] $m_2 \approx 0,3$, что существенно больше расчетного значения. Поэтому результаты расчетов и экспериментов можно сопоставлять только качественно.

На рис. 12 представлена расчетная зависимость высоты ножки Маха от числа Атвуда при различных значениях числа Маха УВ. Видно, что при небольших значениях числа Маха M_s переход к регулярному отражению происходит при меньших значениях числа Атвуда, чем при больших значениях M_s .

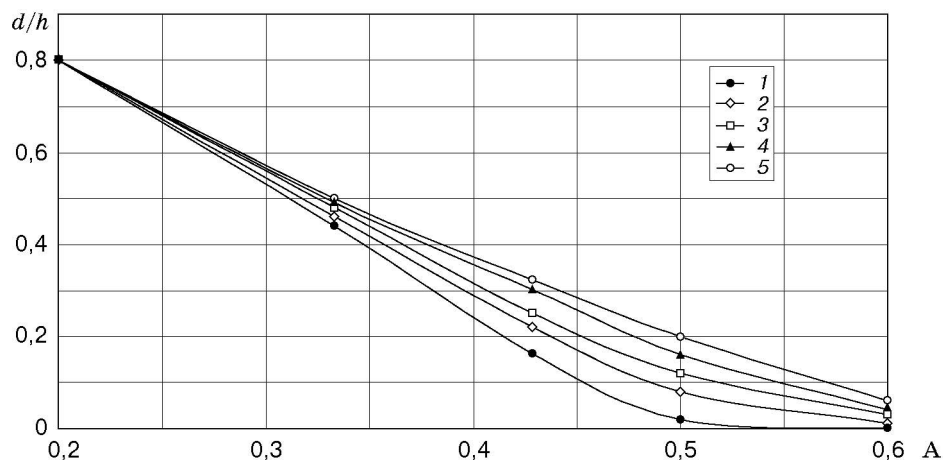


Рис. 12. Зависимость высоты ножки Маха от числа Атвуда:
 1 — $M_s = 1,6$; 2 — $M_s = 2,0$; 3 — $M_s = 2,5$; 4 — $M_s = 3,0$

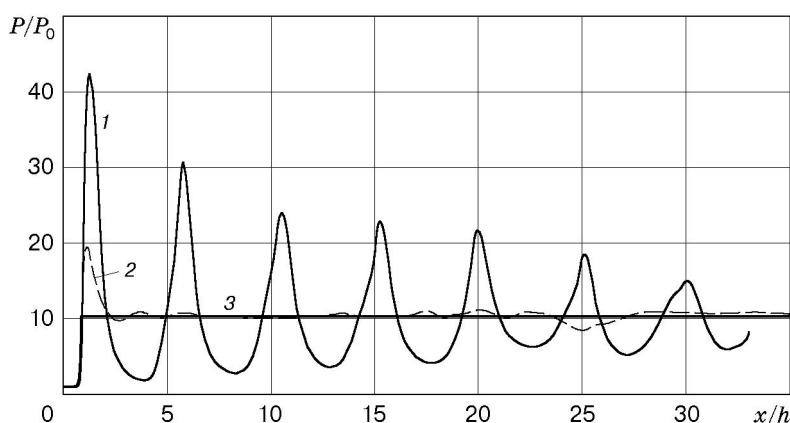


Рис. 13. Распределение давления вдоль поверхности пластины при $M_s = 3$:
 1 — $A = 3/5$ (регулярное отражение); 2 — $A = 1/3$ (нерегулярное отражение); 3 — $A = 0$ (чистый газ)

На рис. 13 показано распределение давления вдоль поверхности пластины при $M_s = 3$ и различных значениях числа Атвуда. В случае регулярного отражения, наблюдаемого при больших значениях числа Атвуда, происходит существенное увеличение интенсивности УВ, а внутренние волны наблюдаются на значительном расстоянии от фронта. В случае нерегулярного отражения ($A = 1/3$) интенсивность волн существенно меньше, они быстро гасятся, однако начиная с расстояния $x/h = 15$ на поверхности пластины наблюдаются возмущения статического давления, которые являются следствием неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, развивающейся на границе раздела чистого и запыленного газа.

На рис. 14 представлены поля плотности при $M_s = 2$, $A = 1/3$ в различные моменты времени. Видно, что волны сжатия и разрежения, отражающиеся внутри плотного слоя, не вызывают значительного изменения толщины слоя. Существенный подъем частиц с поверхности обусловлен нестационарным вихревым образованием, в которое “сворачивается” передний фронт струи запыленного газа. После того как передний фронт струи выходит за пределы расчетной области, картина становится квазистационарной. Согласно проведенным расчетам причиной существенного изменения толщины слоя является неустойчивость слоя смешения, развитие которой показано на рис. 14. Точка излома УВ на

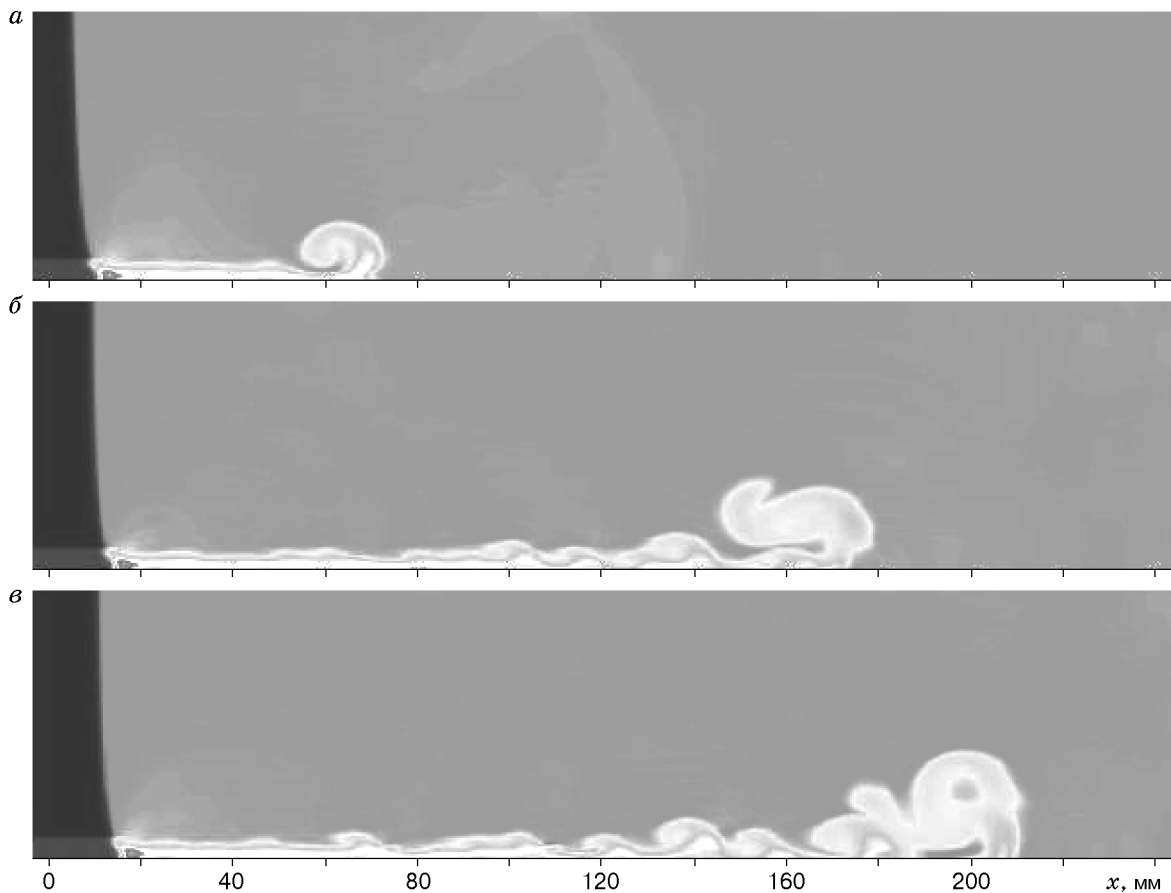


Рис. 14. Поля плотности при $M_s = 2$, $A = 1/3$:
 а — $t = 70$ мкс, б — $t = 330$ мкс, в — $t = 400$ мкс

границе плотного слоя является источником возмущений, излучающим концентрические волны сжатия небольшой интенсивности. Эти волны взаимодействуют с поверхностью пластины, ударной волной и верхней границей канала, создавая интенсивный фон внешних возмущений. Внешние возмущения, наряду с внутренними волнами в слое, описанными выше, обуславливают развитие неустойчивости, которая вызывает подъем частиц слоя более плотной среды.

5. Выводы. Методами численного моделирования определена волновая картина течения смеси при взаимодействии лидирующей УВ и слоя мелких частиц, лежащих на поверхности. Полученная волновая картина качественно согласуется с предложенной в [1–5] на основе экспериментальных исследований.

Проведены параметрические исследования влияния интенсивности УВ и концентрации частиц в слое на коэффициент усиления УВ в слое частиц и угол отклонения УВ от нормального положения. Показано, что могут реализовываться как регулярный, так и нерегулярный режимы отражения искривленной УВ от твердой подложки.

Выявлены три возможных механизма подъема частиц пыли с твердой подложки. Первый механизм связан с образованием области с достаточно большой положительной вертикальной скоростью смеси за искривленной УВ, что может привести к выбросу вверх крупных частиц. На основе проведенных оценок расстояния от фронта УВ до области, в которой наблюдается положительная вертикальная скорость, показано, что зависимость этого расстояния от числа Маха качественно соответствует эмпирической формуле, пред-

ложенной в [12]. Второй механизм обусловлен нестационарным вихревым образованием, в которое “сворачивается” струя запыленного газа, распространяющаяся в чистом газе за УВ. При этом расстояние от УВ до этого вихря с течением времени увеличивается. Таким образом, расчеты по данной модели не могут быть использованы для сравнения со стационарными расчетами времени задержки подъема пыли. Третий возможный механизм подъема частиц связан с неустойчивостью Кельвина — Гельмгольца сдвигового слоя, развивающейся в стратифицированном слое под действием внутренних волн и внешних возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Борисов А. А., Любимов А. В., Когарко С. М., Козенко В. П.** О неустойчивости поверхности сыпучей среды при скольжении по ней ударных и детонационных волн // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 1. С. 149–151.
2. **Борисов А. А., Козенко В. П., Любимов А. В., Когарко С. М.** Воспламенение порошкообразных горючих за ударными волнами // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 2. С. 308, 309.
3. **Когарко С. М., Любимов А. В., Козенко В. П.** Инициирование горения гетерогенных заранее неподготовленных систем ударными волнами // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 3. С. 379–384.
4. **Борисов А. А., Когарко С. М., Любимов А. В.** О неустойчивости поверхности жидкости при скольжении по ней детонационных и ударных волн // Докл. АН СССР. 1965. Т. 164, № 1. С. 125.
5. **Борисов А. А., Когарко С. М., Любимов А. В.** Скольжение детонационных и ударных волн по поверхности жидкости // Физика горения и взрыва. 1965. № 4. С. 31–38.
6. **Федоров А. В., Федорова Н. Н., Федорченко И. А. и др.** Математическое моделирование динамических явлений в смесях газа и твердых частиц. Новосибирск, 2001. (Препр. / СО РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 2-2001).
7. **Федоров А. В., Хмель Т. А., Гостеев Ю. А. и др.** Математическое моделирование стационарных режимов детонационного горения смеси типа воздух — угольная пыль: Отчет / Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН. Новосибирск, 2000. № 7-2000.
8. **Яненко Н. Н.** Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1967.
9. **Ковеня В. М., Яненко Н. Н.** Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
10. **Борисов А. В., Федорова Н. Н.** Расчет турбулентных отрывных течений на основе метода повышенного порядка аппроксимации // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 3. С. 253–269.
11. **Yabe T.** A universal solver for hyperbolic equations for cubic-polynomial interpolation. 1. One-dimensional solver // Comput. Phys. Comm. 1991. V. 66. P. 219–232.
12. **Gerrard J. H.** An experimental investigation of the initial stages of the dispersion of dust by shock waves // British J. Appl. Phys. 1963. V. 14, N 4. P. 186–192.

Поступила в редакцию 29/IV 2002 г.