

А. Б. Британ, Н. М. Корценштейн

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В СУХОЙ ПЕНЕ

1. Введение. Вопросы поведения капель за ударными волнами в двухфазных потоках обсуждались в [1–5]. Для крупных капель изучены динамика дробления [1], влияние на процесс скоростной релаксации межфазного трения [2] и фазовых превращений [3]. В [4] выполнены расчеты структуры ударной волны в наиболее полной постановке, учитывающей дробление, превращение фаз и срыв жидкости с поверхности крупных капель. Анализировалось влияние параметров задачи (интенсивности волны, массового содержания капель и т. д.) на структуру релаксационной зоны.

В эксперименте сложно реализовать однородный поток капельной газозвеси с контролируемыми параметрами. Поэтому большинство результатов получено с одичной крупшой (~100 мкм) каплей либо с потоком регулярной структуры при впрыске капель с фиксированной частотой [5]. Для ряда прикладных задач необходимы сведения о распространении ударных волн в мелкодисперсной среде типа тумана. В [6] для получения тумана использовался процесс конденсации воды из смеси с азотом в волне разрежения в канале ударной трубы. Образующиеся капли размером ~10 мкм нагревались ударной волной, которая возбуждалась в трубе с задержкой относительно момента появления тумана.

В [7, 8] мелкодисперсная среда формировалась за фронтом ударной волны в сухой полиэдрической пене со средней плотностью ~2 кг/м³. Покадровое фотографирование картины течения и регистрация давления позволили изучить динамику разрушения пенных ячеек и процесс образования капель. С помощью лазерного зондирования потока в [8] измерялись параметры газозвеси и динамика скоростной релаксации капель за фронтом ударной волны. В данной работе, которая продолжает исследования [7, 8], обсуждаются особенности заключительной стадии течения газозвеси, когда потоки газа и капель движутся с постоянной и одинаковой скоростью, а прогрев капель приводит к их испарению.

2. Прозрачность среды и параметры газозвеси. Конструкция ударной трубы и методика лазерного зондирования подробно обсуждались в [8]. Для заполнения канала трубы слоем пены высотой $h \leq \frac{2}{3}L$ ($L = 1,44$ м — длина канала) проводился барботаж воздуха с избыточным давлением 0,03 МПа через объем 3 %-го водного раствора поверхностно-активного вещества (ПАВ) (алкилсульфат натрия). Размер пенных ячеек (0,3–1 см) регулировался расходом воздуха и количеством раствора на дне трубы. Остатки раствора после наполнения канала пеной сливались через отверстие в торце [8]. Лазерное зондирование позволяло непрерывно регистрировать прозрачность среды $F = J/J_0$, где J_0 — начальная интенсивность излучения, J — интенсивность излучения, прошедшего через поток. Если величина J изменяется в соответствии с законом Бугера

$$dJ = -J_0 K_e dH,$$

то прозрачность потока в канале постоянного поперечного размера H при $J_0 = \text{const}$ зависит только от коэффициента ослабления $K_e = K_a + K_s$, (K_a и K_s — коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно). Для нашего случая $K_a \ll K_s$ и прозрачность среды F определяется рассеянием излучения на каплях [8]. В [9] показано, что лазерное зондирование потока на двух длинах волн позволяет судить о динамике параметров

газовзвеси, которые связаны с F простым выражением

$$F = \exp \left[-\frac{3}{2} (\bar{K}/D_{32}) C_V H \right],$$

где \bar{K} — средний коэффициент рассеяния излучения, который практически не зависит от вида функции распределения частиц по размерам; D_{32} — средний или заутеровский диаметр капель; C_V — объемная концентрация капель (объем, занимаемый каплями в единице объема газозвеси).

Для монодисперсной среды с постоянным числом капель n в единице объема ($n = \text{const}$) запишем

$$(2.1) \quad C_V = \frac{\pi n}{6} D^3,$$

откуда видно, что небольшие ($\sim 10-15\%$) изменения диаметра капель D могут привести к значительным изменениям C_V . Следовательно, динамика прозрачности среды в рассмотренном случае определяется поведением объемной концентрации капель в потоке.

На рис. 1, 2 приводятся результаты измерений заутеровского диаметра D_{32} и объемной концентрации капель за фронтом волны C_V , выполненных в [8] с помощью лазерного зондирования. Точки 1—3 на рис. 1 получены в опытах с числом Маха ударной волны $M = 1,32$, точки 4 — $M = 1,38$. Высота слоя пены $h = 30$ и 60 см (точки 1, 2), 80 см (3, 4). По горизонтальной оси на рисунках отложено время t с момента прихода ударной волны в измерительное сечение. Существенно, что в опытах разных серий размер образующихся капель практически не зависит от t , M и h . Поскольку с ростом h увеличивается время пребывания капли в потоке, влияние прогрева капли должно быть максимальным в опытах с $h = 80$ см. Отсутствие подобной зависимости для точек на рис. 1 показывает, что размер капли в основном определяется процессами разрушения пенных ячеек. Погрешность измерений D_{32} , которая в [8] оценивалась в $\pm 15\%$, не позволяет в данном случае зарегистрировать изменение диаметра капли в потоке за счет испарения.

Результаты измерений объемной концентрации, приведенные на рис. 2, более чувствительны к условиям движения капли в потоке. Размеры заштрихованной области дают представление о разбросе в начальных значениях концентрации C_V и изменении наклона $C_V(t)$ для опытов, выполненных при фиксированной величине $h = 80$ см и $M = 1,22$. Равновесные значения параметров потока за фронтом волны в данном режиме: температура $T^0 = 363$ К, давление $p^0 = 0,19$ МПа, давление пара $p_V^0 = 0,003$ МПа. В таблице приведены значения C_V^0 , D_{32} , измеренные непосредственно за фронтом волны, и концентрация капель n , рассчитанная по (2.1) для опытов этой серии. Отметим общую тенденцию уменьшения C_V со временем, а также наличие участка постоянного значения C_V продолжительностью от 250 до 400 мкс. В течение этого времени заканчиваются основные процессы разрушения пенных ячеек и скоростная релаксация капель в потоке [7]. На всех осциллограммах можно выделить характерную область с более пологим наклоном кривой $C_V(t)$, расположенную, как правило, в конце сигнала,

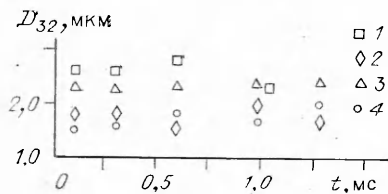


Рис. 1

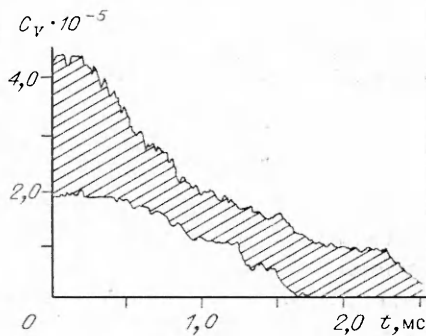


Рис. 2

Номер опыта	$C_V \cdot 10^5$	D_{32} , мкм	$n \cdot 10^{-13}$, м ⁻³
1	4,3	2,8	0,364
2	4,2	2,5	0,513
3	2,4	1,4	1,670
4	3,4	1,7	1,324
5	1,9	1,6	0,886
6	3,1	2,0	0,742
7	2,6	2,1	0,539

связанную с приходом в измерительное сечение трубы толкающего газа. Рассеяние излучения лазера в этой области, по-видимому, определяется присутствием горячих капель, которые проскакивают из нагретой пробки потока за ударной волной [10]. Протяженность области перемешивания капель с толкающим газом при $M = 1,1-1,4$ изменялась в пределах от 40 до 20 см, а скорость ее движения с точностью $\sim 10\%$ совпала с расчетной скоростью потока за ударной волной [8].

Причины разброса начальных значений C_V и D_{32} , а также различного наклона кривых $C_V(t)$ в экспериментах одной серии требуют особого изучения. В задаче данной работы входили анализ общей для всех опытов тенденции уменьшения объемной концентрации капель вдоль по пробке и возможность объяснения этого эффекта процессом испарения капель.

3. Расчетная модель, учитывающая испарение. При численном моделировании межфазного обмена в потоках газозвеси основные результаты и выводы в [1-4] получены сопоставлением теории с экспериментальным профилем давления за ударной волной. При этом расчетный профиль давления в значительной степени зависит от использованного значения коэффициента аэродинамического сопротивления капли. Известны различные зависимости коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса и других характеристик стационарного обтекания капли, однако данные для нестационарного потока чрезвычайно ограничены [5, 11]. Это снижает ценность расчета, выполненного в полной постановке, поскольку профиль давления в релаксационной зоне определяется процессами скоростной релаксации [12].

Для течения мелкодисперсных газозвесей ситуация упрощается, поскольку микронные капли быстро ускоряются и объемная концентрация C_V в основной части потока определяется кинетикой испарения капли [6]. В расчетной модели можно не учитывать начальную стадию формирования течения: применительно к данной задаче разрушение пены, образование и скоростную релаксацию капель, полагая, что указанные процессы заканчиваются до начала испарения. Считается, что газ, пар и капли движутся с постоянной и одинаковой скоростью, которую, согласно [8], можно рассчитать, используя ударную адиабату для воздуха. Диаметр капель монодисперсной смеси D совпадает с измеренной величиной $D_{32} = 2r$. При условии, что $n = \text{const}$ во всем объеме разрушенной пены, изменение C_V должно быть связано с изменением радиуса капель r :

$$(3.1) \quad \frac{dC_V}{dt} = 4\pi nr^2 \frac{dr}{dt}.$$

Если размер капли меняется только за счет испарения, для расчета dr/dt можно использовать интерполяционную формулу Фукса [13]

$$(3.2) \quad \frac{dr}{dt} = \frac{D_V \mu_V}{\rho_l R T} [p_V - p_V^s(T_K)] \left(\frac{r^2}{r+l} + \frac{D_V}{\alpha_K} \sqrt{\frac{2\pi \mu_V}{RT}} \right)^{-1},$$

которая справедлива в широком диапазоне изменения режима обтекания от кнудсеновского ($r \ll l$) до континуального ($r \gg l$). Здесь $l = 0,05$ мкм — средняя длина свободного пробега; D_V — коэффициент диффузии; μ_V — молекулярная масса; p_V — парциальное давление; $p_V^s(T_K)$ — давление насыщения пара при температуре капли T_K ; ρ_l — плотность воды; α_K — коэффициент конденсации (испарения). Индексы V и K относятся к параметрам пара и капель соответственно.

В результате испарения температура капли изменяется по закону

$$(3.3) \quad c_{pl} m \frac{dT_k}{dt} = B \frac{dm}{dt} + 4\pi r^2 \alpha (T - T_k),$$

где m — масса капли; B — удельная теплота испарения; c_{pl} — удельная теплоемкость вещества капли; α — коэффициент теплоотдачи. Используя выражения для числа Нуссельта, из (3.3) получим

$$(3.4) \quad \frac{dT_k}{dt} = \frac{3B}{c_{pl} r^2} \left[r \frac{dr}{dt} + \frac{Nu \lambda_g}{2\rho_l B} (T - T_k) \right].$$

Здесь λ_g — коэффициент теплопроводности газовой фазы; $Nu = \alpha 2r / \lambda_g$.

Наряду с температурой в потоке за счет испарения может изменяться и парциальное давление пара:

$$(3.5) \quad \frac{dp_v}{dt} = - \frac{\rho_l R T}{\mu_v} \frac{dC_v}{dt}.$$

При этом испарение капель не влияет на суммарное давление в потоке, поскольку $p_v/p \sim 10^{-2}$.

Система уравнений (3.2) — (3.5) замкнута и интегрировалась численно методом Рунге — Кутты — Мерсона для нахождения зависимости $C_v(t)$. В качестве начальных условий использовались значения T^0 , p^0 , p_v^0 , а также измеренные непосредственно за фронтом C_v^0 и D_{32} .

4. Обсуждение результатов. Для сопоставления с расчетом, учитывающим процесс испарения капель, использовались типичные зависимости $C_v(t)$, полученные в опытах 1 и 3 из таблицы (рис. 3). Сплошные расчетные кривые на рис. 3 соответствуют обычно для водяных капель значению коэффициента испарения $\alpha_k = 0,036$ [13]. При этом согласие теории и эксперимента наблюдается только для опыта 1. Заметим, что опыты 1 и 2 отличались от остальных результатов данной серии максимальным наклоном кривых $C_v(t)$ и повышенными значениями D_{32} и C_v (см. таблицу). В опытах 3—7 наблюдалась устойчивая корреляция между снижением примерно вдвое D_{32} и C_v и уменьшением наклона кривых $C_v(t)$. Для опыта 3, который демонстрируется на рис. 3, согласие с расчетом достигается только при $\alpha_k = 0,0036$ (штрихпунктирная кривая). Уменьшение коэффициента α_k означает, что в теории предполагается существенное, примерно в 10 раз, снижение скорости испарения капель. В эксперименте подобный эффект может быть связан, например, с повышенной концентрацией ПАВ в составе пены и растворяться в пенообразующем растворе при заполнении канала пеной. Известно, что присутствие ПАВ, которое в расчете не учитывалось, стабилизирует состав образующихся капель, так как снижает поверхностное натяжение жидкости. При этом функция распределения капель становится более вытянутой, а средний размер капель уменьшается [10], что согласуется с данными опытов 3—7, приведенными в таблице. Присутствие избытка ПАВ должно уменьшить и скорость испарения за счет уменьшения крутизны кривой насыщения.

Другое объяснение отмеченному эффекту следует искать в упрощенности физических представлений, использованных при выводе основных уравнений. Первое упрощение связано с монодисперсным приближением, поэтому проводились оценки, учитывающие возможность присутствия в потоке капель двух характерных размеров — так называемая бидисперсная газозвесь. В этом случае измеряемые вели-

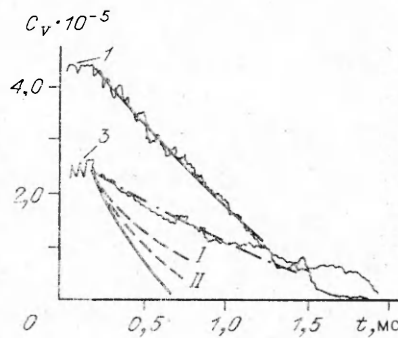


Рис. 3

чины D_{32} и C_V можно определить как

$$(4.1) \quad D_{32} = \frac{n_1 D_1^3 + n_2 D_2^3}{n_1 D_1^2 + n_2 D_2^2},$$

$$(4.2) \quad C_V = \frac{\pi}{6} (n_1 D_1^3 + n_2 D_2^3),$$

где $n_{1,2}$ и $D_{1,2}$ — число капель в единице объема и диаметр капель соответственно для каждой фракции. Вводя ограничения на размер капель

$$(4.3) \quad D_1 = D_{32}/a, \quad a \geq 1;$$

$$(4.4) \quad D_2 = D_{32}/b, \quad b \leq 1,$$

систему уравнений (4.1), (4.2) замкнем и все параметры бидисперсной газовзвеси найдем через a и b :

$$(4.5) \quad n_1 = \frac{c(1-b)}{a-b} \left(\frac{a}{D_{32}} \right)^3;$$

$$(4.6) \quad n_2 = \frac{c(a-1)}{a-b} \left(\frac{b}{D_{32}} \right)^3.$$

Здесь $c = 6C_V/\pi$. Связь между параметрами системы в моно- и бидисперсном приближении с учетом (4.1) — (4.6) имеет вид

$$\frac{D_1}{D} = \frac{1}{a}, \quad \frac{D_2}{D} = \frac{1}{b}, \quad \frac{n_1}{n} = a^3 \left(\frac{1-b}{a-b} \right), \quad \frac{n_2}{n} = b^3 \left(\frac{a-1}{a-b} \right).$$

Уравнение (3.1) для бидисперсной газовзвеси запишем как

$$(4.7) \quad \left(\frac{dC_V}{dt} \right)_{6D} = 4\pi \left(n_1 r_1^2 \frac{dr_1}{dt} + n_2 r_2^2 \frac{dr_2}{dt} \right).$$

Разделив (4.7) на (3.1), получим

$$\xi \equiv \frac{(dC_V/dt)_{6D}}{dC_V/dt} = \frac{n_1}{n} \left(\frac{r_1}{r} \right)^2 \frac{\dot{r}_1}{r} + \frac{n_2}{n} \left(\frac{r_2}{r} \right)^2 \frac{\dot{r}_2}{r}, \quad \dot{r} = \frac{dr}{dt}.$$

Заметим, что непосредственно за фронтом ударной волны параметры потока соответствуют расчетной адиабате для воздуха, а C_V и D_{32} принимают начальные значения для образовавшихся капель. При этом ξ также зависит от a и b :

$$\xi = \frac{1+\Delta}{a-b} \left[\frac{a^2(1-b)}{1+a\Delta} + \frac{b^2(a-1)}{1+b\Delta} \right] \quad \left(\Delta = \frac{2\delta}{D_{32}}, \quad \delta = \frac{D_V}{\alpha_K} \sqrt{\frac{2\pi\mu_V}{RT}} \right).$$

Наряду с ограничениями $a \geq 1$ и $0 \leq b \leq 1$, которые очевидны, введем дополнительное условие на суммарные объемы капель крупной и мелкой фракций, образовавшихся при разрушении пены:

$$\frac{n_1 D_1^3}{n_2 D_2^3} \equiv \gamma = \frac{1-b}{a-1}.$$

Полагая, что мелкие капли образуются при разрушении пленок, а крупные — при разрушении каналов пенной ячейки, можно воспользоваться данными [14], которые показывают, что в пленках содержится от 1 до 20 % всей жидкости пены. Результаты расчетов ξ , выполненных при значениях $\gamma = 0,01 \div 0,2$, отличались от единицы не более чем на 2—3 %. Отсюда следует, что начальная бидисперсность среды не могла существенно изменить расчетные зависимости для $C_V(t)$, приведенные на рис. 5 сплошными кривыми.

Влияние другого упрощения расчетной модели — отсутствие соударений капель в потоке — рассмотрим в рамках монодисперсного приближения. Не касаясь причин, вызывающих соударение капель, заметим, что при этом возможно только их слияние (коагуляция), поскольку дробле-

ние микронных капель маловероятно. Коагуляция уменьшает число капель, но увеличивает их размер при сохранении суммарного объема капель C_V . Следствием этого должны быть уменьшение суммарной поверхности капель, снижение скорости испарения и более пологий характер зависимости $C_V(t)$. При наличии коагуляции численная концентрация капель определяется выражением

$$dn/dt = -kn^2,$$

где $k = \pi D^2 v$; v — относительная скорость капель при соударении. Коагуляция наряду с испарением влияет на размер капли, поэтому запишем

$$(4.8) \quad \frac{dr}{dt} = \left(\frac{dr}{dt}\right)_0 + \left(\frac{dr}{dt}\right)_c,$$

где первый член в правой части определяется по (3.2), а второй — выражением

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)_c = -\frac{r}{3n} \frac{dn}{dt}.$$

Численное интегрирование системы (3.1), (3.4), (4.8) проводилось для $v = 2$ и 20 м/с, что составляло 1 и 10 % от скорости потока соответственно. Линии I и II на рис. 3 отвечают первому и второму вариантам расчета. Учет коагуляции действительно уменьшает крутизну расчетных кривых $C_V(t)$, причем эффект максимален для опытов с повышенной начальной концентрацией капель. При малых n влияние коагуляции незначительно и штриховая кривая для опыта 1 на рис. 3 практически совпадает со сплошной линией. Поскольку учет коагуляции не позволяет добиться согласия расчетных кривых с экспериментом для $C_V(t)$, упрощенность модели за счет пренебрежения этим эффектом можно считать оправданной.

Результаты проведенных расчетов и сопоставление с экспериментальными данными позволяют сделать следующие выводы.

1. В рассмотренных условиях процесс разрушения сухой пены за ударной волной заканчивается интенсивным испарением капель в потоке. За счет испарения объемная концентрация капель в течение ~ 1 мс может снижаться примерно вдвое. При точности измерений заутеровского диаметра капель $\pm 15\%$ влияния испарения на этот параметр не обнаружено.

2. При фиксированных начальных условиях наблюдается значительный разброс экспериментальных параметров капель и скорости испарения. Для выяснения причин разброса требуются специальные эксперименты при контролируемом изменении концентрации ПАВ в пене.

3. При корректном описании эксперимента расчетной моделью, учитывающей испарение капель, экспериментальную зависимость $C_V(t)$ можно использовать для определения динамики температуры капли в потоке. Из выражения (3.2) запишем

$$(4.9) \quad p_V^s(T_K) = p_V^0 + (1 - \eta^3) \frac{D_V}{\varepsilon} - \frac{D_{32}(0,5\eta D_{32} + \delta)}{6\varepsilon\eta^2 C_V^0} \frac{dC_V}{dt},$$

где $\eta = (C_V/C_V^0)^{1/3}$; $\varepsilon = D_V \mu_V / (\rho_l R T^0)$; индекс нуль соответствует параметрам в начальной стадии процесса испарения. Параметры D_{32} , C_V , C_V^0 , dC_V/dt в правой части (4.9) известны из эксперимента, а p_V^0 , ε — из расчета по уравнениям ударной адиабаты при заданном числе Маха скачка. Зная кривую упругости для вещества капли, по значению p_V^s определяем температуру капли T_K .

Авторы выражают благодарность И. П. Зинову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Структура ударных волн в двухфазных смесях газа с каплями жидкости // ПМТФ.— 1988.— № 2.
2. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ.— М.: ВИНТИ, 1981.— Т. 16.
3. Нигматулин Р. И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двухскоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1967.— № 5.
4. Аманбаев Т. Р., Ивандаев А. И. Результаты исследования влияния дробления капель на структуру ударных волн в газокпельных смесях // ПМТФ.— 1988.— № 3.
5. Ranger A., Nicholls J. Aerodynamic shattering of liquid drop // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2.
6. Goossens H. W. J., Bercelemans M. J. C. M., van Dongen M. E. H. Experimental investigation of weak shock waves, propagating in a fog // 15th Int. ern. Sympos. on Shock Waves and Shock Tubes, Berkeley, Calif., 1985: Proc.— Stanford, 1986.
7. Британ А. Б., Зиновик И. И., Левин В. А. Разрушение пены ударными волнами // ФГВ.— 1992.— № 5.
8. Британ А. Б., Зиновик И. И., Левин В. А. Измерение параметров газозвеси за ударной волной в пене // Изв. РАН. МЖГ.— 1993.— № 2.
9. Голубев А. Г., Ягодкин В. И. Оптические методы измерения аэрозолей // Тр. ЦИАМ.— 1978.— Вып. 828.
10. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике.— М.: Наука, 1979.
11. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Натанзон М. С., Коссов О. М. О режимах дробления капель и критериях их существования // ИФЖ.— 1981.— Т. 40, № 1.
12. Oota E., Tajima T., Suzuki S. Cross-section concentration of particles during shock process propagating through a gas-particle mixture in a shock tube // Shock Tubes and Waves: Proc. 14th Intern. Sympos. on Shock Tubes and Shock Waves, Univ. Sydney, Australia, 1983.— Sydney, 1983.
13. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах.— М.: Машиностроение, 1974.
14. Кан К. Б. Капиллярная гидродинамика пен.— Новосибирск: Наука, 1989.

г. Москва

Поступила 25/IV 1992 г.

УДК 532.529 : 518.5

А. Г. Кутушев

ЭКРАНИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН СЛОЯМИ ПАРОГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СМЕСИ

В [1—4] приводятся результаты математического моделирования воздействия экранирующих слоев инертной газозвеси твердых частиц на процесс взаимодействия с плоскими преградами взрывных волн. В настоящей работе, являющейся логическим продолжением [1—4], сообщаются результаты численного исследования влияния капельных завес на отражение от жесткой стенки ударно-волновых импульсов. Исследование проводится с учетом возможных процессов дробления и испарения капель, а также конденсации пара в парогазокпельной смеси. Результаты численного счета иллюстрируются характерными профилями параметров фаз в различные моменты движения за падающими и отраженными ударными волнами, а также некоторыми интегральными зависимостями.

1. Основные допущения и уравнения. Пусть имеется двухфазная смесь трехкомпонентного (эффективного) газа (инертного газа, пара и мелкодиспергированных капель жидкости) и крупных жидких капель. Для описания движения такой смеси используются главные предположения механики сплошных многофазных дисперсных сред [5, 6]: характерные размеры капель и расстояния между ними значительно меньше характерного масштаба изменения макроскопических параметров течения; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазового взаимодействия.

© А. Г. Кутушев, 1993