

2 — $A = 0.1$, что соответствует облегчению поршня, 3 — $R = 0.3$, в четвертом варианте профиль сопла задавался формулой

$$r_* = \exp(-kx_*), \quad k = \text{const} \quad (r = Rr_*) \quad (2.3)$$

Как видно, изменение профиля сопла существенно сказывается на процессах втекания и истечения. Фиг. 5 показывает, что изменение давления на поршень носит одинаковый характер для всех вариантов; вначале давление резко возрастает, затем резко падает, что обусловлено торможением поршня и изменением направлений его движения.

Для тяжелого и легкого поршней (варианты 1 и 2) максимальные скорости истечения близки по величине, но достигаются при максимальных значениях давлений, различающихся почти в два раза. В то же время увеличение выходного сечения (варианты 3 и 2) приводит к уменьшению значения скорости истечения и увеличению максимального давления. Во всех этих вариантах давление меньше, чем требуется для истечения с такой же скоростью при стационарном режиме. Так, стационарное истечение с максимальной скоростью ~ 1800 м/сек (вариант 2) требует давления при полном расширении ~ 19 кбар, истечение из сужающегося сопла 22 кбар [5]; это более чем в два раза превышает полученное значение 10 кбар. В этом состоит основное преимущество получения ультраструй с помощью гидропушки по сравнению с импульсным водометом, процесс выстрела которого с большой степенью точности можно считать квазистационарным.

Поступила 6 IX 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьев М. А., Антонов Э. А., Войцеховский Б. В. Вопросы теории и практики импульсных водяных струй. Новосибирск, Изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1961.
2. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
3. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике», М., «Мир», 1967.
4. Жуков А. И. Применение метода характеристик к численному решению одномерных задач газовой динамики. Тр. Матем. ин-та им. Стеклова, 1960, т. 58.
5. Повх И. Л., Атанов Г. А. Влияние сжимаемости на течение воды и других жидкостей. В сб. «Гидромеханика», вып. 15, Киев, «Наукова думка», 1969.

УДК 532.529

О ДИСПЕРСНОСТИ РАСПЫЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ

В. Б. ЛЕМБЕРСКИЙ, М. Б. ФЕРБЕР

(Дзержинск)

В настоящее время распределения капель по размерам рассчитываются по эмпирическим или полумпирическим формулам [1-4].

В данной работе для описания дисперсного состава образовавшихся капель использована теория распада струй. В частном случае прямоструйной форсунки найдены количественные распределения и средние диаметры капель распыленной жидкости в зависимости от диаметра выходного отверстия форсунки и физических свойств жидкости. Полученные формулы хорошо совпадают с опытными данными [3-7].

1. Известно, что распад струи на капли характеризуется развитием волн на поверхности струи

$$r = a + qe^{ikx} \quad (1.1)$$

Здесь r — радиус возмущенной струи, a — радиус невозмущенной струи, $q = be^{at}$ — амплитуда возмущения, α — инкремент возмущения, t — время, k — волно-

вое число, $i = \sqrt{-1}$, x — осевая координата, константа b характеризует величину начальных возмущений.

Момент начала распада струи на капли определяется условием

$$q = a \quad (1.2)$$

Из соотношений (1.1) и (1.2) следует, что время распада определяется следующим образом:

$$t_0 = \frac{1}{a} \ln \frac{a}{b} \quad (1.3)$$

2. По определению, плотность вероятности P_e образования капли диаметра S_e имеет вид

$$P_e = \frac{n(S_e)}{\sum_e n(S_e) \Delta S_e} \quad (2.1)$$

Здесь $n(S_e)$ — число капель в интервале диаметров $S_e \pm \Delta S_e / 2$.

За достаточно большой промежуток времени $T \gg t_0$ число капель $n(S_e)$ равно

$$n(S_e) = T / t_0(S_e) \quad (2.2)$$

Подставляя выражения (1.3) и (2.2) в формулу (2.1), в пределе получим

$$P = \alpha \left(\int_{S_1}^{S_2} \alpha dS \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Здесь S_1 и S_2 — минимальный и максимальный возможные диаметры капель.

3. При распыливании жидкости прямоструйной форсункой инкремент α имеет вид [3]

$$\alpha = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_1 a^3}} [ka \sqrt{Mk^2 a^2 - ka + W} - k^2 a^2 \sqrt{M}] \quad (3.1)$$

$$ka > 3.0 \quad \left(W = \frac{u^2 \rho_2 a}{\sigma}, M = \frac{\mu_1^2}{\rho_1 \sigma a} \right) \quad (3.2)$$

Здесь W — число Вебера, u — скорость истечения жидкости, ρ_2 — плотность окружающей среды, σ — коэффициент поверхностного натяжения; ρ_1 — плотность жидкости, μ_1 — коэффициент динамической вязкости жидкости.

Для малых скоростей истечения безразмерное волновое число ka зависит от диаметра S следующим образом:

$$ka = \frac{3\pi}{2} \left(\frac{d}{S} \right)^3 \quad (3.3)$$

При больших скоростях истечения, характерных для режима распыливания, большое влияние на распад струи оказывают конечные возмущения. На дисперсность распыленной жидкости влияет также и вторичный распад. Поэтому в формулу (3.3) следует ввести эмпирический коэффициент B , учитывающий эти явления

$$ka = B(d/S)^3 \quad (3.4)$$

4. Используя неравенство (3.2), из соотношения (3.4) получим следующее выражение для максимального диаметра:

$$S_2 = d(B/3)^{1/3} \quad (4.1)$$

Так как при $\alpha < 0$ рост волны невозможен, то из условия $\alpha = 0$ можно найти минимальный диаметр

$$S_1 = d(B/W)^{1/3} \quad (4.2)$$

5. Подставляя в формулу (2.3) выражение (3.1) с учетом зависимостей (3.4), (4.1) и (4.2), получим

$$P = m' \int_{s_1}^{s_2} m dS'^{-1} \quad (5.1)$$

Здесь

$$m = B \left(\frac{d}{S} \right)^3 \left[\sqrt{MB^2 \left(\frac{d}{S} \right)^6 - B \left(\frac{d}{S} \right)^3 + W} - B \left(\frac{d}{S} \right)^3 \sqrt{M} \right] \int_{s_1}^{s_2} \delta(s - \xi) d\xi$$

Интеграл в знаменателе выражения (5.1) неберущийся и его следует находить численным методом.

Формула (5.1) сравнивалась с экспериментальными данными работ [3-5]. В качестве примера на фиг. 1 приведены гистограммы, построенные на основании опытных данных А. С. Лышевского [4] (фиг. 1, а) и Ли [5] (фиг. 1, б). Сплошная кривая — расчет по формуле (5.1). Гистограмма на фиг. 1, а получена при $d = 250$ мкм, $u = 138$ м/сек, $B = 0.455$, гистограмма на фиг. 1, б — при $d = 508$ мкм, $u = 150$ м/сек, $B = 0.0157$.

Расчетные кривые хорошо описывают опытные данные.

6. При достаточно больших значениях диаметра капли

$$m = B \left(\frac{d}{S} \right)^3 \sqrt{W} \int_{s_1}^{s_2} \delta(S - \xi) d\xi \quad (6.1)$$

Подставляя выражение (6.1) в формулу (5.1) получим

$$P = \frac{2B^{2/3} d^2}{S^3 W^{2/3}} \int_{s_1}^{s_2} \delta(S - \xi) d\xi \quad (6.2)$$

Зависимость (6.2) имеет гиперболический характер. Она описывает только правую (спадающую) часть кривой распределения и несправедлива для малых значений диаметра S . Однако поскольку кривые распределения числа капель по размерам асимметричны и площадь

под левой (восходящей) частью кривой мала по сравнению с общей площадью, выражение (6.2) может быть использовано для приближенного вычисления средних значений диаметра капли.

Определим при помощи формулы (6.2) средний диаметр Заутера D_1

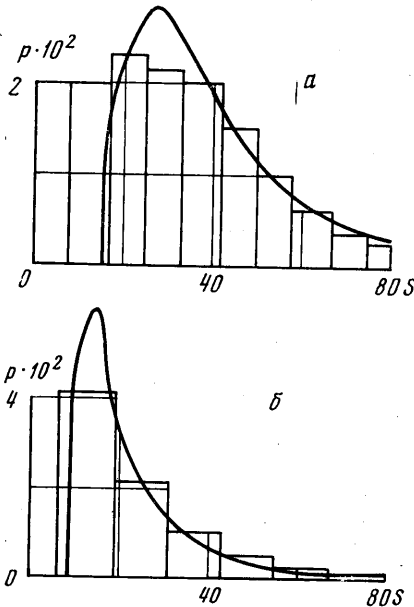
$$D_1 / d = 0.9B^{1/3} (\lg W / 3) \quad (6.3)$$

На фиг. 2 приведены зависимости заутеровского диаметра от числа Вебера, которые сравниваются с опытными данными работ [3, 7]. Сплошные линии — расчет по формуле (6.3), черные кружки — эксперимент при $B = 1.2$ [3], белые кружки — эксперимент при $B = 0.45$ [7].

Для диаметра Проберта D_2 получено следующее выражение:

$$D_2 / d = 0.83B^{1/3} W^{-1/6} \quad (6.4)$$

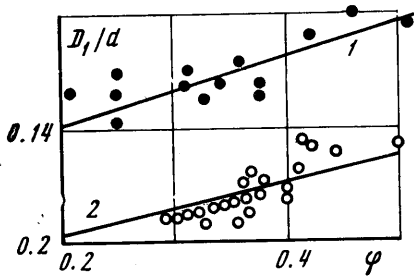
которое сравнивалось с опытными данными. На фиг. 3 сплошная линия — расчет по формуле (6.4), белые кружки — эксперимент при $B = 0.38$ [3].



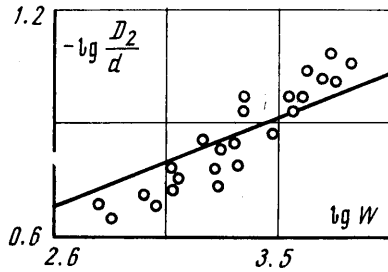
Фиг. 1

Если при усреднении сохранять неизменной поверхность всех капель, то средний диаметр вычисляется по формуле

$$D_0 = \sqrt{\int_{s_1}^{s_2} P(S) S^2 dS} \quad (6.5)$$



Фиг. 2



Фиг. 3

Подставляя выражение (6.2) в зависимость (6.5), получим

$$\frac{D_0}{d} = B^{1/3} \sqrt{\frac{1.54 \lg W/3}{W^{2/3}}} \quad (6.6)$$

Формула (6.6) сопоставлена с опытными данными работы [6] на фиг. 4 при $B = 0.0086$.

При расчетах средних диаметров (Заутера, Проберта и D_0) использовались различные методы осреднения. Поэтому влияние отброшенных при выводе формулы (6.1) членов сказывается по-разному, и эмпирический коэффициент для каждого среднего диаметра приходится подбирать в отдельности.

В работах [3, 4] предполагалось, что средние диаметры зависят от критериев W и M так же, как и наиболее быстро растущий диаметр. Такой подход приводил к тому, что метод осреднения не влияет на общий вид функции $D(W, M)$, причем различные виды средних диаметров отличаются только постоянным множителем. Как следует из формул (6.3), (6.4) и (6.6), метод осреднения существенно влияет на вид зависимости средних диаметров от критериев W и M .

В заключение заметим, что эмпирический коэффициент при обработке [5, 6] получается существенно меньшим, чем для экспериментальных данных других авторов [3, 4, 7]. Это связано с тем, что в работе [5] истечение из сопла нестационарно, а в работе [6] при истечении из форсунки создавались внутренние вихреобразования.

Поступила 10 VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Ягодкин В. И. Распыливание жидкости. М., «Машиностроение», 1967.
2. Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И. Распыливание жидкости форсунками. М., Госэнергоиздат, 1962.
3. Лышевский А. С. Закономерности дробления жидкости механическими форсунками давления. Новочеркасск, Изд. НИИ, 1961.
4. Лышевский А. С. Процессы распыливания топлива дизельными форсунками. М., Машгиз, 1963.

5. Ли Д. У. Влияние конструкции сопла и условий работы на распыливание и распределение топливных струй. Сб. «Двигатели внутреннего сгорания», т. 1, М., ОНТИ, 1963.
6. По б я р ж и н П. И. Исследование влияния внутреннего вихреобразования на качество распыливания и факел распыленного топлива. Тр. МВТУ, 1958, № 76.
7. Ли Д., С п е н с е р Р. Исследование топливных струй по микрофотографиям. Сб. «Двигатели внутреннего сгорания», т. 1, М., ОНТИ, 1936.

УДК 532.582.31

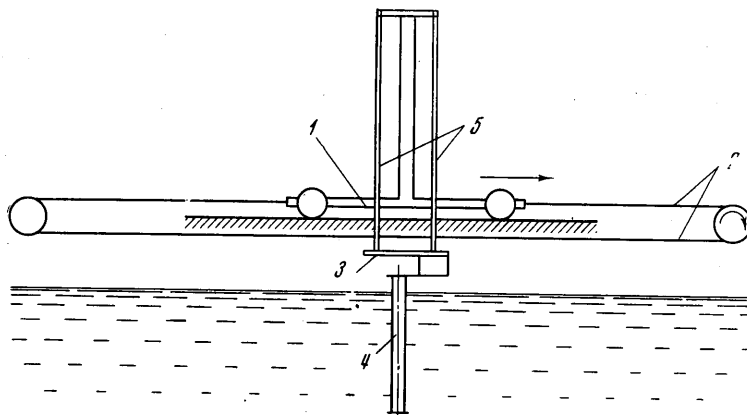
АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЦИЛИНДРА, БУКСИРУЕМОГО В СЛАБОМ ВОДНОМ РАСТВОРЕ ПОЛИМЕРА

Ю. Ф. ИВАНЮТА, Ю. Н. КАРПЕЕВ, В. К. КОРОВИЧЕВ

(Ленинград)

Исследуется влияние полимерных добавок на характеристики нестационарного колебательного движения буксируемого цилиндра, имеющего возможность совершать поперечные перемещения под действием силы, обусловленной асимметрией периодического отрыва пограничного слоя. Число Рейнольдса составляло $3 \cdot 10^3 - 10^4$.

Влияние частиц полимеров в потоке воды на гидродинамическое сопротивление и другие характеристики обтекания неподвижного цилиндра экспериментально исследо-



Фиг. 1

довалось в [1-3]. Было показано, что в докритической области обтекания это влияние может проявляться в снижении сопротивления, уменьшении размеров зоны отрыва потока за цилиндром, а также уменьшении интенсивности и частоты кармановских вихрей в следе.

Схема установки, на которой производились исследования, показана на фиг. 1. Основными ее элементами являются: бассейн длиной 6 м и шириной 2 м, вмещающий 14 м^3 воды или раствора, буксировочная тележка, приводимая в движение с помощью тросовой системы 2 со скоростями до 30 см/сек , подвижная платформа 3, к которой крепится испытуемый цилиндр 4 диаметром $d = 4 \text{ см}$, погруженный вертикально в жидкость. Длина погруженной части цилиндра равна 37 см . Подвижная платформа связана с буксировочной тележкой четырьмя упругими элементами 5, позволяющими платформе и прикрепленному к ней цилиндру совершать поперечные перемещения по отношению к направлению буксировки.

Цилиндр буксировался в воде и слабом водном растворе полимера. При этом регистрировались скорость буксировки v , сопротивление R и поперечные перемещения цилиндра.