

Р и с. 3

Зависимость $\Phi_{0*}^2(n)$ при $R_0 = R_{00}$ показана на рис. 3. Так как для образования и роста кавитационной полости необходимо $\Phi_0^2 > 1$, то из (6) видно, что рост происходит в сильно надкритическом по отношению к устойчивости сферического квазиравновесия режиме. Но так как возмущения растут с конечной скоростью, то в первое время (по крайней мере, во время образования полости до $R_0 = 1,5R_{00}$) поверхность ее может оставаться квазисферической и только впоследствии проявляются возмущения и возникают стримеры. В экспериментах [3] обнаружено, что при

$R_0 \approx 0,2$ мм волновое число нарастающих возмущений $k \approx 500 \text{ см}^{-1}$. Это соответствует $n = kR_0 = 10$. Из (6) имеем $n_m = 11$.

Таким образом, сравнение предложенной теории с экспериментальными данными позволяет надеяться, что ответственным за формирование высоковольтного ($E > 1,8 \text{ МВ/см}$) стримерного пробоя в жидких диэлектриках является кавитационный механизм.

Автор благодарит всех участников Пермского гидродинамического семинара, руководимого Г. З. Гершуни и Е. М. Жуховицким, за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта/Под ред. Г. А. Гулого.— М.: Машиностроение, 1977.
2. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей.— Томск: Томский ун-т, 1975.
3. Watson P. K. Electrostatic and hydrodynamic effects in the electrical breakdown of liquid dielectrics // IEEE Trans. on Electr. Insul.— 1985.— V. 2, N 2: 8th Intern. Conf. Conduct. and Breakdown Dielec. Liquids, Pavia, 1984.
4. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1984.— Т. 2.
5. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей.— М.: Наука, 1979.
6. Саранин В. А. Модель шаровой молнии.— Пермь; Глазов, 1986.— Деп. в ВИНТИ 11.11.86, № 7696 — В86.
7. Рэлей Дж. В. Теория звука.— М.: Гостехиздат, 1955.— Т. 2.
8. Справочник химика.— М.; Л.: Гостехиздат, 1962.— Т. 1.

Поступила 9/III 1987 г.

УДК 532.529

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ НА СТРУКТУРУ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

Т. Р. Аманбаев, А. И. Ивандаев

(Чимкент, Тюмень)

В [1] предложена математическая модель, описывающая течение двухфазной газок капельной смеси с учетом влияния дробления капель. Показаны некоторые примеры расчета структур стационарных ударных волн (УВ) при наличии дробления капель. Установлено, что дробление по механизму обдирки поверхностного слоя капель существенно влияет на течение в зонах релаксации УВ. В частности, дробление капель приводит к значительному (на порядок и больше) сокращению характерных длин релаксационных зон. Обнаружен эффект немонотонности изменения приведенной плотности крупных капель в зоне релаксации волн.

Данная работа посвящена подробному анализу результатов исследования влияния определяющих параметров (интенсивности волны, массового содержания капель перед волной, диаметра капель) и различных факторов на структуру волн уплотнения в газок капельных смесях при наличии дробления капель.

1. Основные допущения. Используются обычные допущения, принятые для описания течений газозвесей. Кроме того, предполагается, что дробление капель имеет место при определенных условиях и происходит

по механизму обдирки (отмечено [2], что в экспериментах с УВ умеренной интенсивности дробление капель, как правило, осуществляется именно в режиме обдирки поверхностного слоя). При этом с поверхности крупных капель срываются мелкие капли, размеры которых гораздо меньше размера исходных капель; часть сорванных мелких капель, попадающих в горячий газовый поток, испаряется (процесс их испарения происходит равновесно). Если условия дробления не наступают, то крупные капли (по мере прогрева их поверхностного слоя) также начинают испаряться; смесь газа с мелкими каплями и их паром рассматривается как некая односкоростная и однотемпературная сплошная среда («эффективный газ») со своими особыми теплофизическими свойствами.

В рамках принятых допущений уравнения движения газочапельной смеси и замыкающие соотношения (уравнения состояния, законы взаимодействия фаз и т. п.) подробно обсуждаются в [1]. При этом нестационарные эффекты (типа эффекта Бассэ, силы Архимеда и т. п.), характеризующие немгновенность установления стационарных распределений скорости и температуры в окрестности отдельной капли, не учитывались (так как в исследованных диапазонах изменения определяющих параметров ими можно пренебречь [3]).

2. Основные формулы, связанные с эффектом дробления капель и необходимые для дальнейшего анализа результатов. Эксперименты показывают [2, 4], что капля в потоке газа начинает обдираться только тогда, когда число Вебера We_{12} достигает критического значения We_c . Закон дробления капель задавался с учетом этого обстоятельства [1]:

$$j = \begin{cases} 0, & We_{12} < We_c, \\ j_*, & We_{12} \geq We_c, \end{cases} \quad We_{12} = \rho_1^0 d |v_1 - v_2|^2 / \sigma.$$

Здесь ρ_1^0 — истинная плотность газа; d , σ — диаметр и коэффициент поверхностного натяжения капли; v_1 , v_2 — скорость газа и капли. Интенсивность обдирки поверхностного слоя капли j_* определялась по следующей формуле [5], которая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [5, 6]: $j_* = k (\rho_1^0)^{1/6} (d/2)^{3/2} |v_1 - v_2|^{1/2}$, $k \cong 1,3 - 2 \text{ кг}^{5/6} / (\text{м}^{3/2} \cdot \text{с}^{1/2})$.

Для вычисления значения We_c использовались соотношение [7]

$$(2.1) \quad We_c = 0,5 Re_{12}^{0,5}, \quad Re_{12} = \rho_1^0 d |v_1 - v_2| / \mu_1$$

(Re_{12} — число Рейнольдса относительного обтекания капли, μ_1 — коэффициент динамической вязкости газа) и формула [2]

$$(2.2) \quad We_c = 60.$$

При определении интенсивности фазовых превращений между мелкими каплями и паром считалось, что они происходят на линии насыщения (т. е. равновесно) [1]. Интенсивность испарения крупных капель находилась из условия баланса тепла на их поверхности. При этом выделялась поверхностная Σ -фаза, температура которой отличалась от средних температур газа и капли.

Коэффициент сопротивления капли C_d вычислялся по формуле [2, 4]

$$(2.3) \quad C_d = \begin{cases} 27 Re_{12}^{-0,84}, & Re_{12} < 80, \\ 0,27 Re_{12}^{0,217}, & 80 \leq Re_{12} < 10^4, \\ 2, & 10^4 \leq Re_{12}. \end{cases}$$

Следует отметить, что коэффициент сопротивления деформирующихся и дробящихся капель существенно отличается от коэффициента сопротивления твердых частиц. Для сравнения с (2.3) приведем наиболее часто используемый вид C_d твердых частиц [2]:

$$(2.4) \quad C_d = 24/Re_{12} + 4,4/Re_{12}^{0,5} + 0,42.$$

Эксперименты показывают [3], что если даже $We_{12} \geq We_c$, дробление капле происходит не сразу. Оно становится заметным через некоторое время индукции t_i после воздействия газового потока на каплю. В литературе имеется ряд рекомендаций по вычислению t_i . Здесь применялась рекомендация [2, 7]

$$(2.5) \quad t_i = 1,5 (\lg We_{12})^{-0,25} t_*, \quad t_* = d_0 (\rho_2^0 / \rho_1^0)^{0,5} / |v_1 - v_2|, \\ 10 < We_{12} < 10^4,$$

где t_* — характерное время дробления; ρ_2^0, d_0 — истинная плотность и начальный диаметр капли.

При наличии обдирки поверхностного слоя капли имеет смысл ввести характерную длину L_m изменения массы капли. Например, характерная длина, на которой масса капли уменьшается (из-за обдирки ее поверхностного слоя) в $e = 2,71$ раза, [1]

$$(2.6) \quad L_m \cong \rho_2^0 d_0^{3/2} v_{10}^{1/2} / [k (\rho_{10}^0)^{1/6}]$$

(нижний индекс 0 относится к параметрам газа и капли перед УВ). Для сравнения приведем характерную длину L_v^N релаксации скорости капли с постоянным диаметром d_0 (в ньютоновом режиме обтекания, когда $Re_{12} \gg \gg 1$):

$$(2.7) \quad L_v^N \cong 2,6 \rho_2^0 d_0 / \rho_{10}^0.$$

Оценки показали [1], что в диапазонах $10^2 \leq Re_0 \leq 10^3$ и $0,7 \leq M \leq 3$ между характерными длинами релаксации скорости L_v^N и обдирки L_m капли выполняются соотношения

$$(2.8) \quad \frac{L_m}{L_v^N} \begin{cases} \ll 1, & 10^2 \leq Re_0 \leq 10^3, \\ \sim 1, & 10^3 < Re_0 < 10^5, \end{cases} \quad Re_0 = \frac{\rho_{10}^0 d_0 v_{10}}{\mu_1}.$$

При этом выражение для L_v^N (2.7) получено без учета влияния уменьшения диаметра капли за счет обдирки, поэтому оценки (2.8) в основном имеют методический характер.

3. Постановка задачи. Пусть в бесконечном пространстве, заполненном газок капельной смесью, распространяется со скоростью v_{10} УВ. Если $v_{10} > a_0^f, a_0^e$ (a_0^f и a_0^e — замороженная и равновесная скорость звука в смеси перед волной [8, 9]), то УВ имеет впереди себя скачок в газе, на котором параметры газа удовлетворяют соотношениям Ренкина—Гюгонно, а параметры капле практически не меняются. Таким образом, на скачке имеем следующие граничные условия:

$$\frac{\rho_{1f}}{\rho_{10}} = \frac{(\gamma + 1) M}{2 + (\gamma - 1) M}, \quad \frac{v_{1f}}{a_0^f} = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\frac{\gamma - 1}{2} M + \frac{1}{M} \right), \\ \frac{p_f}{p_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(\frac{2\gamma M^2}{\gamma - 1} - 1 \right), \quad v_{2f} = v_{20}, \quad \rho_{2f} = \rho_{20}, \quad T_{2f} = T_{20}, \quad M = \frac{v_{10}}{a_0^f}.$$

Здесь нижние индексы 0 и f относятся к параметрам перед и за скачком; γ — показатель адиабаты газа. Параметры $\rho_{1f}, \rho_{2f}, v_{1f}, v_{2f}, p_f, T_{1f}$ и T_{2f} определяют граничные условия в точке $x = x_f$, соответствующей положению скачка уплотнения, и позволяют рассчитать структуру зоны релаксации в области $x > x_f$.

Когда $a_0^e < v_{10} < a_0^f$, то УВ не имеет впереди себя скачка, т. е. параметры смеси в волне уплотнения меняются непрерывно от равновесного состояния перед волной до равновесного состояния за волной [8]. В этом случае для постановки граничных условий можно использовать линейное решение уравнений движения в окрестности начального состояния перед волной. Таким образом, имеем граничные условия для расчета структуры

полностью размытой волны уплотнения:

$$x = x_f: \begin{cases} \rho_{1f} = \rho_{10} + \rho'_1, & v_{1f} = v_{10} + v'_1, & p_f = p_0 + p', & T_{1f} = T_{10} + T'_1, \\ \rho_{2f} = \rho_{20} + \rho'_2, & v_{2f} = v_{20} + v'_2, & T_{2f} = T_{20} + T'_2 \end{cases}$$

($\rho'_1, v'_1, p', T'_1, \rho'_2, v'_2, T'_2$ — малые возмущения параметров смеси, которые определяются из решения линеаризованной системы уравнений движения).

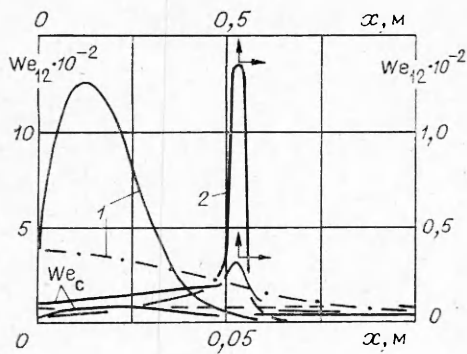
Анализ условий подобия структур УВ показал [1], что при наличии дробления капель (по механизму обдирки поверхностного слоя) основными критериями подобия будут шесть безразмерных параметров: γ , $M = v_{10}/a_0^j$, $m = \rho_{20}/\rho_{10}$, k_1 , We_{os} , We_c ($We_{os} = \rho_{10}^0 d_0 (a_0^j)^2 / \sigma$, $k_1 = = k / [(\rho_{10}^0)^{1/2} \mu_1^{1/3}]$) (m и We_{os} — относительное массовое содержание капель и характерное число Вебера, вычисленное по замороженной скорости звука в смеси перед волной).

4. Анализ результатов. Исследовалась структура волн уплотнения в смеси капель воды с воздухом при начальном давлении $p_0 = 0,1$ МПа. Изучалось влияние основных определяющих параметров (интенсивности волны, массового содержания капель и диаметра капель), а также некоторых других факторов на характер и длину зоны релаксации волны при наличии дробления капель (влияние дробления капель на структуру УВ подробно обсуждалось в [1]). Рассматривались волны с числами Маха от 0,85 до 3. Относительное массовое содержание $m = \rho_{20}/\rho_{10}$ и диаметр капель d_0 варьировались соответственно от 0,2 до 5 и от 60 до 600 мкм. Оценки показали, что при наличии дробления капли по механизму обдирки температурная волна не успевает проникнуть внутрь обдираемого слоя жидкости, так как скорость уноса массы с поверхности капли из-за обдирки намного больше скорости распространения температурной волны внутрь нее. Поэтому в расчетах предполагалось, что при наличии обдирки теплообмен между газом и крупными каплями отсутствует.

В зависимости от размеров срываемых мелких капель крупные капли могут обтекаться либо чистым газом, когда мелкие капли не влияют на взаимодействие газа и крупных капель, либо эффективным газом, когда мелкие капли влияют на межфазное взаимодействие. Поэтому в выражениях для межфазной силы и интенсивности обдирки использовалась плотность либо чистого газа, либо всей несущей фазы вместе с мелкими каплями. Расчеты показали, что на распределение параметров смеси в релаксационной зоне волны эффект повышения плотности газа за счет мелких капель влияет слабо. В связи с этим в дальнейшем предполагалось, что влиянием мелких капель на межфазное силовое взаимодействие и интенсивность обдирки можно пренебречь.

Интересно проследить изменение We_{12} крупной капли в УВ. Характерные законы изменения We_{12} капли в релаксационных зонах волн при $M = 1,5$ и различных m показаны на рис. 1 (кривые 1). Сплошные линии соответствуют $m = 2$, штрихпунктирные — $m = 0,2$ (кривые We_c в обоих случаях практически совпадают друг с другом), штриховая — постоянное значение $We_c = 60$ (формула (2.2)). Видно, что если $m = 2$, $d_0 = 200$ мкм, то We_{12} меняется немонотонно: сначала увеличивается за счет роста разности скоростей фаз, затем, когда разность скоростей начинает падать, We_{12} тоже падает. При $m = 0,2$, $d_0 = 200$ мкм We_{12} монотонно уменьшается. На некотором расстоянии от переднего скачка значения We_{12} становятся меньше We_c : в этих точках дробление капель прекращается. При $m = 2$ это расстояние равно $\sim 0,05$ м, а при $m = 0,2$ — около 0,1 м.

Для сравнения на рис. 1 представлен закон изменения числа Вебера в волне уплотнения при $M = 0,95$, $m = 2$ и $d_0 = 200$ мкм (кривая 2). Видно, что в случае размытой (непрерывной) волны (в отличие от УВ со скачком, когда обдирка капель начинается сразу за фронтом волны) обдирка капель начинается на расстоянии примерно 0,45 м от начала волны (характерной точки, где возмущения параметров составляют $\sim 1\%$) и заканчивается на расстоянии $\sim 0,57$ м. На рисунке эти расстояния опре-



Р и с. 1

для We_c (2.1) и (2.2). Расчеты показали, что рассмотренные формулы для определения начала дробления капель фактически соответствуют друг другу.

Интересно изучить влияние вариации коэффициента сопротивления капли на течение в релаксационной зоне УВ. С этой целью расчеты проводились при различных соотношениях для коэффициента сопротивления C_d (2.3) и (2.4). Установлено, что некоторый произвол в определении C_d в основном сказывается только на параметрах капель, на параметры несущей фазы он влияет слабо.

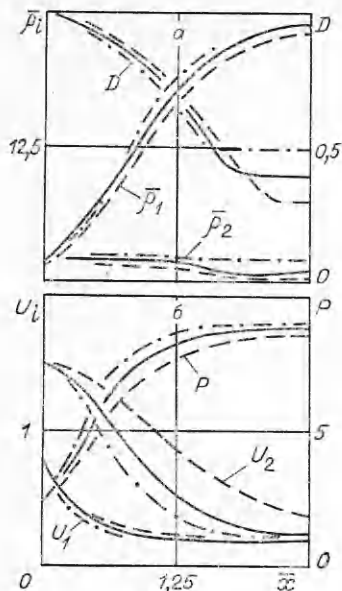
В п. 2 отмечено, что в экспериментах дробление капель происходит не сразу (если даже $We_{12} > We_c$), оно становится заметным через некоторое время индукции дробления t_i после воздействия газового потока. Для исследования влияния этого фактора на релаксационную зону структура волны рассчитывалась с учетом запаздывания процесса дробления капель. Время индукции t_i вычислялось по эмпирическому выражению (2.5). Результаты расчетов показали, что учет времени индукции дробления приводит к незначительному увеличению длины зоны релаксации, а на поведение параметров фаз почти не влияет.

Из расчетов видно, что в рассматриваемых диапазонах изменения определяющих параметров температура газа в зоне релаксации волны существенно уменьшается, так как значительная часть тепловой энергии газа расходуется на нагрев большого количества сорванных из-за обдирки мелких капель, которые, попадая в газовый поток, не успевают испаряться. В связи с чем в составе эффективного газа было большое количество жидкости в виде мелких капель, что значительно увеличивало приведенную плотность $\bar{\rho}_1$ эффективного газа (рис. 2, 3). Существенное уменьшение температуры газа в зоне релаксации приводило еще к тому, что сами крупные капли (после прекращения обдирки) также не успевали испаряться. Поэтому в рассматриваемых интервалах изменения определяющих параметров процессы фазовых превращений на формирование структуры УВ практически не влияли.

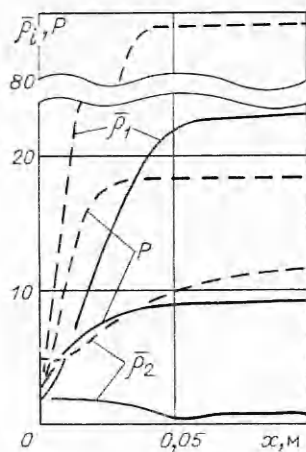
Исследуем вопрос о подобии структур УВ в смесях с разными начальными диаметрами капель. Распределения параметров в волнах при различных d_0 представим в виде зависимостей от безразмерной координаты $\bar{x} = x/L_m$, где L_m — характерная длина обдирки капли, определяемая по формуле (2.6). На рис. 2 показаны распределения плотностей ($\bar{\rho}_i = \rho_i/\rho_{10}$) и скоростей ($U_i = v_i/a_0^f$) фаз, а также давления в газе ($P = p/p_0$) и диаметра капель ($D = d/d_0$) по безразмерной координате в релаксационной зоне УВ при $M = 1,5$ и $m = 2$. Штриховые, сплошные и штрихпунктирные кривые соответствуют 60; 200 и 600 мкм. Видно, что различие в начальном диаметре капель оказывает заметное влияние только на параметры капель, а на параметры эффективного газа влияет слабо. Таким образом, можно говорить о приближенном подобии структур УВ в смесях с различными начальными размерами капель при изменении их диаметра в диапазоне $d_0 = 60-600$ мкм.

деляются точками пересечения кривых We_{12} и We_c . Отметим, что длина, на протяжении которой обдираются капли в полностью размытой волне, заметно больше, чем в УВ с передним скачком (в рассмотренных вариантах примерно в 2 раза).

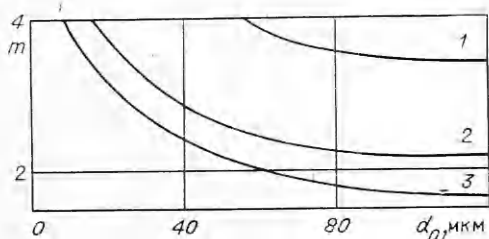
В литературе имеются разные рекомендации по условию начала дробления капель, поэтому было желательно исследовать, как влияет использование того или иного условия на течение в зоне релаксации. С этой целью структуры волн рассчитывались при двух различных формулах



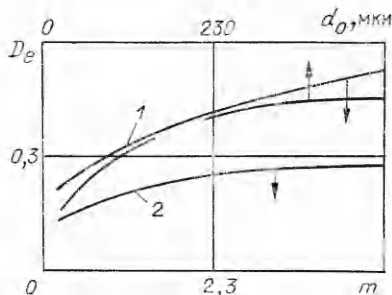
Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 5



Р и с. 4

Важно изучить влияние массового содержания капель в смеси на структуру волны. Распределения параметров эффективного газа и капель в релаксационной зоне УВ при $M = 1,5$ и $d_0 = 200$ мкм и различных m представлены на рис. 3. Сплошные кривые отвечают $m = 2$, штриховые — $m = 5$. Параметры смеси в волне сильно зависят от начального массового содержания капель. Например, равновесное значение плотности эффективного газа при $m = 5$ больше, чем при $m = 2$, почти в 4 раза, давление больше вдвое. Отметим качественно разное поведение плотности капель в этих случаях: при $m = 2$ за счет обдирки равновесное значение плотности капель за волной становится меньше, чем первоначальное значение перед волной. При $m = 5$, несмотря на обдирку, плотность капель возрастает и равновесное значение плотности становится больше, чем первоначальное. Это связано с тем, что большее массовое содержание капель приводит к их сильному торможению за фронтом волны и увеличению концентрации в единице объема смеси. Поэтому возможна ситуация, когда в зоне релаксации волны приведенная плотность капель, несмотря на их обдирку, может расти за счет увеличения их концентраций.

На рис. 4 показаны зависимости окончательного диаметра капель D_e после прекращения обдирки от m и d_0 (линии 1 и 2 — $d_0 = 200$ и 60 мкм) для волн при $M = 1,5$. Видно, что с ростом m D_e увеличивается. Это объясняется тем, что при повышении массового содержания капель (при фиксированном диаметре капель) возрастает интенсивность межфазного силового взаимодействия. При этом ускоряется процесс выравнивания скоростей газа и крупных капель, что приводит к быстрому прекращению дробления капель ($We_{12} < We_c$). К увеличению D_e приводит также рост d_0 (на рисунке зависимость $D_e(d_0)$ отвечает $m = 2$). Это связано

с тем, что при увеличении d_0 уменьшается поверхность раздела фаз, где происходит процесс обдирки капель. Поэтому при больших d_0 эффект обдирки ослабевает.

Для полностью размытой волны без переднего скачка интересно определить, при каких значениях M , m и d_0 капли дробятся, а при каких их дробление на всем протяжении волны отсутствует ($We_{12} < We_c$). На рис. 5 представлены кривые, показывающие границу между этими областями на плоскости (d_0, m) . Линии 1—3 построены для $M = 0,85; 0,95$ и $0,99$. Область вверху каждой кривой соответствует наличию дробления, а область внизу — его отсутствию. Видно, что с увеличением M область значений d_0, m , при которых капли не дробятся, уменьшается.

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. Ивандаев А. И. О влиянии нестационарных эффектов на обмен импульсом и теплом между фазами газозвеси в ударных волнах // Изв. АН СССР. ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 4.
4. Гонор А. Л., Ривкинд В. Я. Динамика капли // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ.— М.: ВИНТИ.— 1982.— Т. 17.
5. Engel O. G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bureau Stand.— 1958.— V. 60, N 5.
6. Ranger A. A., Nicholls J. A. Aerodynamic shattering of liquid drop // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2. Рус. пер. Рейнжер, Николлс. Аэродинамическое дробление капели // РТК.— 1969.— Т. 7, № 2.
7. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. О режимах дробления капели и критериях их существования // Инж.-физ. журн.— 1981.— Т. 40, № 1.
8. Нигматулин Р. И. К вопросу о волнах уплотнения в двухфазных средах // Вестн. МГУ. Сер. 1, Математика, механика.— 1969.— № 4.
9. Ивандаев А. И. Распространение малых возмущений в смеси пара с каплями воды // Акуст. журн.— 1978.— Т. 24, № 1.

Поступила 10/II 1987 г.

УДК 532.598

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ДВУМЕРНОГО УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ

Н. А. Костюков

(Новосибирск)

Исследование поведения смесей разнородных частиц при ударно-волновом нагружении представляет интерес в связи с задачами взрывного компактирования порошковых композиционных материалов, реализации физико-химических превращений в порошковых смесях и т. д. В настоящее время один из наиболее распространенных источников информации о процессах, протекающих при ударном сжатии порошковых материалов,— изучение структуры образцов, сохраненных после нагружения. Однако этот метод имеет существенный недостаток: полученные данные, как правило, допускают неоднозначную трактовку, а соображения, возникшие на их основе,— лишь возможные подходы к объяснению причин и механизмов происшедших явлений. Более объективное заключение может быть получено на основе прямых наблюдений картины течения вещества в динамике. В этом плане наиболее информативным методом исследований представляется метод импульсного рентгенографирования.

В настоящей работе с помощью метода импульсного рентгенографирования впервые проведены прямые экспериментальные наблюдения структуры течения смесей разнородных твердых частиц при их ударном нагружении в условиях, близких к условиям практического применения.

Объектами исследований служили двухкомпонентные системы, состоящие из частиц легкого («прозрачного» для рентгеновского излучения) материала, между которыми в определенном порядке размещались частицы тяжелого («непрозрачного») материала. Размеры частиц обоих компонентов приблизительно одинаковы и составляли 0,5—1,0 мм. Отношение объемных долей тяжелого и легкого компонентов много меньше единицы,