

УДК 532.529.5/6

ГИДРОДИНАМИКА

С. М. КОГАРКО, Б. Е. ГЕЛЬФАНД, С. А. ГУБИН, А. А. БОРИСОВ
**ДИНАМИКА РАЗРУШЕНИЯ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ
В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ**

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 9 XI 1970)

Существенной стадией рабочего процесса горения является распыливание капель или струй жидкости. От качества распыливания зависит эффективность и устойчивость горения топлива. По-видимому, в процессах горения движущихся двухфазных горючих систем динамика разрушения и последующего испарения жидкой фазы является определяющей стадией рабочего процесса.

Изучению вопросов разрушения капель (струй) жидкости, подвергающихся воздействию газового потока, посвящено значительное число исследований, большая часть из которых упомянута в работе (1). Однако несмотря на правильное отражение отдельных моментов процесса разрушения капель (струй) жидкости под действием аэродинамических сил газового потока, до сих пор нет единого представления о всей последовательности явлений, сопровождающих дробление капель; больше того, результаты некоторых исследований являются взаимоисключающими.

На основе экспериментальных данных (2-4) трудно отдать предпочтение какой-либо из моделей механизма разрушения капель (струй). Так, в модели Майера — Дикерсона (5, 6) считается, что капли разрушаются за счет срыва волнообразных возмущений, создаваемых газовым потоком на поверхности капли; в модели Энджела — Моррела — Ранджера (2, 4, 7) основная роль в разрушении капель приписывается образованию и последующему срыву пограничного слоя жидкости на наветренной стороне капли; наконец, Гордон (8) и Кларк (4) указывают на важность деформации капель для их разрушения.

Выполненные исследования взаимодействия слабых ударных волн с горючими двухфазными смесями (9, 10), а также изучение детонации в аэрозолях (11) косвенным образом выявили ряд особенностей дробления капель, дающих представление о последовательности развития этого процесса. На основе обобщения результатов работ (1-12) можно предложить возможную картину разрушения капель, согласующуюся с экспериментальными данными.

Сущность процесса дробления капель в газовом потоке состоит, по-видимому, в следующем. Вслед за началом обдувания капли жидкости с плотностью ρ_l и диаметром d струей газа (с плотностью ρ) с относительной скоростью w капля начинает деформироваться. В процессе деформации форма капли близка к форме эллипсоида вращения (2, 4).

Как показывают опытные данные, одновременно с деформацией на поверхности капли вследствие неустойчивости жидкой поверхности появляются нестационарные волновые возмущения с растущей со временем t амплитудой b . Кроме того, на наветренной стороне капли формируется пограничный слой жидкости толщины δ , увеличивающейся от 0 в центре капли до некоторого конечного значения $\delta_{\max}$ на периферии капли. Форми-

рование пограничного слоя и рост амплитуды волновых возмущений поверхности капли до некоторых критических значений b^* и δ^* требуют конечного времени τ_1 . В течение времени $\Delta t = \tau_1$ масса капли остается неизменной.

Спустя время τ_1 сила воздействия газового потока на возмущенную поверхность капли становится больше сил, препятствующих срыву возмущений с поверхности. Поэтому с периферии капли начинается унос искаженного волновыми колебаниями пограничного слоя жидкости и уменьшение исходной массы капель. Тонкость распыления на первой стадии процесса весьма велика, так что для срывающихся мелких капель $d \approx \approx 20-50 \mu$ (^{3, 4, 12}).

Но убыль исходной массы m_0 капель Δm за счет описанного процесса невелика и за время τ не превышает, в соответствии с опытными данными Энджела (²), $\Delta m m_0^{-1} \approx 0,1$. Разрушение капель по механизму сдирания возмущенного пограничного слоя продолжается до момента, когда деформация капли достигает определенной критической стадии. Обычно эта стадия отвечает состоянию капли, у которой отношение наибольшего линейного размера (большой оси эллипсоида вращения) D к начальному составляет $D d^{-1} \approx 3$ (^{2, 4, 12}). Время достижения критической стадии деформации близко к $\tau = 2 d \rho_f^{0,5} (\rho w^2)^{-0,5}$. Капля, достигшая критической стадии деформации, представляет собой слой жидкости толщиной $\Lambda \approx \approx 0,1 d$ (¹²), подверженный действию большой ускоряющей силы от давления газового потока. Поскольку изменение начальной скорости капля δv_0 за время τ составляет менее $\delta v_0 w^{-1} \approx 0,1$ (^{10, 11}), то фактически ускоряющая сила определяется давлением торможения газового потока.

Нетрудно убедиться в соответствии с работой (¹³) и экспериментальными данными работы (¹⁴), что время увеличения амплитуды исходных волновых возмущений поверхности за счет неустойчивости Рэлея — Ламба — Тейлора в $e = 2,72$ раз не превосходит

$$\tau_1 \approx d \rho_f^{0,5} (\rho w^2)^{-0,5}.$$

Тогда ко времени $t = \tau$ капля ввиду своей малой толщины в течение малого промежутка времени как бы пробивается в нескольких местах струями газа. Массовая скорость разрушения капель резко увеличивается по сравнению с той, которая имела место в течение периода $\tau_1 < t < \tau$. После распада капли на ряд более мелких образований последние окончательно разрушаются в той же последовательности, что и исходные капли, к моменту времени $t = \tau_2 \approx 2,5 \tau$ (^{2, 4}).

Предложенное представление о процессе распада капель позволяет понять причины того, почему приложение представлений, развитых в работах (^{2, 4, 7}) не совсем оправдано для анализа стадии процесса при $t \geq \tau$, а представлений, изложенных в работах (^{1, 8}) — для понимания явлений, протекающих в промежуток $\tau_1 < t < \tau$. Здесь следует отметить, что в интервале параметров двухфазного течения заключенных в промежутке изменения чисел Вебера $We = \rho w^2 d \psi^{-1} \leq Re^{0,5} = (d w v^{-1})^{0,5}$ (ψ , v — поверхностное натяжение жидкости и вязкость газа, а Re — число Рейнольдса), определяющей причиной разрушения капель остается только деформация капель.

В общем случае, когда $We > Re^{0,5}$, изменение массовой скорости разрушения капель во времени представляется как показано на рис. 1, а. Здесь $m^* = m m_{\max}^{-1}$, а m и $m_{\max}$ — текущее и максимальное значение скорости разрушения, $\tau^* = t \tau^{-1}$ — безразмерное время. Если заменить пока неизвестный профиль кривой $m^* = m^*(\tau^*)$ приближенным (рис. 1, б) и

принять во внимание, что $\int_0^{\tau^*} m dt = m_0$, то можно оценить значение

$m_{\max} = 0,3d^2w(\rho\rho_f)^{0,5}$ и дать совокупность выражений, определяющих m в различные моменты времени, так что

$$m = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < \tau^* < \tau_i^*; \\ 0,2 m_0 (\tau - \tau_i)^{-1} & \text{при } \tau_i^* < \tau^* < \tau^* = 1; \\ m_0 \tau^{-1} (1,33 \tau^* - 1,13) & \text{при } 1 < \tau^* < 1,75; \\ 1,6 m_0 \tau^{-1} [2,5 - \tau^*] & \text{при } 1,75 < \tau^* < 2,5. \end{cases}$$

Время индукции τ_i приближенно оценивается в согласии с теорией Майера⁽⁵⁾ как

$$\tau_i \approx 45 (\rho_f \psi^2 \mu_f)^{0,33} (\rho w^2)^{-1,33}.$$

Обратим внимание на особенности изменения относительной скорости газа и капель. До момента времени $\tau^* = 1$ основная часть капли практически неподвижна, а затем в течение времени $1 < \tau^* < 2,5$ вся масса капли, распыляющаяся до состояния мелкодисперсного тумана, приобретает скорость газа. Поскольку микрокапли, образующиеся в течение времени $\tau_i^* < \tau^* < 2,5$ практически безынерционны, то почти сразу после своего образования они разгоняются до скорости газа. Но, как показал Вильямс⁽¹⁵⁾, смесь газа и капель диаметром $d \approx 20 \mu$ по своим свойствам мало отличается от гомогенной газовой смеси. Тогда кривая, изображенная на рис. 1 дает одновременно представление о скорости образования гомогенной газовой смеси из двухфазной гетерогенной. Если двухфазная смесь горючая, а скорость горения как раз следует за скоростью разрушения жидкости, то профиль скорости энерговыделения от сгорания дробящихся капель окажется схожим с профилем энерговыделения при самовоспламенении газовой смеси, имеющей период индукции $t_i \approx \tau$.

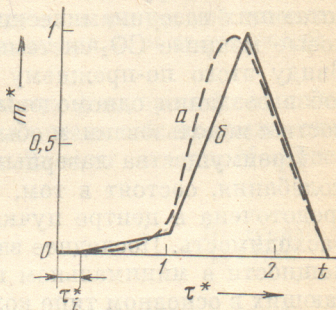


Рис. 1

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
4 XI 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ B. J. Clark, NASA TND-2424 (1964). ² O. G. Engel, J. Nat. Bur. Stand., **60**, 3, 245 (1958). ³ А. А. Бузуков, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 3, 153 (1963).
- ⁴ A. A. Ranger, J. A. Nicholls, AIAA-paper, 68 (1968). ⁵ E. Mayer, ARS J., **31**, 12, 1783 (1961). ⁶ R. A. Dickerson, T. A. Coultas, AIAA-paper, 66 (1966).
- ⁷ G. Morrell, F. P. Povinelli, NASA TND-2423 (1964). ⁸ G. D. Gordon, J. Appl. Phys., **30**, 11, 1759 (1959). ⁹ А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др., ДАН, **190**, № 3 (1970). ¹⁰ А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др., Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 1, 168 (1970). ¹¹ E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls, Phys. Fluids, **11**, 11, 2377 (1969). ¹² W. R. Lane, Ind. and Eng. Chem., **43**, 6, 1312 (1950). ¹³ G. Taylor, Proc. Roy. Soc. A, **201**, 1065, 192 (1950).
- ¹⁴ D. Lewis, Proc. Roy. Soc. A, **202**, 1068, 81 (1950). ¹⁵ F. A. Williams, Liquid Rockets and Propellants, N. Y., 1960.