

Отсюда получаем, что чем меньше  $\sigma$ , тем  $\beta$  ближе к  $\pi$ . Значение  $\beta$  естественно принять, как это следует из (2.12), за сдвиг фаз между волнообразной поверхностью раздела  $h = 1 + \alpha \sin kz$  и модулем градиента температуры на этой поверхности. Как показано, сдвиг фаз больше  $1/2\pi$  и приближается к  $\pi$  с уменьшением  $\sigma$ . Следовательно, градиент температуры больше во впадинах поверхности раздела и меньше на гребнях, и с увеличением  $\sigma$  это расхождение уменьшается.

В работе по существу рассматривался случай течения жидкости и газа вертикально вниз в одном направлении. Но, очевидно, все рассуждения о теплообмене будут справедливы и тогда, когда жидкость и газ текут вниз по наклонной плоскости, одновременно движутся вверх, или движутся в разных направлениях, лишь бы существовал регулярно-волновой режим течения пленки жидкости.

В заключение отметим, что подобным способом можно изучить теплообмен в тонком слое жидкости при регулярно-волновом режиме течения с учетом энергии диссипации, теплообмен при других граничных условиях, а также задачи массообмена.

Поступило 23 VI 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 1.
2. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика, Изд. 2. М., Физматгиз, 1959.
3. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Ruckenstein E., Berbente C. Mass transfer in wave flow. Chem. Engng. Sci., 1965, vol. 20, No. 9.
5. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я., Малюсов В. А., Жаворонков Н. М. О массообмене в пленке жидкости при волнообразовании. Теор. основы хим. технолог., 1967, т. 1, № 1.
6. Слезкин Н. А., Тарг С. М. Обобщение уравнения Рейнольдса. Докл. АН СССР, 1946, № 54.
7. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., Гостехиздат, 1955.
8. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа, Изд. 2. М., Физматгиз, 1959.
9. Капица П. Л. Теплопроводность и диффузия в жидкой среде при периодическом течении. ЖЭТФ, 1951, т. 21, вып. 9.

### ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ РАЗБРЫЗГИВАЕМОЙ ВОДЫ НА КИНЕТИКУ РАСПАДА СТРУИ

В. Ю. НЕЗГАДА

(Каунас)

Исследуется влияние температуры разбрызгиваемой жидкости, а также некоторых конструктивных факторов форсунки на распад жидкой струи.

Описываются основные факторы, влияющие на распад струи при разбрызгивании жидкости форсунками. Анализируется изменение числа Рейнольдса в зависимости от диаметра форсунки при истечении жидкости из отверстий при различной ее начальной температуре, описывается принцип действия экспериментальной установки.

Также анализируется время распада струи, даются зависимости времени распада струи от начальной температуры разбрызгиваемой воды  $T = T(t)$  при различном диаметре форсунки. Описывается и дается зависимость длины сплошной части струи от диаметра форсунки (при разбрызгивании горячей и перегретой воды). Анализируются зависимости изменения длины сплошной части струи от диаметра форсунки при различной начальной температуре разбрызгиваемой воды в диапазоне низких давлений (1—5 атм), даются зависимости длины сплошной части струи, а также разницы температуры струи у выхода из форсунки и на расстоянии (в точке) ее начального распада в зависимости от начальной температуры разбрызгиваемой жидкости (температуры перед форсункой).

Установлено, что при повышении температуры разбрызгиваемой воды длина сплошной части струи во всех случаях уменьшается. Однако максимальное ее значение при разбрызгивании холодной и горячей воды (15—100°С) достигается при диаметре форсунки 1.5—1.7 мм. При разбрызгивании перегретой воды ( $t > 100^\circ\text{C}$ ), максимальное значение сплошной части струи достигается при диаметре форсунки 0.8—1.2 мм. Подобрана формула для математического выражения  $l = l(d)$  при различной температуре разбрызгиваемой воды.

Распад жидкой струи при разбрызгивании обычно изучается в зависимости от начального давления распыляемой жидкости. Вопрос распада струи в зависимости от начальной температуры распыляемой жидкости пока мало изучен [1-4].

При повышении начальной температуры разбрызгиваемой жидкости вследствие более интенсивного испарения, а также уменьшения сил поверхностного натяжения изменения характера пульсации струи и потенциала скорости, распад происходит более интенсивно и намного быстрее. Изменение температуры разбрызгиваемой жидкости тесно связано с изменением ее кинематической вязкости, что также обуславливает ее степень турбулентности в процессе распыления. Поэтому характер и скорость распада тесно связаны с изменением критерия Рейнольдса

$$R = \frac{wd}{\nu} \quad (1)$$

Здесь  $w$  — скорость истечения из форсунки,  $d$  — диаметр форсунки (отверстие),  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости.

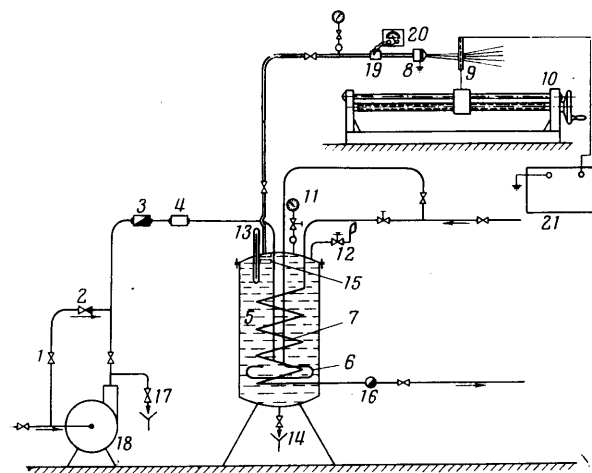
От интенсивности распада струи и формы образовавшегося факела при разбрызгивании жидкостей форсунками в большей части зависит дисперсность распыления (средний диаметр капли) степень ее испарения, интенсивность тепло- и массообмена между окружающим газом и разбрызгиваемой капельной жидкостью и т. п.

Поэтому данный вопрос изучался как часть комплексной работы Литовского научно-исследовательского института текстильной промышленности о возможности применения горячей и перегретой воды для кондиционирования воздуха.

Основной целью данной работы было изучение влияния температуры разбрызгиваемой жидкости на распад струи при различном диапазоне низких давлений (1-5 атм).

Экспериментальные исследования распада водяной струи проводились по известной методике [2, 3] с некоторым конструктивным изменением схемы установки (фиг. 1).

В случае, когда форсунка соединяет сетку сплошной водяной струей, на экране шлейфового осциллографа видны постоянные колебания с симметричными амплитудами. При движении металлической сетки от форсунки достигается момент, когда сплошная струя не достигает сетки. На экране появляются новые пики — симметричность колебания нарушается.



Фиг. 1. Экспериментальная установка для определения длины сплошной части струи; 1 — вентиль, 2 — обратный клапан, 3 — счетчик для контроля количества воды, 4 — магнитный фильтр, 5 — подогреватель, 6 — змеевик открытого типа, 7 — змеевик закрытого типа, 8 — форсунка, 9 — передвижная контактная сетка, 10 — винтовое устройство для передвижения сетки, 11 — манометр, 12 — предохранительный клапан, 13 — термометр, 14 — слив в канализацию, 15 — сетчатый фильтр, 16 — конденсатный горшок, 17 — вентиль для регулирования давления в подогревателе, 18 — центробежный насос, 19 — гнездо с термопарой, 20 — милливольтметр, 21 — комплект электроконтактного прибора

Для проведения экспериментов была использована форсунка типа П-3 с различными диаметрами выходного отверстия без ее внутренней части (без винтовой детали), так как в противном случае из-за очень короткой части нераспавшейся струи трудно оценить влияние температурного фактора на распад струи (увеличиваются ошибки). Параметры разбрызгиваемой жидкости измерялись перед форсункой.

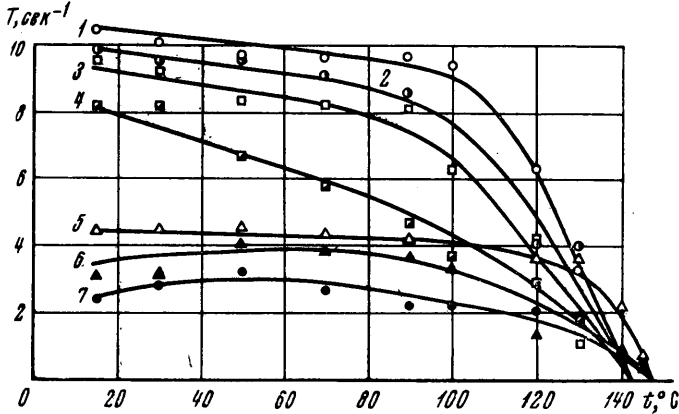
Время начала распада струи, отсчитанное от момента истечения, определяется формулой [5]

$$T = \frac{l}{w} \quad (2)$$

где  $l$  — длина сплошной части струи,  $w$  — средняя скорость движения жидкости (приближенно равная скорости в момент истечения).

Эта величина частично характеризует интенсивность распада струи, а также интенсивность тепло- и массообмена в случае разбрызгивания нагретой жидкости.

На фиг. 2 приведены зависимости изменения времени распада струи  $T$  сек от температуры  $t^\circ\text{C}$  разбрызгиваемой жидкости при постоянном давлении  $p = 4 \text{ атг}$  для различных диаметров форсунки. Из фиг. 2 видно, что самое большое время начального распада струи и самая большая длина сплошной части струи достигаются при диаметре форсунки 1.7 мм. Минимальное время распада струи бывает в диапазоне диаметров 0.5—1.2 мм. Время распада струи приближается к нулю при темпе-



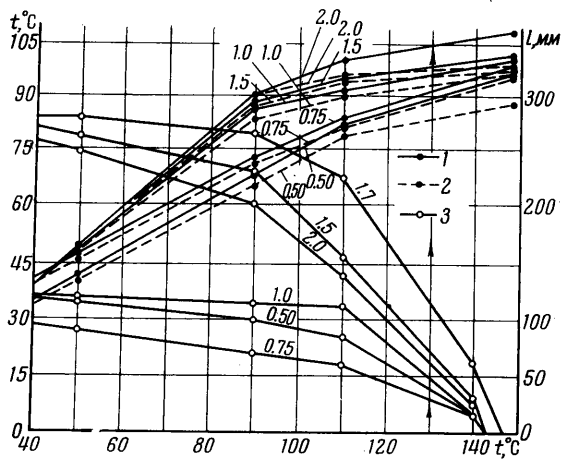
Фиг. 2. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 соответствуют следующим значениям диаметра форсунки  $d = 1.7, 1.5, 2.0, 1.3, 1.0, 0.5, 0.75 \text{ мм}$

ратуре разбрызгиваемой воды, близкой к точке кипения. При меньшем диаметре форсунки эта нулевая точка передвигается еще в сторону повышения температуры разбрызгиваемой жидкости. Это можно объяснить более значительной потерей тепла в форсунке и более значительной потерей энергии при выходе жидкости из форсунки. Следовательно, сплошная струя, выходящая из форсунки меньшего диаметра будет иметь более низкую температуру по сравнению со струей, выходящей из форсунки большего диаметра. Эта разница температур выходящей струи из различного диаметра форсунки, была установлена практически.

На фиг. 3 приведено изменение температуры у выхода из форсунки (на расстоянии 0.5 см от форсунки), а также изменение температуры в зоне начального распада струи от температуры разбрызгиваемой воды при различном диаметре форсунки (при  $p = 4.0 \text{ атг} = \text{const}$ ) и изменение длины сплошной части струи от температуры разбрызгиваемой воды.

Из фиг. 3 видно, что чем выше температура разбрызгиваемой воды, тем больше ее понижение достигается у выхода из форсунки, а также в точке распада струи. Особенно это заметно при разбрызгивании перегретой воды и с использованием форсунки меньшего диаметра. С повышением температуры разбрызгиваемой воды длина струи уменьшается. Она приближается к нулю при температуре воды, близкой к точке кипения.

На фиг. 4 показано (для иллюстрации) влияние диаметра форсунки на длину сплошной нераспадавшейся части струи при различном начальном давлении и при



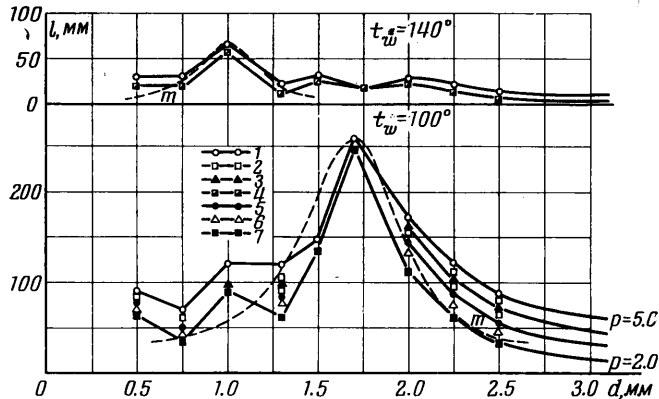
Фиг. 3. Кривая 1 — температура струи у форсунки 2 — температура в точке распада струи, 3 — длина сплошной части струи; на кривых указаны диаметры форсунки в мм

двух температурах разбрызгиваемой воды. Из фиг. 4 видно, что при разбрызгивании воды температуры  $100^\circ\text{C}$  длина струи для всех давлений достигает максимального значения при  $d = 1.5-1.8$  мм. В этом пределе диаметров форсунки максимальная длина сплошной части струи достигается и при разбрызгивании холодной воды ( $t_w = 15^\circ\text{C}$ ). А при температуре воды выше  $100^\circ\text{C}$ , т. е. при разбрызгивании перегретой воды, длина струи достигает своего максимального значения при уменьшенном диаметре форсунки (в диапазоне  $d = 0.8-1.20$  мм). Однако во всех случаях длина сплошной части струи резко уменьшается с увеличением температуры разбрызгиваемой воды. С увеличением давления разбрызгиваемой воды в диапазонах низких давлений ( $1-5$  атм) длина сплошной части струи незначительно увеличивается.

Как видно из фиг. 4, характер кривых для обеих температур получается почти одинаковым, также он получается одинаковым и при разбрызгивании холодной воды, поэтому для математического выражения без значительных отклонений можно применить непрерывную функцию — кривую Гаусса [6] с соответствующими коэффициентами для соответствующей температуры воды

$$l = A \exp \left( - \frac{(d - a)^2}{(\alpha T)^2} \right) \quad (3)$$

Здесь  $a$  — коэффициент, который зависит от подбора начала координат;  $A$ ,  $\alpha$  — константы, зависящие от условий эксперимента;  $d$  — диаметр форсунки в мм;  $l$  — длина сплошной части струи в мм;  $T$  — температура разбрызгиваемой воды в  $^\circ\text{K}$ .



Фиг. 4. Зависимость длины сплошной части струи от диаметра выходного отверстия форсунки  $l = l(d)$  при температурах разбрызгиваемой воды  $t_w = 100$  и  $140^\circ\text{C}$ ;  $m$  — теоретические кривые Гаусса; кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 соответствуют значениям давления  $p = 5.0, 4.5, 4.0, 3.5, 3.0, 2.5, 2.0$

Приводим значения коэффициентов и постоянных в формуле (3) для различных значений  $T^\circ\text{K}$

$T^\circ\text{K}$	288	363	373	403	413
$A$	270	260	250	100, 100	55, 25
$a$	1.6	1.6	1.6	1.0, 1.6	1.0, 1.5
$10^3 \cdot \alpha$	6.4	5.1	4.8	2.1, 2.1	2.1, 1.7

При температурах разбрызгиваемой воды 403 и  $413^\circ\text{K}$  имеют два максимума длины сплошной части струи, поэтому приводятся два значения коэффициентов.

Как видно из фиг. 4, давление разбрызгиваемой воды в диапазоне от 2 до 5.0 атм существенно не влияет на длину струи, поэтому в математических расчетах можно его не учитывать и брать среднее значение.

Пользуясь зависимостями, найденными при различных параметрах разбрызгиваемой жидкости, зная условия эксперимента, при помощи формулы (3) можно найти связь между диаметром форсунки, температурой разбрызгиваемой воды и длиной сплошной части струи.

Полученные результаты исследования могут быть использованы на практике, например при сушке распылением в специальных шахтных сушилках, где сушка жидких дисперсных растворов производится горячим воздухом при разбрызгивании их форсунками в перегретом виде, в системах кондиционирования воздуха при об-

работке воздуха нагретой водой. Следовательно, результаты данной работы могут быть использованы при подборе оптимальных технологических режимов разбрызгивания в различных жидкокапельных, газоиспарительных установках при подборе параметров жидкости и газа, диаметров, а также конструкций форсунок.

Поступило 7 IV 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шехтман Ю. М. К вопросу о влиянии окружающей среды на устойчивость жидких струй. Изв. АН СССР, ОТН, 1946, № 11.
2. Верещагин Л. Ф., Семерчан А. А., Секоян С. С. К вопросу о распаде высокоскоростной водяной струи. Ж. техн. физ., 1959, т. 29, вып. 1.
3. Панасенков Н. С. О влиянии турбулентности жидкой струи на ее распыление. Ж. техн. физ., 1951, т. 21, вып. 2.
4. Лышевский А. С. Закономерности дробления жидкостей механическими форсунками давления. Новочеркасск. Политехн. ин-т, Новочеркасск, 1961.
5. Витман Л. А. О расчете длины сплошной части струи жидкости при ее распаде. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двух фазных сред. Сб. статей. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961, стр. 338—350.
6. Бронштейн И. Н., Семендаев К. А. Справочник по математике, Изд. 6, М., Гостехиздат, 1956.

### О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ ДВУМЯ ВРАЩАЮЩИМИСЯ СФЕРИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В. И. ЯКУШИН

(Пермь)

Исследуется устойчивость стационарного движения вязкой несжимаемой жидкости, возникающего в тонком шаровом слое, когда обе сферы вращаются в одном направлении с разными угловыми скоростями. Для отношения радиусов сфер  $r_2/r_1 = 1.10, 1.07$  получена кривая устойчивости, которая аналогична кривой устойчивости движения жидкости между вращающимися цилиндрами.

До недавнего времени в теории гидродинамической устойчивости почти не рассматривались течения, осуществляющиеся в замкнутых полостях. При исследовании таких течений возникают дополнительные трудности, связанные с отсутствием точного аналитического решения уравнений стационарного движения.

Типичным примером движения жидкости в замкнутом объеме является течение между двумя вращающимися сферическими поверхностями. Аналитическое выражение для скорости этого движения может быть получено лишь при медленном вращении разложением [1] по степеням числа Рейнольдса  $R$

$$U = U_1 R + U_2 R^2 + \dots \quad (1)$$

Однако, [2] если отношение радиусов сфер близко к единице (тонкий шаровой слой), то

$$U = U_1 R \quad (2)$$

можно рассматривать как точное решение стационарных уравнений движения.

В работе [2] исследовалась устойчивость стационарного движения (2) в тонком шаровом слое в случае вращения одной внутренней сферы. Было показано, что для каждого отношения радиусов сфер существует последовательность критических чисел Рейнольдса, выше которых движение (2) неустойчиво.

Ниже исследуется устойчивость течения (2) в случае, когда внутренняя сфера радиуса  $r_1$  и внешняя сфера радиуса  $r_2$  вращаются в одном направлении с угловыми скоростями  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  соответственно.

Выбирая за единицы длины, скорости и времени соответственно  $r_1$ ,  $v/r_1$  и  $r_1^2/v$ , стационарное движение жидкости между двумя вращающимися концентрическими сферами запишем в виде [3]

$$U = \frac{R}{a^3 - 1} \left[ \left( \frac{a^3}{r^3} - 1 \right) + \varepsilon \left( a^3 - \frac{a^3}{r^3} \right) \right] \mathbf{n} \times \mathbf{r} \quad \left( R = \frac{\Omega_1 r_1^2}{v}, \varepsilon = \frac{\Omega_2}{\Omega_1}, a = \frac{r_2}{r_1} \right) \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении оси вращения.