

ли [1], приводит примерно к такой же зависимости коэффициента сопротивления C_x пластинки от числа кавитации λ , как и расчеты по другим кавитационным схемам [1, 2].

Другой вариант обобщенной кавитационной схемы получается при замене условия (3) следующим:

$$\theta = \frac{\theta_0}{\varepsilon} (g + \varepsilon - t) \quad (11)$$

т. е. угол θ меняется на участке DE от θ_0 до нуля. Тогда, поступая так же, как при выводе выражения (5), получаем

$$\frac{dw}{dz} = v_0 \frac{\sqrt{g(1+t)}}{\sqrt{t(1+g)} + \sqrt{t-g}} \exp \frac{2\theta_0}{\pi\varepsilon} \left[(g + \varepsilon - t) \ln \frac{\sqrt{\varepsilon t} + \sqrt{(t-g)(g+\varepsilon)}}{g(t-g-\varepsilon)} + \sqrt{t^2 - gt} \ln \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{g+\varepsilon}}{\sqrt{g}} \right]$$

При $\theta_0 = 0$ отсюда получим равенство (10), соответствующее течению Жуковско-го — Рошко.

Если же вместо условия (11) предположить, что $\theta = -\pi$ на DE и в точке E имеет место скачок величины θ с $\theta = -\pi$ до $\theta = 0$, то указанный путь, вероятно, приведет к выражению для dw/dz , соответствующему схеме А. В. Кузнецова [2].

Поступило 4 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. М., Физматгиз, 1961.
2. Кузнецов А. В. Об одной схеме кавитационного обтекания. Тр. Семинара по обратным краевым задачам, Казанск. ун-т, 1964.
3. Woods L. G. On the theory of growing cavities behind hydrofoils. М., «Наука». В кн.: «Приложения теории функций к механике сплошной среды», 1965, т. 2.
4. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М., Физматгиз, 1958.

УДК 532.552.529.5

ЗАТУХАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ДВУХФАЗНОЙ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЕ

А. А. БОРИСОВ, Б. Е. ГЕЛЬФАНД, С. А. ГУБИН, С. М. КОГАРКО, О. В. КРИВЕНКО

(Москва)

Ниже приведены результаты экспериментов по исследованию затухания ударных волн в двухфазной среде, из которых следует, что дробление капель определяет длину релаксационной зоны кинематических параметров двухфазной смеси.

До сих пор при анализе релаксационных процессов в двухфазных средах основное внимание уделялось исследованию случая, когда массообмен вызван диффузией, т. е. равновесие в системе устанавливается вследствие относительно медленного переноса количества движения и энергии между фазами [1-3]. Наиболее серьезное упрощающее предположение в работах [1-3] состоит в пренебрежении процессом дробления капель жидкости в газовом потоке, создаваемым либо ударными волнами (как предполагается в [1, 2]), либо другим способом.

1. Экспериментальная установка. Опыты по исследованию взаимодействия ударных волн с негорючей двухфазной газожидкостной смесью проводились в ударной трубке с внутренним диаметром 50 мм. Схема экспериментальной установки с вертикально расположенной камерой низкого давления (КНД) 1 представлена на фиг. 1. В верхнем конце КНД была оснащена генератором капель 2, создающим в объеме КНД монодисперсный распыл капель воды. Исследованы два варианта монодисперсного распыла с размерами капель $d = 2.5$ мм и $d = 1$ мм. Азото-водяная смесь заполняла вертикальный участок КНД длиной 1500 мм. Распространение ударных волн по трубе регистрировалось пятью пьезоэлектрическими датчиками давления 3. Собственная частота датчиков $f \approx 50$ кГц. Датчик 4 служит для запуска электронного осциллографа. Схема расположения датчиков показана на фиг. 1. Нижняя граница двухфазной смеси отстояла от запускающего датчика на расстояние ~ 200 мм. Размер капель $d = 1, 2.5$ мм определялся по результатам фотографирования распыла. Величина средней концентрации жидкости σ в объеме КНД рассчитывалась по суммарной массе жидкости, впрыснутой в объем КНД m и величине объема V , занятого двухфазной смесью, т. е. $\sigma = mV^{-1}$. Исследовались двухфазные смеси с концентрациями жидкости $\sigma = 0.25, 0.76, 1.04$ г/см³.

В опытах измерялись следующие параметры: $-\delta p = (p_2 - p_1) / p_1$ — интенсивность волны, $M = wa^{-1}$ — скорость распространения ударных волн по КНД.

Здесь p_1, p_2 — давления перед ударным фронтом и за ним, w — скорость ударной волны, a — скорость звука в невозмущенной среде, M — число Маха.

Изменение интенсивности и скорости ударных волн вызывалось изменением перепада давления между КНД и камерой высокого давления (КВД) ударной трубы. Кроме того, в опытах изменялось значение длительности течения с постоянными параметрами за фронтом ударной волны δt . Различные значения δt достигались за счет изменения длины камеры высокого давления L . При выбранных значениях длин КВД и КНД и перепадов давления между ними форма ударной волны перед входом в зону, заполненную двухфазной смесью, проиллюстрирована на фиг. 1.

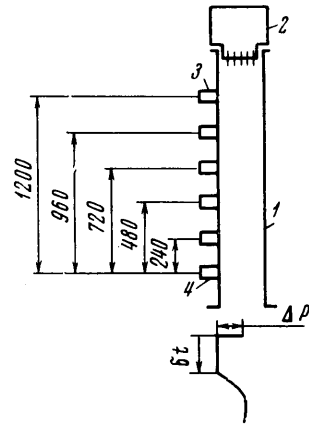
В таблице приводятся основные параметры двухфазной смеси в зоне за фронтом ударной волны: M — число Маха ударной волны, δp — интенсивность ударной волны, u_2 м/сек — скорость газа за ударной волной, ρ_2 / ρ_1 — соотношение плотностей на ударном фронте, W и R — числа Вебера и Рейнольдса для капель размером $d = 2.5$ мм, длительность течения с постоянными параметрами δt_1 и δt_2 в мсек для двух значений длин КВД $L_1 = 400$ мм и $L_2 = 100$ мм.

Скорость ударной волны w определялась по промежутку времени, затрачиваемому ударной волной на прохождение расстояния между двумя соседними датчиками давления. Перепад давления на фронте ударной волны определялся по показаниям датчиков давления. Скорость газа u_2 , отношение плотностей ρ_2 / ρ_1 и длительность δt рассчитывались при известных M и δp по общепринятым формулам теории ударных труб [4]. Числа Вебера и Рейнольдса вычислялись по формулам

$$W = \rho_2(u_2 - v)^2 d \psi^{-1}, \quad R = d(u_2 - v) \nu^{-1}$$

где ψ и ν — коэффициенты поверхностного натяжения жидкости и кинематической вязкости газа, а v — скорость капель жидкости.

Промежутки времени между отдельными операциями (подача жидкости, заполнение каплями воды определенного участка КНД, разрыв мембраны) во всех опытах выдерживались за счет использования специальной системы синхронизации. Начальное давление в КНД во всех опытах было $p_1 = 1$ атм, а начальная температура $T_1 = 293^\circ$ К.



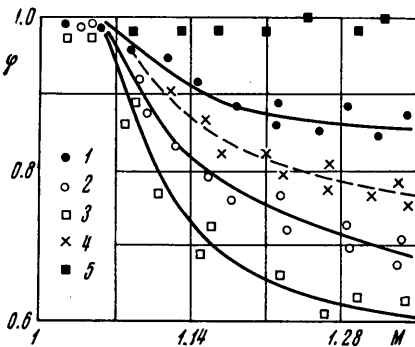
Фиг. 1

M	δp	u_2	$\rho_2 \rho_1^{-1}$	W	$R \cdot 10^{-3}$	δt_1	δt_2
1.07	0.18	42.5	1.12	73	7.8	2.08	0.20
1.11	0.26	57.5	1.18	142	11.4	1.72	0.17
1.14	0.31	71.3	1.22	232	14.6	1.62	0.15
1.16	0.40	85	1.27	340	18	1.56	0.12
1.2	0.50	107	1.35	560	24.2	1.5	0.11
1.3	0.80	150	1.51	1370	38	1.42	0.05

2. Результаты экспериментов. Измерение интенсивностей и скоростей ударных волн при входе их в двухфазную смесь указывает на падение величин M и δr по сравнению со значениями $M = M_0$ и $\delta r = \delta r_0$ в газовой среде. Интенсивность волны δr убывала тем значительнее, чем больше была интенсивность исходной волны при постоянной концентрации жидкости в объеме КНД $\sigma = \text{const}$ или при большей концентрации жидкости для $M = \text{const}$ (фиг. 2, на которой точки 1 — $\sigma = 0.25 \text{ кг/м}^3$; точки 2 — $\sigma = 0.76 \text{ кг/м}^3$; точки 3 — $\sigma = 1.04 \text{ кг/м}^3$). По оси ординат на фиг. 2 отложено значение параметра $\varphi = \delta r \delta r_0^{-1}$, где δr — текущая интенсивность ударной волны в данном месте КНД, а δr_0 — интенсивность ударной волны в том же месте КНД в отсутствие капель. Из графиков видно, что в области ударных волн с числа Маха $M \leq 1.07$, уменьшения интенсивности ударных волн заметить не удалось.

Анализ результатов измерения показал, что изменение параметров ударных волн отмечалось в основном только в момент входа ударных волн в двухфазную среду. Дальнейшее распространение ударных волн по гетерогенной среде было стационарным на длине $l \approx 1000 \text{ мм}$. При этом новое, уменьшенное значение интенсивности $\delta r = \text{const}$.

В ряде опытов изучалось влияние параметра длительности δt на режим движения ударных волн по двухфазной среде. На фиг. 2 показано изменение величины φ от числа Маха при различных значениях δt (определяемого величиной L и числом Маха ударной волны) для двухфазных смесей с каплями диаметром $d = 1 \text{ мм}$ при $\sigma = 1.04 \text{ кг/м}^3$ (точки 3 — $L = 0.4 \text{ м}$; точки 4 — $L = 0.2 \text{ м}$; точки 5 — $L \leq 0.1 \text{ м}$).



Фиг. 2

Как следует из графиков, уменьшение длительности течения с постоянными параметрами за ударным фронтом приводит к росту коэффициента φ и тому, что наличие жидкой фазы при некотором δt перестает сказываться на движении ударных волн по двухфазной среде.

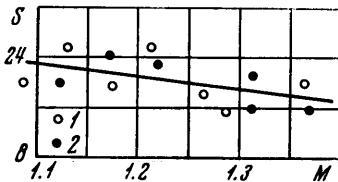
В последующих опытах для каждого значения числа Маха ударных волн экспериментально определялась такая величина δt^* (подбором длин КВД), при которой имел место переход от режимов распространения ударных волн с $\varphi < 1$ к режимам с $\varphi \approx 1$. Для каждого найденного переходного режима рас-

пространения рассчитывалось время начала интенсивного дробления капель $\tau = 2\delta r_1^{0.5} (\rho_2 u_2^2)^{-0.5}$, где ρ_1 — плотность жидкости [5].

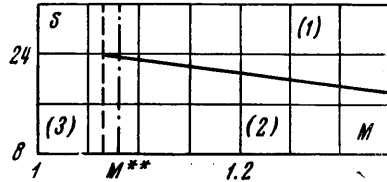
Затем величины τ и δt^* представлялись в безразмерном виде в форме чисел Струхала $S = \tau u_2 (2d)^{-1}$ и $S^* = \delta t^* u_2 (2d)^{-1}$.

Сравнение значений S и S^* выполнено на фиг. 3. Из графика можно прийти к заключению о близком совпадении величин S (сплошная линия) и S^* , а значит и τ и δt^* , независимо от размеров капель (точки 1 — $d = 2.5 \text{ мм}$; точки 2 — $d = 1 \text{ мм}$).

3. Обсуждение результатов. Построим диаграмму возможных режимов распространения ударных волн в координатах: число Струхала S , число Маха M (фиг. 4). На этой диаграмме проведем линию, определяемую соотношением $S = \tau u_2 (2d)^{-1} = (\rho_1 \rho_2^{-1})^{0.5}$, и ординату $M = M^{**}$. Число Маха M^{**} определяется из условия $W(M^{**}) = R^{0.5} (M^{**})$.



Фиг. 3



Фиг. 4

Приведенное условие определяет такие параметры двухфазного потока, при которых капля, обтекаемая газовым потоком, начинает интенсивно разрушаться [6]. На первой стадии разрушения в течение времени $t_i < t \leq \tau$ после начала обтекания капли газовым потоком с нее срывается поверхностный слой жидкости и одновременно наблюдается деформация капель [7]. Здесь t_i — время индукции, необходимое для того, чтобы амплитуды поверхностных возмущений на капле выросли до таких

величин, когда они уже не могут быть удержаны на поверхности капли за счет сил поверхностного натяжения [7, 8]. Спустя время τ начинается интенсивный распад капель, приводящий к образованию облака мельчайших капель со средним размером $d \approx 50 \text{ мк}$ [9]. Анализ диаграммы $S - M$ показывает, что во всем случаях, где $\delta t > \tau$ (область 1) соответствуют режимы распространения с $\varphi < 1$, а случаям с $\tau > \delta t - \varphi = 1$ (область 2 на фиг. 4).

Таким образом, релаксационное взаимодействие ударных волн с двухфазной смесью, сопровождающееся ослаблением ударных волн, становится заметным, когда в зоне постоянных параметров за фронтом волны начинается интенсивное дробление капель жидкости.

Действительно, за времена $t \leq \tau$ основная масса капель жидкости не вовлекается в движение газового потока за ударным фронтом. Изменение скорости отдельных капель определяется из уравнения движения

$$\frac{dv}{dt} = 0.75 C \frac{\rho_2(u-v)^2}{d\rho_f}$$

где C — коэффициент сопротивления.

В нереагирующей двухфазной смеси с большой точностью можно принять $u - v \approx u_2$, так как $u_2 \gg v$. Изменение массы отдельных капель за время τ , как показал Энджел [7], мало. Поэтому изменение скорости капель Δv в течение того же времени составит

$$\Delta v u_2^{-1} = 1.5 C [\rho_2 \rho_f^{-1}]^{0.5} \approx 4 \div 6\% \text{ при } C \approx 1$$

За время $\delta t < \tau$ не будет наблюдаться перераспределения количества движения между жидкостью и газом. Лишь при больших значениях концентрации жидкости на развитие процесса может оказать влияние масса мелких капель, образующихся в интервале времени $t_i < t < \tau$, вследствие срыва поверхностного слоя жидкости.

Если $\delta t > \tau$, то в зоне постоянных параметров за ударным фронтом будет происходить интенсивный обмен количеством движения между газом и жидкостью. Из-за конечной длительности процесса разрушения капель при $t > \tau$, степень изменения количества движения газа будет зависеть от соотношения между δt и τ . При $\delta t \geq t = \tau_2$, где τ_2 — время полного разрушения капель, вся масса жидкости вовлечется в движение за ударным фронтом. Так как $\tau_2 \leq 5d\rho_f^{0.5}(\rho_2 u_2^2)^{-0.5}$ [5], то полная длина релаксационной зоны кинематических параметров не будет превышать

$$l \approx 5dw^*(\rho_2 u_2^2)^{-0.5} \rho_f^{0.5}$$

Здесь w^* — средняя по длине релаксационной зоны относительная скорость ударной волны и капель жидкости.

Исходя из оценок скорости капель, приведенных выше, и опытных данных работ [5, 7], можно считать $w^* = w$ в течение времени τ и $w^* = 0.5 w$ в течение времени $\tau < t < \tau_2$. Тогда в течение времени $0 < t < \tau_2$ $w^* = 0.7 w$, что дает при $u_2 \gg v$ следующее соотношение для определения длины релаксационной зоны:

$$l^* = l d^{-1} = 1.75 M (M^2 - 1)^{-1} \{ \rho_f \rho_1^{-1} [(\gamma^2 - 1) M^2 + 2(\gamma + 1)] \}^{0.5}$$

Поскольку капли жидкости неподвижны в течение времени τ , то длина релаксационной зоны, по-видимому, не меньше

$$l^{**} = M (M^2 - 1)^{-1} \{ \rho_f \rho_1^{-1} [(\gamma^2 - 1) M^2 + 2(\gamma + 1)] \}^{0.5}$$

Для наиболее слабых волн $M \approx 1.11 \div 1.14$, у которых уже становится заметным изменение интенсивности, длина релаксационной зоны в смеси с каплями $d = 2.5 \text{ мк}$ заключена в интервале значений $480 \text{ мм} < l < 800 \text{ мм}$.

При увеличении интенсивности ударной волны длина кинематической релаксационной зоны стремится к величине

$$l_1 \approx 1.75 [(\gamma^2 - 1) \rho_f \rho_1^{-1}]^{0.5}$$

К моменту времени $t = \tau_2$ равновесие температур между фазами, по-видимому, еще не достигается. Начиная с момента времени $t = \tau_2$, установление температурного равновесия будет происходить за счет процессов молекулярной и турбулентной диффузии и теплопроводности в односкоростной двухфазной среде.

Выполненный анализ экспериментальных данных приводит к заключению о связи скачкообразного характера изменения параметров ударных волн с интенсивным разрушением капель в момент времени, близкий к τ .

На фиг. 4 область скачкообразного ослабления ударных волн в двухфазной смеси ограничена слева значениями чисел Маха $M = M^{**}$. Вообще говоря, дробление капель может происходить и при числах Маха $M < M^{**}$ (область 3 на фиг. 4). Предель-

ное значение числа Маха M^* , когда нет дробления, определяется из соотношения $W(M^*) = 10$ [10]. Однако при $M^* < M < M^{**}$ скорость процесса дробления капель достаточно мала и затухания ударных волн в большинстве случаев не наблюдается.

Полная потеря энергии газа за ударным фронтом, расходуемая на разгон жидкости до скорости газа, составит

$$\Delta E_- = 0.5\sigma u_2^3$$

где u_2 — скорость газа за волной в газовой среде или в долях полной энергии газа

$$\lambda = \Delta E_- E^{-1} = \sigma \rho_2^{-1} \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} p (\rho_2 u_2^2)^{-1} \right]^{-1}$$

Значения λ для концентрации жидкости $\sigma = 1.04 \text{ кг/м}^3$, числа Маха, равного 1.1, 1.2 и 1.3, составляли соответственно 10^{-2} , 10^{-1} и $3 \cdot 10^{-1}$. Относительные потери энергии газа (особенно в слабых волнах) малы. Оценим, каким должно быть энерговыделение за ударным фронтом, чтобы восполнить потери энергии потока. Величина потока энергии подводимой за счет сгорания капель в первом приближении составит

$$\Delta E_+ = \Delta \sigma u_2 q$$

где q — удельное тепловыделение; $\Delta \sigma$ — доля сгоревшей жидкости.

Из соотношения

$$\frac{\Delta E_+}{\Delta E_-} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \frac{2q}{u_2^2}$$

можно заключить, что $\Delta E_+ = \Delta E_-$ при $\Delta \sigma / \sigma \approx 0.01$, когда $q \approx 10^6 \text{ Дж/кг}$, а $u_2 = 100 \text{ м/сек}$. Даже столь малое выгорание горючей компоненты восполняют потери энергии на разгон жидкости.

Выполненные измерения затухания ударных волн в негорючих газожидкостных средах и произведенные оценки подтверждают возможность пренебрежения потерями энергии, которые имеют место при распространении ударных волн в двухфазных средах с малым объемным содержанием жидкой фазы.

Поскольку при значениях критерия Вебера $W \leq 10$ не наблюдается дробления капель, то именно для таких условий справедливы оценки релаксационной зоны, полученные в работах [1, 2]. В противном случае, т. е. при $W > 10$, а тем более при $W > R^{0.5}$ процесс дробления капель повлияет на структуру релаксационной зоны, образующейся при прохождении ударной волны по среде, заполненной двухфазной смесью.

Поступило 24 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Lu H. Y., Chiu H. H. Dynamics of gases containing evaporable liquid droplets under a normal shock. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 6, pp. 1008—1011.
2. Panton R., Oppenheim A. K. Shock relaxation in gas-particle mixture with mass transfer between phases. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 11, pp. 2071—2077.
3. Нигматулин Р. И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двух-скоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5, стр. 33—47.
4. Гейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур. М., «Мир», 1966.
5. Clark B. J. Breakup of a liquid jet in a transverse flow of gas. NASA TND—2424, 1964.
6. Dickerson R. A., Coultas T. A. Breakup of droplets in an accelerating gas flow. AIAA paper, 1966, No. 66—611.
7. Engel O. G. Fragmentation of water drops in the zone behind an air shock. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1958, vol. 60, No. 3, pp. 245—280.
8. Mayer E. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams. ARS Journal, 1961, vol. 31, No. 12, pp. 1783—1785.
9. Бузуков А. А. Разрушение капель жидкости воздушной ударной волной. ПМТФ, 1963, № 3, стр. 153—157.
10. Morrell G. Critical conditions for drop and jet shattering. NASA TND—677, 1961.