

## ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА

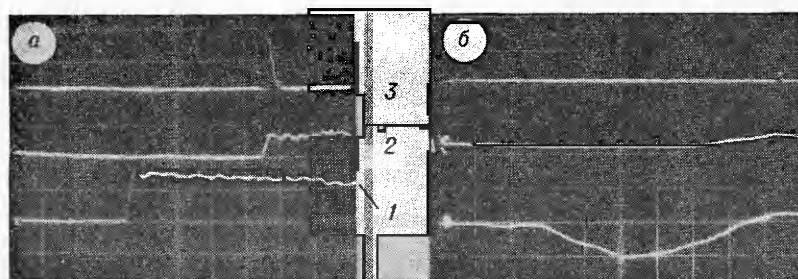
Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Козарко, Б. И. Паламарчук

(Москва)

В большинстве энергетических установок превращение жидкого топлива в продукты сгорания совершается при высоком давлении и большой скорости движения газа. Естественно, что при выборе схемы рабочего процесса следует принимать во внимание возможные изменения характеристик процесса распыливания жидкого топлива, связанные с повышением плотности газа. Особый интерес представляет влияние возмущений давления и скорости на поведение жидких капель в газовом потоке большой плотности. Число работ, где подобные вопросы анализируются, весьма ограничено, так как подавляющее число опытов сделано при атмосферном давлении [1—7]. Лишь в работах [8, 9] приводятся качественные соображения о влиянии возмущений давления на разрушение капель при давлении газа до 30 атм. По представленным в работах [8, 9] сведениям трудно судить об изменении критических условий и временных параметров процесса разрушения капель с ростом начального давления (плотности) газа.

### 1. Экспериментальная установка и основные результаты

Для установления характеристик процесса дробления при высоком начальном давлении использована ударная труба. Начальное давление азота в трубе составляло 1 ÷ 50 атм. Размер капель керосина изменялся в интервале 0,1 ÷ 1 мм. На фиг. 1 представлены записи давления в ударной волне и в волне сжатия, полученные с помощью датчика с собственной



Фиг. 1

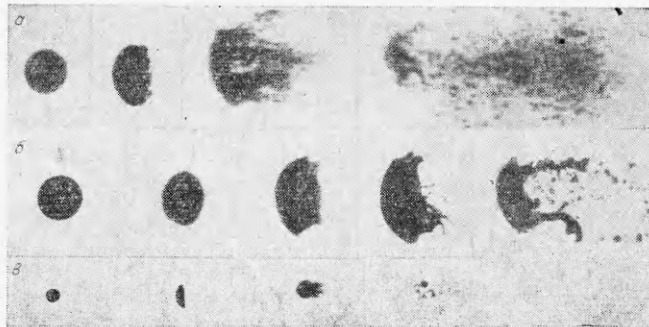
частотой 30 кГц. На лучах 1, 2 осциллографа записаны показания датчиков, удаленных друг от друга на расстояние 345 мм. Масштаб времени (вдоль горизонтали) 250 мкс/деление шкалы. На луч 3 осциллографа подается выходной сигнал фотоэлемента, фиксирующего момент вспышки импульсной лампы строботрона. Масштаб давления на осциллограммах фиг. 1, а на лучах 1, 2 — 1,1 атм, а на фиг. 1, б — 0,52 и 0,83 атм/деление вертикальной шкалы.

Одна из задач исследований состояла в нахождении условий начала разрушения капель в газовом потоке большой плотности. Как и при давлении  $p_0=1$  атм, критические условия разрушения описываются величиной числа Вебера, рассчитанной по соотношению  $W=\rho(w-u)^2d_0(2\psi)^{-1}$ , где  $\rho$  — плотность невозмущенного газа;  $w$  — скорость газа;  $u$  — скорость капель;  $d_0$  — начальный размер капель;  $\psi$  — поверхностное натяжение

жидкости. Критическое число Вебера находилось по наибольшему размеру капель, сохраняющих свою целостность в потоке газа за волной с профилем давления, как на фиг. 1, а. Величина числа Вебера вычислялась по параметрам газа на ударном фронте. Точность определения критического числа Вебера составляла 40%.

Как показали опыты, величина критического числа Вебера, характеризующего появление дробления капель в пределах указанной точности, не зависит от давления в интервале  $1 \div 50$  атм. Критическое число Вебера близко к  $W^* \approx 5$ . При повышенном давлении в стационарном газовом потоке не обнаружено разрушения капель типа «парашют». Уже при небольшом сверхкритическом числе Вебера  $W \approx 1,2W^*$  разрушение капель носит хаотический характер. При атмосферном давлении дробление типа «парашют» замечено в интервале чисел Вебера до  $2W^*$  [2]. При хаотическом разрушении с капли случайным образом отрываются отдельные частицы.

Представленная на фиг. 2, а кинограмма отвечает дроблению с упорядоченным срывом поверхностного слоя жидкости. Диаметр капли 900 мк,



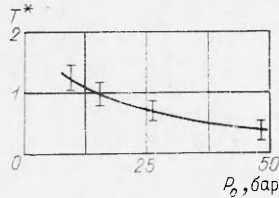
Фиг. 2

начальное давление газа 30 атм. Скорость  $u$  газа за волной с интенсивностью  $\delta p p_0^{-1} = 0,4$  равна 20 м/с. Здесь  $\delta p$  — перепад давления на ударном фронте. Числа Вебера и Рейнольдса соответственно равны 283 и 38 500. Число Рейнольдса найдено по соотношению  $Re = \rho(w - u)d_0\mu^{-1}$ , где  $\mu$  — вязкость газа. Фотографии сделаны в моменты времени 0; 0,84; 346 и 688 мкс после встречи волны с каплей. Качественно картина разрушения капли не изменяется по сравнению с тем, что наблюдалось при  $p_0 = 1$  атм. В течение определенного интервала времени капля лишь деформируется в потоке газа. Разрушение наступает при деформации капли  $d^* = dd_0^{-1} \approx 2 \div 3$  ( $d$  — текущее значение поперечного размера капли). Срыв поверхностного слоя жидкости замечен при числах Вебера  $W \geq A(p_0)Re^{0,5}$ . Значение коэффициента  $A(p_0)$  при  $p_0 = 1$  атм около 0,8, а при  $p_0 = 5$  атм — 0,3.

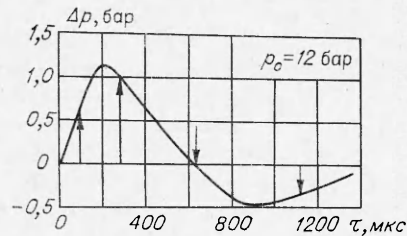
С ростом давления газа время полного разрушения капель уменьшается, но, как и при атмосферном давлении, близко к величине  $t_b \approx 5d_0(w - u)^{-1}(\rho_f \rho^{-1})^{0,5}$  ( $\rho_f$  — плотность жидкости). Величина же времени индукции снижается (фиг. 3). По оси ординат отложено отношение времени индукции  $\tau_i$  к величине  $t = d_0(w - u)^{-1}(\rho_f \rho^{-1})^{0,5}$ , т. е.  $T^* = \tau_i t^{-1}$ . Времени индукции на кинограмме отвечает момент съемки капли 84 мкс, а времени полного разрушения — момент съемки 688 мкс.

Рассмотрим картину разрушения той же капли ( $d_0 = 0,9$  мм) в волне сжатия (см. фиг. 2, б). Начальное давление газа  $p_0 = 12$  атм. Числа Вебера

и Рейнольдса  $W=159$ ,  $Re=17\,000$  соответствуют моменту наибольшего давления в волне сжатия. Характер изменения давления со временем показан на фиг. 4. Скорость газа в пучности давления составляет 25 м/с. Моменты съемки (первый снимок — капля перед волной) отмечены на кривой давление — время стрелками. Происходит (хотя и неполное)



Фиг. 3



Фиг. 4

разрушение со срывом пограничного слоя жидкости, что при  $p_0=1$  атм не наблюдается.

Рассмотрим состояние капли размером 0,2 мм в той же волне сжатия (см. фиг. 2, *в*). Из серии фотографий, выполненных через времена 0; 120; 190; 250 мкс, видно, что капля полностью разрушается в фазе сжатия. Введем параметр безразмерного времени пребывания капли в волне сжатия  $\Delta t^* = \Delta t t^{-1}$ . Величина времени  $t$  пребывания капли в волне сжатия соответствует наибольшему значению плотности и скорости газа ( $\Delta t$  — продолжительность положительной фазы сжатия). Безразмерное время дробления рассчитывается по соотношению  $\tau^* = \tau t^{-1}$ . Разрушение капель в волне сжатия начиналось в момент времени  $\tau^* \approx 2$  и заканчивалось в момент времени  $\tau^* \approx 6 \div 7$ . Время пребывания капли диаметром 0,9 мм в волне сжатия близко ко времени начала разрушения капли, а время пребывания капли диаметром 0,2 мм — ко времени полного разрушения. Срыв поверхностного слоя жидкости с каплей наблюдался лишь в тех случаях, когда  $W_1 > Re_1^{0.5}$ . Здесь числа Рейнольдса  $Re_1$  и Вебера  $W_1$  рассчитаны по максимальным значениям скорости и плотности газа в волне сжатия. Если число Вебера составляло  $W_1 \approx 10 \div 25$ , то исходная капля распадалась на несколько равных частей в фазе разрежения за волной сжатия.

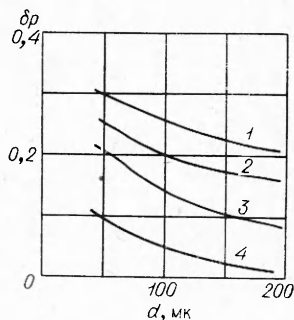
## 2. Обсуждение результатов экспериментов

Процесс разрушения капель при высоком начальном давлении газа имеет ряд особенностей. В газовом потоке большой плотности отчетливо различаются лишь две разновидности процесса дробления: хаотическое разрушение и разрушение со срывом поверхностного слоя жидкости. Разновидность разрушения типа «парашют» не наблюдалась, хотя такое явление возможно в узкой области чисел Вебера вблизи критического значения  $W^*=5$ . Отмечено уменьшение с ростом давления времени начала разрушения капель и расширение области параметров, в которой капли дробятся со срывом поверхностного слоя жидкости. Дробление со срывом поверхностного слоя в плотном газовом потоке происходит даже в волнах сжатия.

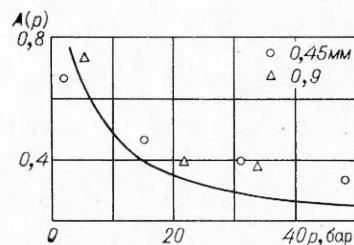
На фиг. 5 построены зависимости величин возмущений, необходимых для разрушения капель при  $p_0=1$  атм (кривые 1, 3) и 10 атм (кривые 2, 4). Кривые 3, 4 построены по зависимости  $W^*=5$ , а 1, 2 — по соотно-

шению  $W = A(p) \text{Re}^{0,5}$ . При десятикратном увеличении давления (плотности) газа интенсивность критических возмущений  $\delta p = \Delta p p_0^{-1}$  убывает почти в три раза.

Наблюдаемые изменения процесса дробления объясняются влиянием давления и плотности газа на характер обтекания капель газовым потоком. Известно [3-11], что разрушение капель происходит под воздействием ряда одновременно протекающих процессов (деформация капли, вихревое движение газа за каплей, образование на наветренной стороне капли пограничного слоя жидкости, движение жидкости внутри капли, возбуждение неустойчивости Релея — Ламба — Тейлора на границе раздела газ — жидкость). Все перечисленные процессы обладают характерными временными и масштабными параметрами, по которым можно судить о возможности появления того или иного процесса в конкретных условиях. Схематически дробление капли представляется следующим образом. В течение короткого времени вслед за попаданием капли в зону за ударной волной на поверхности капли устанавливается некоторое распределение давления. Время установления поля давления приблизительно составляет  $\tau_1 \approx d_0 u^{-1}$ , т. е. при  $d_0 \approx 10^{-3}$  м и  $u \approx 10^2$  м/с  $\tau_1 = 10^{-5}$  с. Под действием сил давления капля сплющивается в эллипсоид вращения. При сплющива-



Фиг. 5



Фиг. 6

нии капли зона отрыва газового потока смещается к ее экватору, а вся подветренная поверхность подвержена влиянию газовых вихрей. Жидкость на поверхности капли испытывает действие сил трения газа и движется от центра капли к краям. На поверхности жидкости образуется пограничный слой. Толщина пограничного слоя растет от  $\delta = 0$  в точке торможения до  $\delta = \delta_{\max}$  на экваторе капли, где часть жидкости уносится газом.

На поверхности от  $\delta = 0$  до  $\delta = \delta_{\max}$  величина  $A p / dx < 0$  ( $x$  — расстояние вдоль наветренной поверхности). За экватором капли величина  $dp/dx > 0$  и рост толщины пограничного слоя прекращается. Вихревое течение газа за каплей может затормозить и движение жидкости в ней, не исключено возбуждение вихревого течения жидкости внутри капли. Ускорение капли приводит к появлению волн на поверхности жидкости. Амплитуда волн растет, и капля делится на несколько мелких кусков. Завершается дробление разрушением вторичных капель в потоке газа.

Лучше других исследованы явления деформации капель, развития пограничного слоя и неустойчивость ускоряющейся границы раздела фаз. Охарактеризуем степень деформации капли величиной  $d^* = dd_0^{-1}$ , пограничный слой жидкости — предельной толщиной на экваторе капли  $\delta^* = 2\delta_{\max} d_0^{-1}$ , неустойчивость поверхности — длиной волны  $\lambda^* = \lambda d_0^{-1}$ . Здесь  $d$  — текущий поперечный размер капли;  $\delta_{\max}$  — толщина погра-

ничного слоя, определяемая соотношением [5]:

$$\delta_{\max} = 3,44d_0 (\text{Re } \mu_f \mu^{-1})^{0,5} (\rho \rho_f^{-1})^{0,5};$$

$\lambda$  — длина волны, равная  $\lambda = 4,1d_0 W^{0,5} (1 - \rho \rho_f^{-1})^{0,5}$ . Рассмотрим тождество  $W = 0,5 \text{Re}^2 L^{-1} \rho \rho_f^{-1} (\mu_f \mu^{-1})^{0,5}$  ( $L = d_0 \rho_f \sigma \mu_f^{-2}$  — число Лапласа). Пусть при всех прочих неизменных параметрах капля обтекается потоком газа при давлении  $p_0$  и  $p_1$ , так что  $W(p_0) = W(p_1)$ . Тогда числа Рейнольдса газового потока отличаются в  $\rho(p_1)^{0,5} [\rho(p_0)]^{-0,5}$  раз. Это значит, что при одном и том же числе Вебера режим обтекания капли газом существенно различен. С ростом числа Рейнольдса интенсивность вихреобразования увеличивается, что отражается на распределении давления вокруг капли. При небольших сверхкритических числах Вебера срыв вихрей приобретает хаотический характер и способствует раннему появлению хаотического разрушения капель.

В общем случае время разрушения складывается из времени срыва пограничного слоя с каплей  $\tau_i$  и времени пробивания капли волнами неустойчивости  $\Delta t_i$ . С ростом плотности газа затрудняется развитие неустойчивости Релея — Ламба — Тейлора. Растет предельное число Вебера, начиная с которого неустойчивость невозможна. Так, при давлении  $p_1 > p_0$  предельное число Вебера увеличивается в  $(\rho_f - \rho_0)(\rho_f - \rho_1)^{-1}$  раз. В рассматриваемом случае возрастание числа Вебера возможно в 1,1 раза. С плотностью газа возрастает длина неустойчивых волн на поверхности жидкости, а вместе с ней и время, необходимое для достижения одного и того же значения амплитуды волн. Тогда с ростом давления газа время пробивания капли волнами неустойчивости должно возрастать.

Увеличение начального давления газа способствует возрастанию сил трения на поверхности раздела газ — жидкость. Если  $\rho_1$  и  $\rho$  — плотность газа при давлении  $p_1 > p_0$ , то сила трения при давлении  $p_1$  в  $(\rho_1 \rho_0^{-1})^{0,25}$  раз выше. Увеличение силы трения ведет к снижению толщины пограничного слоя жидкости и уменьшению времени его формирования. Возрастание сил трения делает возможным срыв пограничного слоя жидкости уже в слабых ударных волнах и в волнах сжатия. Согласно Майеру [10], сила трения может быть оценена величиной  $0,5\beta(u - w)^2 \Delta f$ , где  $\beta$  — коэффициент ветрового сопротивления ( $\beta \approx 0,2$ ). Приравняв силу трения силе поверхностного натяжения, удерживающей пограничный слой на капле  $\psi \delta^{-1} \Delta f$ , получаем условие срыва в виде

$$W \geq 1,5 (\rho_f \rho^{-1})^{0,25} (\mu \mu_f^{-1})^{0,5} \text{Re}^{0,5}.$$

Следовательно, величина коэффициента пропорциональности в соотношении  $W \geq A(p) \text{Re}^{0,5}$  определяется выражением

$$A(p) = 1,5 (\rho_f \rho^{-1})^{0,25} (\mu \mu_f^{-1})^{0,5}.$$

На фиг. 6 приведено сравнение расчетных и экспериментальных значений  $A(p)$ .

Таким образом, качественно картина разрушения капель при повышенном давлении до 50 атм остается той же самой, что и при 1 атм. Наблюдаемые изменения количественных параметров связаны с увеличением сил трения на границе раздела фаз. Увеличение силы трения способствует ускоренному вовлечению жидкости в движение и укорачивает период времени, необходимый для срыва жидкости с капли.

Поступила 2 IX 1974

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Вольнский М. С., Лунатов А. С.* Деформация и дробление капель в потоке газа. — «Инж.-физ. журн.», 1970, т. 5, № 5, с. 838—843.
2. *Hanson A., Domich E., Adams H.* Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts. — «Phys. Fluids», 1963, vol. 6, N 8, p. 1070—1080.
3. *Engel O.* Fragmentation of water drops in the zone behind an air shock. — «J. Res. of NBS», 1958, vol. 60, N 3, p. 243—280.
4. *Бузуков А. А.* Разрушение капель и струй жидкости ударной волной. — ПМТФ, 1963, № 2.
5. *Ranger A. A., Nicholls J. A.* Water drops breakup in high speed airstreams. Washington, 1970 (NASA-CR-112406).
6. *Rabin E., Schallenmuller A. R., Lawhead R. B.* Displacement and Shattering of propellant droplets. AFOSR TR 60-75, 1960.
7. *Гельфант Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Борисов А. А.* Динамика разрушения капель жидкости в газовом потоке. — «Докл. АН СССР», 1971, т. 198, № 1, с. 71—73.
8. *Hinze J. O.* Forced deformation of viscous liquid globules. — «Appl. Sci. Res. A. J.» 1949, p. 249.
9. *Clark B. J.* Breakup of liquid jet in transverse flow of gas. Washington, 1964 (NASA TN D-2424).
10. *Mayer E.* Theory of liquid atomization in high velocity gas streams. — «ARS Journal», 1961, vol. 31, N 12, p. 1783—1785.
11. *Салманов Г. А.* Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, «Высшая школа», 1972.

УДК 534.833.53:621.039.522.042.46

ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЗВУКОВЫХ ВОЛН  
НА МАЛЕНЬКИХ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКАХ

А. Н. Сизов

(Москва)

Для гомогенных растворных импульсных реакторов одним из основных факторов, влияющих на их динамику, является образование газовых пузырьков на треках осколков деления [1, 2]. Как показано в [2], поведение реактора сильно зависит от размеров ( $10^{-5}$  см) и скорости роста этих пузырьков, поэтому важное значение приобретает вопрос об их исследовании. Одним из возможных способов исследования является акустический метод.

Изучению поведения газовых пузырьков в поле звуковой волны посвящено большое количество работ, достаточно полный обзор которых приведен в [3, 4]. В данной статье в приближении звукового поля малой амплитуды рассматривается диссипация энергии звуковой волны на газовом пузырьке с одновременным учетом действия сил инерции, вязкости, поверхностного натяжения, а также передачи тепла и диффузии газа через поверхность пузырька.

Как и в большинстве указанных работ, рассматриваются такие звуковые волны, длина которых значительно больше размеров пузырька  $\lambda \gg R$  (т. е. на протяжении размеров пузырька плотность и давление можно считать постоянными), причем будем считать, что изменение давления в газе пузырька практически немедленно следует за изменением давления на стенке пузырька. Последнее соответствует случаю, когда скорость движения границы пузырька меньше скорости звука в этом газе.