



Рис. 7. Зависимость плотности смеси от высоты.

графа по эталонным смесям показала, что ошибка хроматографического анализа не превышает 6 %.

Цель экспериментального исследования — измерение концентрационных и температурных полей над зеркалом испаряющегося в сосуде кислорода в различные моменты времени. Для этого группа измерительных зондов при помощи координатного устройства опускалась в сосуд на заданную высоту над зеркалом, где и проводились концентрационные и температурные измерения. В следующей

серии экспериментов выбиралась другая высота расположения зондов.

Результаты численных расчетов и экспериментальных исследований испарения жидкого кислорода в атмосферу представлены на рис. 3—6 в виде зависимостей концентрации кислорода и температуры смеси от координаты y и времени t .

Из полученных результатов следует, что вблизи поверхности испарения имеют место большие градиенты температуры и концентрации. Существенное изменение параметров происходит в узкой зоне вблизи поверхности раздела фаз. Этот результат качественно согласуется и с практическими наблюдениями испарения криогенных жидкостей в атмосферу.

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов (см. рис. 3—6) подтверждает допустимость сделанных упрощающих предположений и достаточную точность разработанного метода расчета распределения параметров смеси воздуха с парами криогенной жидкости. Некоторое отличие экспериментальных результатов для концентраций (см. рис. 5) в сторону уменьшения при малых временах и в сторону увеличения при больших объясняется, по-видимому, влиянием силы тяжести. Этот вывод подтверждается расчетной зависимостью плотности смеси от высоты (рис. 7).

В заключение отметим, что для количественного сравнения проведенных теоретических и экспериментальных исследований с результатами натуральных наблюдений испарения жидкого кислорода необходимо внести поправки, учитывающие при конечной высоте слоя жидкого кислорода возможность подогрева его снизу (от грунта), а также возможность наличия ветра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 14.
2. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. // Пожарная профилактика.— М.: ВНИИПО, 1977.— № 13.
3. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др. // Пожарная наука и техника.— М., 1977.

Поступила в редакцию 1/VII 1987

УДК 534.222.2

ДВИЖЕНИЕ СЖАТОЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАСШИРЕНИИ

С. Д. Любарский, А. С. Иванов

(Ленинград)

В связи с интенсификацией технологических процессов производства, переработки и транспортирования пылевых и гранулированных материалов возникает проблема обеспечения взрывобезопасности аппаратов и установок, в которых в качестве рабочего тела используется

двухфазная (сыпучая твердая фаза — газ) среда. При аварийном разрыве сосудов высокого давления может быть увлечена двухфазным потоком установленная в них арматура. Поэтому информация о параметрах движения метаемых сжатой двухфазной средой тел, образующихся при разрыве сосудов ударной волны (УВ), и потока необходима для разработки мероприятий по нейтрализации аварийных ситуаций.

В [1] сообщались сведения об измерениях параметров плоских УВ, возбуждаемых в воздухе при разлете сжатого объема аэровзвеси с концентрацией частиц в газе 300—400 кг/м³. В [2] приведены экспериментальные данные по избыточному давлению во фронте, времени действия и удельному импульсу фазы сжатия УВ, обусловленной внезапным расширением сжатой двухфазной среды насыпной плотности. Однако в указанных работах, посвященных исследованию взрывных процессов в пылевых средах, не рассматривались процессы метания тел двухфазным потоком.

Задача о метании схематизировалась авторами следующим образом. В трубе, заполненной песком с избыточным давлением газа в поровом пространстве, на некотором расстоянии от среза находится непроницаемый поршень. После прорыва мембраны на срезе трубы происходит выброс песка и метание поршня.

Для расчета параметров движения двухфазной среды использовалась известная модель равновесного течения [3]. Наличие движущегося в потоке поршня приводит к необходимости расчета в подвижных координатных сетках. В этом случае вместо координат t, x вводятся: $\tau = t, \eta = x/\psi(t)$, $\psi(t)$ — координата поршня. При этом частные производные связаны между собой соотношениями

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\eta \dot{\psi}}{\psi} \frac{\partial}{\partial \eta}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \eta}.$$

Тогда известная система дифференциальных уравнений для равновесного течения двухфазной среды сводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial \tau} &= - \frac{\partial RU}{\partial \eta} - \frac{\partial RU}{\partial \tau} - \frac{\partial (RuU + p)}{\partial \eta}, \\ \frac{\partial Re}{\partial \tau} &= - \frac{\partial (ReU + pu)}{\partial \eta}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = (k_1 - 1) \left(Re - \frac{Ru^2}{2} \right) \frac{1}{\psi} \frac{1}{1 + \frac{c_2}{c_1} \frac{1 - \Pi_0}{\Pi_0} \frac{\rho_2}{(\rho_1)_0}} \frac{1}{1 - (1 - \Pi_0) \frac{\rho}{\rho_0}},$$

где ρ, u — плотность и скорость среды; e — полная энергия единицы массы среды; p, k_1 — давление и показатель адиабаты газа; c_2, c_1 — удельные теплоемкости песка и газа; Π_0 — начальная пористость песка в трубе; ρ_2 — плотность твердой фазы; $(\rho_1)_0, \rho_0$ — начальные плотности газа и двухфазной среды; $R = \rho\psi$; $U = \frac{u - \eta \dot{\psi}}{\psi}$.

Для определения скорости и координаты поршня, а значит, скорости $\dot{\psi}$ и координаты ψ связанных с ним расчетных узлов использовалось уравнение движения поршня

$$\frac{d\dot{\psi}}{d\tau} = \frac{\Delta p f}{m} - mg, \quad \frac{d\psi}{d\tau} = \dot{\psi}, \quad (2)$$

где Δp — перепад давления на поршне; f, m — площадь и масса поршня; g — ускорение свободного падения.

Систему (1) с учетом (2) интегрировали конечно-разностным методом Лакса — Вендрофа. Граничные условия задавали на дне, срезе трубы и на поршне. На рис. 1 приведено расчетное (кривая) изменение скорости поршня по длине трубы при следующих начальных условиях: давление наддува порового пространства песка до поршня и за ним

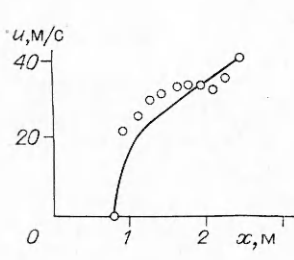


Рис. 1.

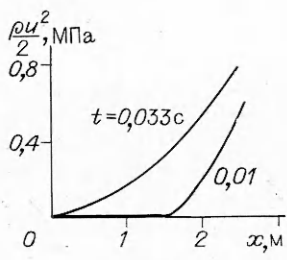


Рис. 2.

p , МПа	a , м/с	u , м/с
0,5	—	15,9
1	44	19,8
1,5	—	25,7
2	63	30,2
2,5	—	33,9
3	75	—
4	89	—
5	99	—

2,5 МПа, длина трубы 2,4 м, диаметр трубы $d = 24$ мм, поршень из алюминиевого сплава высотой 25 и диаметром 24 мм установлен на расстоянии 0,75 м от дна трубы. На рис. 2 показано распределение скоростного напора потока песчано-воздушной среды по длине трубы в различные моменты времени.

Для проверки результатов счета проведены эксперименты по метанию поршня при тех же геометрических и режимных параметрах. В экспериментах труба заполнялась песком с насыпной плотностью 1400—1600 кг/м³ и характерным диаметром частиц 0,25 мм. После наддува порового пространства песка до поршня и за ним сжатым воздухом мембрана, закрепленная на верхнем торце трубы, подрывалась, в результате чего происходил выброс песка с находящимся в нем поршнем. В катушках, закрепленных на наружной поверхности трубы, наводилась ЭДС, пропорциональная скорости поршня с магнитом. Сигнал с катушек записывался на осциллограф.

Экспериментальные данные (точки) о скорости поршня в различных сечениях трубы приведены на рис. 1. Расчетная кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, что свидетельствует о возможности использования разработанной методики для расчета параметров движения поршня, метаемого песчано-воздушным потоком с концентрацией твердой фазы, близкой к насыпному состоянию. Некоторое отличие экспериментальных и расчетных данных объясняется допущениями, характерными для модели равновесного течения, не учитывающей сложных релаксационных процессов, а также тем, что в экспериментах не измеряли пористость песка в трубе, поэтому во всех расчетах принималось среднее значение пористости, равное 0,4.

Экспериментально установлено, что скорость поршня на срезе существенно зависит от его положения в трубе и с увеличением расстояния от среза она падает до нуля, если поршень находится в той части трубы, в которой после выброса остается песок. Высота столба остатка песка может быть оценена по следующей эмпирической зависимости, полученной при $p_0/\gamma L > 4$:

$$\frac{h_{\text{ост}}}{L} = \frac{1}{1 + 0,225 \left(\frac{p_0}{p_*} \right)^{1,42}}, \quad (3)$$

где $h_{\text{ост}}$ — высота столба песка, оставшегося в трубе после выброса; L — длина трубы; p_0 — давление наддува; p_* — атмосферное давление; γ — объемный вес песка. Зависимость (3) может быть использована для оценки остатка песка при выбросе его из труб с $d > 100$ мм (в экспериментах использовались трубы с $d = 24 \div 400$ мм). При меньших диаметрах труб наблюдается уменьшение остатка, и при $d = 24$ мм, $p_0 = 0,5$ МПа и более остаток практически отсутствует.

Одной из важнейших характеристик рассматриваемого процесса является скорость распространения волны разрежения. В таблице приведены экспериментальные данные по скорости распространения волны разрежения в насыпном песке, насыщенном сжатым воздухом при различных давлениях. В экспериментах в трубу устанавливались подклю-

ченые к электронному частотомеру контактные датчики, фиксировавшие начало движения среды в различных сечениях. Здесь же приведены максимальные значения скорости поршня. Приближенно можно считать, что максимально достижимое значение u на срезе при отношении насыпной плотности песка к плотности материала поршня 0,55 составляет половину скорости распространения волны разрежения в среде. Обширные данные по скоростям распространения волны разрежения a в насыпных средах, на основании которых можно оценить максимальные значения скорости метаемого средой поршня, приведены в [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Докл. АН СССР, 1985, 281, 5, 1113.
2. Медведев С. П. и др. ФГВ, 1987, 23, 3.
3. Rudinger G. AIAA J., 1965, 3, 7.
4. Гельфанд Б. Е. и др. ПМТФ, 1986, 1.

*Поступила в редакцию 6/Х 1987,
после доработки — 2/II 1988*

УДК 539.89 + 539.226

О КИНЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ УДАРНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

*С. И. Кубарев, О. А. Пономарев, А. И. Фокин
(Уфа)*

При прохождении ударной волны (УВ) по конденсированной фазе в объеме вещества возникает электрическая поляризация, названная ударной поляризацией (УП) [1—5]. Можно считать установленным, что в жидкостях и аморфных полимерах УП связана с ориентацией диполей, молекул в случае жидкостей или фрагментов макроцепей в случае полимеров, во фронте УВ [3—5]. Наведенная таким образом поляризация релаксирует затем вследствие теплового движения.

Попытки количественного описания явления с микроскопических позиций предпринимались в [6, 7], где рассматривалось движение отдельной молекулы жидкости (эффективного диполя) в предположении, что средний момент сил, действующих на молекулу во фронте УВ, пропорционален градиенту давления. Коэффициент пропорциональности при этом являлся в сущности подгоночным параметром. Следует также заметить, что изменение энергии молекулы при переориентации ее во фронт УВ невелико по сравнению с кинетической энергией. Таким образом, недостаток примененного в упомянутых работах подхода состоит в пренебрежении тепловым движением.

В настоящей работе предлагается более последовательная микроскопическая модель УП, учитывающая конечность температуры и не использующая априорных предположений о характере сил, действующих на молекулу. Для достаточно высоких температур при исследовании динамики жидкости в большинстве случаев достаточно ограничиться учетом наиболее жесткого вклада в отталкивательную часть потенциала межмолекулярного взаимодействия. Именно с этой частью потенциала связана наиболее значительная передача импульса, происходящая поэтому в пространственной области, много меньшей размеров молекулы. Предельный случай такого подхода — приближение молекулярной формы, когда молекула представляется жестким выпуклым телом [8, 9].

Распределение масс в молекулах веществ, обнаруживающих ударную поляризацию, обязательно несимметрично. Даже если форму такой молекулы можно аппроксимировать шаром, центр шара будет смещен относительно центра масс молекулы. В работе показывается, что это смещение есть количественная характеристика, определяющая величину