

Б. Е. ГЕЛЬФАНД, С. А. ГУБИН, С. М. КОГАРКО, С. П. КОМАР

**РАЗРУШЕНИЕ КАПЕЛЬ КРИОГЕННОЙ ЖИДКОСТИ
УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ**

(Представлено академиком В. Н. Кондратьевым 16 III 1972)

Преобразование химической энергии жидкого топлива в тепловую в энергетических установках происходит при высоких температуре и давлении. Температура газа T в камерах сгорания достигает $2000\text{--}3000^\circ\text{K}$ и всегда намного больше критической температуры T^* жидких компонентов. Непрерывное стремление форсировать протекание процессов горения и уменьшать размеры установок привело к тому, что уровень давления P газа также намного превышает критические значения P^* . Рациональная организация рабочего процесса зависит от понимания особенностей впрыскивания и испарения жидкого топлива, попадающего в среду с температурой и давлением больше критических. В работе изучались особенности процесса распыливания топлива при $T > T^*$ и $P < P^*$. Для этого случая весьма удобно использование капель криогенной жидкости, внезапно подвергающихся воздействию газового потока за ударной волной. Характеристики течения газа в ударной волне при некоторых условиях формирования волн могут хорошо моделировать случай вспрыскивания капель в камеру сгорания.

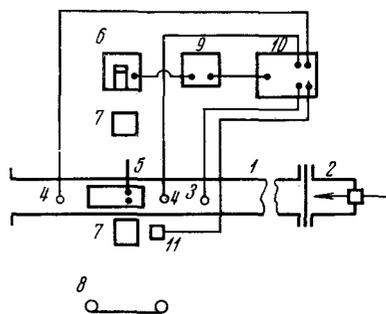


Рис. 1

1. Опыты выполнялись на ударной трубе прямоугольного сечения (рис. 1). Камера низкого давления (к.н.д.) 1 снабжена смотровыми окнами и датчиками давления 3, 4. Камера высокого давления (к.в.д.) 2 оснащена устройством для прорыва мембран. На к.н.д. установлен генератор капель жидкого азота 5. Освещение капель за ударной волной в некоторый момент времени производилось лампой 6. Длительность экспозиции $20\ \mu\text{сек}$. Свет от лампы направлялся объективами 7 на неподвижную пленку 8. Запуск осциллографа 10, регистрирующего показания датчиков 4, и запуск источника света осуществлялся сигналом от датчика 3. Схема запаздывания 9, 11 позволяла осуществлять вспышку лампы 6 в заданные моменты времени после прохождения фронта волны мимо капель жидкого азота. Внутри генератора капель жидкий азот имел температуру кипения 77°K , плотность жидкости составляла $\rho_f = 0,82\ \text{кг/м}^3$, вязкость $\mu_f = 2 \cdot 10^{-4}\ \text{кг/(м}\cdot\text{сек)}$, поверхностное натяжение $\sigma = 15 \cdot 10^{-3}\ \text{н/м}$. Температура и давление воздуха в к.н.д. $T = 293^\circ\text{K}$, $P = 1\ \text{ат}$. Критическая температура жидкого азота $T^* = 126^\circ\text{K}$, т. е. относительная сверхкритическая температура T/T^* среды составляла 2,23. Исследовались дробление капель жидкого азота размером $d_0 = 40\text{--}500\ \mu$ в ударных волнах с прямоугольным и треугольным профилем давления. Число Маха ударных волн изменялось в диапазоне $M = 1,06\text{--}1,2$. Длительность положительной фазы давления у треугольных волн $\delta t = 800\text{--}950\ \mu\text{сек}$.

Волны давления с прямоугольным профилем имели длительность течения с постоянными параметрами $\delta t > 2,5$ мсек. Параметры волн определялись по показаниям датчиков давления с ошибкой 20—25%. Размеры капель измерялись по микрофотографиям с точностью 10%. Отсчет времени осуществляется с точностью 10%.

2. Рассмотрим картину разрушения капель азота в волнах с прямоугольным профилем давления. На серии $a-d$ фотографий (рис. 2) приведены мгновенные регистрации капли размером 500 м, разрушающейся за фронтом волны с $M = 1,12$. На фотографиях $a-d$ показано состояние капли в моменты времени 0, 300, 340, 452, 520 мсек. соответственно после прохождения волной капли. В течение времени 0—300 мсек. капля принимает форму эллипсоида вращения, а через некоторое время после начала обтекания капли газом с нее срывается пленка жидкости. Как видно (рис. 2 б, в), такая пленка быстро (за время 30—40 мсек.) распадается на микрокапли размером 30—50 м. Наблюдается интенсивное испарение образующихся микрокапель, время испарения составляет около 10 мсек. Благодаря интенсивному испарению облака микрокапель удается рассмотреть заключительные стадии дробления (рис. 2 г, д). У некриогенных жидкостей эти стадии рассмотреть не удавалось из-за маскирующего влияния облака микрокапель. Видно, как после достижения каплей критической стадии деформации, когда $d \approx 3d_0$ (d — поперечный размер деформированной капли), наступает взрывоподобное измельчение исходной частицы. Так, спустя 452 мсек. основная часть капли, где сосредоточено до 80% начальной массы, еще сохраняет свою целостность. Но еще через 70 мсек. целостность исходной капли полностью утрачена и видно облако микрокапель, разлетающихся в газовом потоке от места нахождения исходной капли. В спектре образующихся капель достаточно много крупных частиц размером до 100—200 м. Однако их испарение весьма бурное и через 1 мсек. практически вся жидкость испаряется. Скорость газа в описанном опыте 60 м/сек, плотность газа 1,52 кг/м³, а числа Вебера и Рейнольдса соответственно равны $We = 100$ и $Re = 2420$.

На серии фотографий рис. 2 $a'-e'$ представлены фазы дробления капли азота размером 500 м в моменты времени 0, 133, 170, 200 мсек. после прохождения каплей фронта волны с $M = 1,19$. Скорость газа $u = 97$ м/сек, плотность $\rho = 1,65$ кг/м³, числа Вебера и Рейнольдса соответственно $We = 270$, $Re = 3840$. Увеличение динамического напора газа в 2,7 раза резко интенсифицирует процесс дробления. Заметно увеличивается тонкость распыливания жидкости, сокращается время разрушения. Снова испарение криогенной жидкости следует практически сразу за появлением новых порций микрокапель. На наветренной поверхности деформированной капли через 133 мсек. видны волны. Волнообразование — следствие неустойчивости Рэлея — Ламба — Тейлора на ускоряющейся границе раздела фаз. При меньших величинах ускорения, как в первом случае, заметить волны на каплях не удастся. Это дает основание утверждать, что неустойчивость Рэлея — Ламба — Тейлора начинает влиять на процесс распада капель при $We \geq 100$.

Основные временные характеристики процесса дробления криогенной жидкости те же, что и для некриогенной. Время индукции начала процесса срыва тонкого слоя жидкости с капель $\tau_i = d\rho_i^{0,5}(\rho u^2)^{-0,5}$ для капель размером 90—500 м в потоке газа со скоростью 50—150 м/сек.

Процесс деформации капель азота удовлетворительно описывается моделью, предложенной в работе (1) для некриогенных жидкостей. Приблизительно изменение поперечного размера капель со временем описывается простым соотношением $d^* = 1 + t^*$, где $d^* = dd_0^{-1}$, t^* — безразмерное время, $t^* = t\tau_i^{-1}$. Критическая стадия деформации достигается к моменту времени $t^* \approx 1,2-1,5$. Наиболее интенсивное разрушение происходит спустя $t^* = 2-3$ и полностью заканчивается к моменту $t^* \approx 4,5$.

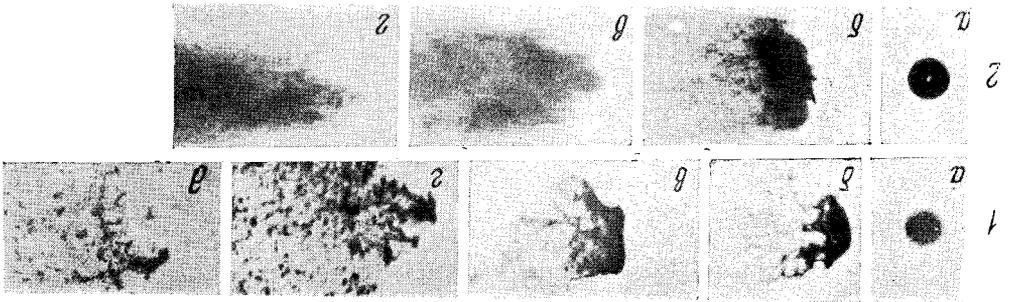


Рис. 2

Снижение величины динамического напора приводит к исчезновению процесса срыва тонкой пленки жидкости. Дробление приобретает характер известного в литературе процесса — дробление типа «парашют». Капля азота в течение времени $0 < t^* < 1,5$ превращается в эллипсоид вращения. В интервале времени $1,5 < t^* < 2,5$ наблюдается выдувание в парашютообразную форму пленки жидкости. В момент $t^* \approx 2,5$ пленка лопается с образованием капель размером $0,1 d_0$. Общая масса этих капель составляет около 20% начальной. Остальная масса сосредоточена в жидком торе, распадающемся к моменту $t^* \approx 3$. Распад и испарение капель азота заканчивается за время $t^* = 4$. Вид кривых деформаций при разрушении со срывом поверхностного слоя при $We \gg We^*$ (кривая 1) и без него (кривая 2) при $We \approx 1,5We^*$ представлен на рис. 3. (Здесь We^* — критическое число Вебера.) В первом случае скорость деформации капель в 1,5–2 раза больше. Обе кривые описываются обобщенной эмпирической формулой

$$d^* = 1 + t^*(1 - We^*We^{-1})^{0,5}.$$

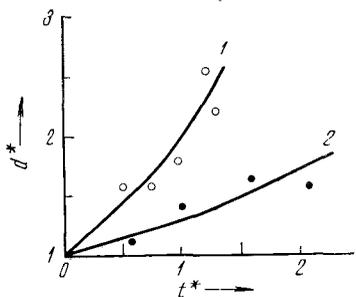


Рис. 3

В опытах установлена величина критического числа Вебера We^* , при котором полностью прекращается дробление криогенной жидкости: $We^* = d_0 \rho u^2 / (2\sigma) = 6-8$. Это значение We^* найдено в интервале чисел Маха $M = 1,06-1,2$ и диаметров капель $40-500 \mu$. Найдены также условия перехода к процессу дробления со срывом поверхностного слоя жидкости. Следуя известным результатам ⁽²⁾, подобное условие установлено в форме $We \cdot Re^{-0,5} \approx 1-1,5$, где $Re = ud_0 / \nu$ — число Рейнольдса, ν — кинематическая вязкость газа.

В ударных волнах с прямоугольным профилем давления вплоть до чисел Вебера, близких к первому критическому $We^* \approx 6-8$, разрушение капель происходило только по типу «парашют». Появление нестационарности течения газа, как в треугольных волнах, сопровождалось изменением характера разрушения капель в диапазоне чисел Вебера $We \leq 1,5We^*$. В ударных волнах с плавным уменьшением скорости газа наблюдалось раздвоение исходных капель. Раздвоение всегда имело место только после достижения капель стадии деформации, при которой $d^* \approx 2$, т. е. спустя $t_1^* \approx (1 - We^*We^{-1})^{-0,5}$.

Момент раздвоения капли происходит через $t \approx t_1^* + \tau_2$, где τ_2 — период собственных колебаний капли $\tau_2 = 2\pi(d^3 \rho_f / 8\sigma)^{0,5}$.

При $We > 1,5We^*$ разрушение капель в треугольных волнах с $\delta t > 5\tau_2$ происходит так же, как и в прямоугольных.

3. Как следует из проделанных опытов, основные закономерности дробления слабо зависят от температуры окружающей среды. Установленные раньше характеристики процесса дробления жидкости при $T/T^* \approx 0,5-0,7$ справедливы и при $T/T^* \approx 2$. Увеличение температуры окружающей среды отражается только на процессе испарения распыленной жидкости.

При температуре окружающей среды $T/T^* > 1$ превращение жидкости в пар определяется в основном динамикой процесса дробления жидкости, так как при $We > We^*$ скорость испарения образующихся частиц намного превосходит скорость разрушения исходных капель. Испарение исходной капли при $We > We^*$ изменяет первоначальную массу незначительно.

Приближение величины давления насыщенного пара p_0 к давлению окружающей среды не отражается на процессе дробления жидкости. Ни в одном из опытов не отмечено изменение времени разрушения из-за

резкого вскипания жидкости при $p_v > p$. Подобная же закономерность отмечена в работах (³, ⁴) при $p_v \gg p$. В частности, в работе (³) показано, что скорость разрушения перегретой жидкости возрастает не более чем в $(p_v p^{-1})^{0,25}$ раз. В реальных условиях, существующих, например, в камерах сгорания тонок или дизелей, температура газа достигает 1500°C , т. е. $T/T^* \approx 3-4$. В то же время соотношение между давлением насыщенных паров и окружающей атмосферы $p_v p^{-1} \ll 1$.

Таким образом, разрушение и испарение капель горючего при сверхкритической температуре окружающей среды происходит во времени t^* так же, как и при атмосферных условиях.

Институт химической физики
Академии наук СССР
Москва

Поступило
13 III 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко, Мех. жидкостей и газа, № 3, 82 (1971). ² R. A. Dickerson, T. A. Coultas, AIAA-paper, N-611 (1966). ³ R. E. Reichenbach, K. P. Horn, AIAA J., 9, № 3, 469 (1971). ⁴ P. Gooderum, D. Bushnell, J. Spacecraft and Rockets, 7, № 8, 1014 (1970).