

УДК 536.24

## ПРОЦЕССЫ В ФАКЕЛЕ РАСПЫЛА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

© 2023 г. А. Т. Комов\*, А. В. Захаренков, В. В. Толмачев, В. С. Штелинг

ФГБОУ ВО «НИУ «Московский энергетический институт», Москва, Россия

\*E-mail: komovat@mpei.ru

Поступила в редакцию 05.07.2022 г.

После доработки 14.10.2022 г.

Принята к публикации 06.12.2022 г.

Рассмотрены вопросы генерации диспергированного потока теплоносителя; распределения капель в потоке по размерам в зависимости от расхода, давления и теплофизических свойств теплоносителя; процессы дробления и коагуляции капель; области размеров капель, устойчивых к дроблению. На базе уравнения движения и распределения капель в потоке по радиусу у сопла форсунки разработана программа расчета эволюции параметров факела распыла.

DOI: 10.31857/S0040364423020102

### ВВЕДЕНИЕ

Защита первой стенки термоядерных реакторов, подвергающейся разрушительному воздействию высокотемпературной плазмы, является важным научно-техническим вопросом. На первом этапе эту проблему планировалось решить при помощи тугоплавких материалов, таких как вольфрам. Однако этот вариант защиты связан с опасностью попадания в плазму атомов с высоким атомным числом. В качестве альтернативного варианта рассматривается возможность применения капиллярно-пористых структур (КПС), насыщенных жидким литием [1, 2]. Применение КПС требует дополнительного комплексного исследования внутри плазменного объема, кроме того, необходимо решить задачу термостабилизации и съема тепловых потоков высокой плотности. По-видимому, этим требованиям достаточно хорошо удовлетворяет теплосъем диспергированным потоком теплоносителя. Наиболее систематизированное описание физики процессов такого метода теплосъема приведено в [3]. Для понимания физики процессов данного сложного явления необходимо сочетание аналитических и экспериментальных методов исследования. Ниже приведено подробное описание физики отдельных процессов применительно к исследуемому способу теплосъема и термостабилизации.

Особенности теплосъема от высокотемпературной поверхности диспергированным потоком изучены, например, в [4–9]. В этих работах рассмотрены виды теплообмена и значения показателей теплоотдачи от высокотемпературной поверхности. Показано, что наиболее высокий коэффициент теплообмена – свыше  $60 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \text{ }^\circ\text{C})$  – достигается при теплосъеме диспергированным потоком теплоносителя. В работах [4–6] приведе-

ны обзоры применения спреев для охлаждения разнообразных элементов, систем от микроэлементов электронных схем до стенок реактивных двигателей. В [10] показана эффективность применения спреев для охлаждения поверхности с высокой температурой. Авторами [11, 12] представлены материалы по созданию поверхностей с заданными свойствами (структурированные поверхности).

В [13] изучалось влияние параметров распыления (средний размер капель, плотность орошения охлаждаемой поверхности и скорость капель) на критический тепловой поток (КТП). При этом авторы [13] на основе собственных экспериментальных данных делают вывод о сильном влиянии на интенсивность теплообмена скорости капель и заметно более слабом воздействии размера капель. Последнее утверждение представляется спорным, справедливость его возможна, видимо, только в исследуемых авторами режимах, поскольку эффективность применения обсуждаемого метода теплосъема определяется именно фазовым переходом, доля которого тем выше, чем меньше радиус капель. В пневматических форсунках для увеличения скорости капель имеется существенно больше возможностей и по этой причине достижимые значения тепловых потоков при сопоставимых параметрах заметно выше.

Механизм теплоотвода, в том числе и в пневматической форсунке, исследовался в работе [14], авторы которой предположили существование на поверхности теплосъема пленки пара, через которую с высокой скоростью проникают капли жидкости, на месте пленки пара на поверхности образуется тонкий слой кипящей жидкости с поверхностными центрами кипения и образованием так называемых вторичных центров парообразования, которые возникают при увлечении каплями

частиц воздуха или пара [14, 15]. При этом интенсивный теплообмен складывается из трех ключевых механизмов: 1) пузырькового кипения за счет как поверхностных, так и вторичных зародышей; 2) конвективного теплообмена; 3) прямого испарения с поверхности пленки жидкости [16–21]. Тилтон [20], используя распыляемые под давлением водяные струи, получил тепловые потоки до 10 МВт/м<sup>2</sup> при перегреве поверхности  $\Delta T_c \leq 40^\circ\text{C}$ . Средний диаметр капель и средние скорости в этом исследовании составляли приблизительно 80 мкм и 10 м/с соответственно. Автор [20] пришел к выводу, что, хотя уменьшение диаметра капель увеличивает коэффициент теплоотдачи, массовый расход  $G$  может не быть фактором, увеличивающим КТП.

Авторы работ [22, 23] предположили, что КТП можно увеличить, уменьшив диаметр капли. В [24] показано, что капли меньшего размера могут давать те же значения КТП при меньших скоростях потока, что и капли большего размера при больших скоростях потока. Эти результаты зависимости КТП от размера капель, по мнению авторов [13], противоречивы, поскольку параметры распыления не были выделены для систематического исследования. Следует отметить, что данная модель теплообмена [22–24] вполне соответствует представлениям авторов настоящей статьи.

Тем не менее работ по изучению влияния параметров диспергированных потоков на значения тепловых потоков явно недостаточно: не выявлены механизмы воздействия внешних факторов на такие параметры, как распределение капель в потоке по радиусу и скорости капель; не изучены процессы эволюции факела распыла и т.д. Авторам неизвестны работы, посвященные анализу процесса генерации, распределения по размерам и скоростям капель, эволюции диспергированного потока вдоль оси, направленной от сопла форсунки охлаждаемой поверхности.

В случае диспергированного потока имеет смысл говорить об осредненном диаметре капель. Результаты статьи опираются на данные оптических и теплофизических исследований авторов. Здесь данные для воды получены при следующих значениях чисел гидродинамического подобия: число Вебера  $We = 60\text{--}120$ , число Бонда  $Bo = (0.7\text{--}2.0) \times 10^{-4}$ , число Ландау  $La = (4.0\text{--}6.0) \times 10^5$ , число Рейнольдса  $Re = 1500\text{--}2500$ . Наиболее высокая эффективность была достигнута при следующих параметрах диспергированного потока:  $w \geq 10$  м/с, температура поверхности  $T_c = 105\text{--}160^\circ\text{C}$ . Давление теплоносителя в сопле регулировалось в диапазоне  $p = (4\text{--}7) \times 10^5$  Па.

Целью данной статьи является изучение параметров, характеризующих диспергированный поток теплоносителя (распределение по радиусу капель и расчет осредненного по потоку радиуса ка-

пель); влияния процессов дробления и коагуляции капель; математической записи уравнения движения и эволюции капель факела распыла.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСРЕДНЕННОГО РАДИУСА КАПЕЛЬ ДИСПЕРГИРОВАННОГО ПОТОКА ДЛЯ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ

После испытания различных типов форсунок было установлено, что характеристиками, наиболее полно удовлетворяющими условиям эксперимента, обладает центробежная форсунка с коническим вкладышем. Данный тип форсунок обеспечивает наиболее равномерное распыление и лучшую дисперсность капель.

На рис. 1 изображена схема модернизированной авторами центробежной форсунки с вкладышем, с использованием которой были проведены эксперименты. Часть теплоносителя проходит через центральное цилиндрическое отверстие вставки (типовая форсунка без отверстия). Другая часть жидкости подводится тангенциально в камеру смешения, проходя по винтовым периферийным каналам вставки. Струи жидкости взаимодействуют друг с другом в камере смешения сферической формы. Диспергированный поток на выходе из сопла образует факел распыла в виде заполненного теплоносителем конуса.

Форсунка (рис. 1а) состоит из корпуса 1, вкладыша, содержащего выходное сопло 2, и вкладыша-завихрителя 4, которые совместно образуют коническую камеру смешивания 3. Вкладыши фиксируются с помощью ограничителя 5.

Конструкция вкладыша-завихрителя представлена на рис. 1б. Вкладыш содержит один центральный канал диаметром 0.4 мм и четыре тангенциальных канала шириной 0.8 мм и глубиной 0.4 мм.

Поток жидкости после выхода из сопла форсунки под действием избыточной энергии, возникающей вследствие перепада давления ( $p_c > p_{\text{кам}}$ ), разбивается на фрагменты – капли различного размера, которые под действием сил поверхностного натяжения и в соответствии с принципом минимального уровня энергии принимают сферическую форму. При этом уравнение энергетического баланса в упрощенном виде можно представить как:

$$p_c \dot{V}_c = \sum_{(i)} p_{\text{кам}} \dot{V}_{i,\text{ж}} + \sum_{(i)} \sigma S_i \dot{N}_i + \sum_{(i)} m_{\text{к},i} \frac{w_i^2}{2} \dot{N}_i.$$

Здесь  $p_c$ ,  $\dot{V}_c$  – давление и объемный расход теплоносителя в сопле форсунки;  $p_{\text{кам}}$  – давление в камере;  $\dot{V}_{i,\text{ж}}$ ,  $S_i$  – объемный расход теплоносителя и поверхность капли  $i$ -й фракции;  $\sum_{(i)} \sigma S_i = \sum_{(i)} \sigma \dot{N}_i 4\pi r_i^2$  – работа сил поверхностного натяжения по образованию  $\dot{N}_i$  капель в еди-

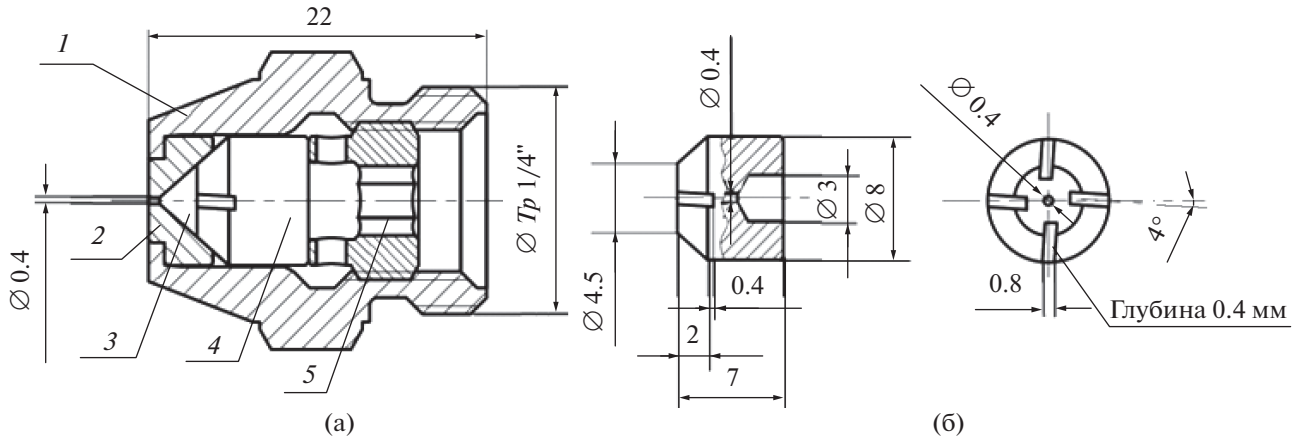


Рис. 1. Общий вид центробежной форсунки.

ницу времени;  $\sum_{(i)} m_{к,i} \frac{w_i^2}{2} \dot{N}_i$  – суммарная кинетическая энергия капель всех фракций.

Поскольку давление в камере можно считать величиной постоянной, а при условии, что рассматривается сечение уже сформировавшегося диспергированного потока в окрестности сопла форсунки, следует принять, что  $\sum_{(i)} \dot{V}_{i,ж} = \dot{V}_{ж}$ , а с учетом несжимаемости жидкости и  $\dot{V}_c = \dot{V}_{ж}$ . Поэтому можно записать

$$p_c \dot{V}_c = p_{кам} \dot{V}_c + \sum_{(i)} \sigma 4\pi r_i^2 \dot{N}_i + \sum_{(i)} \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_{ж} \frac{w_i^2}{2} \dot{N}_i. \quad (1)$$

Уравнение (1) с применением непрерывной функции имеет вид

$$p_c \dot{V}_c = p_{кам} \dot{V}_c + 4\pi\sigma \int_0^\infty r_i^2 \dot{N}_i \varphi(r_i) dr + \frac{2\pi\rho_{ж}}{3} \int_0^\infty w_i^2 r_i^3 \dot{N}_i \varphi(r_i) dr.$$

Расход теплоносителя в факеле диспергированного потока записывается как

$$G = \frac{4}{3} \pi \rho_{ж} \bar{r}^3 \dot{N}_\Sigma,$$

где  $\bar{r}$  – осредненный по всему массиву диспергированного потока радиус капли,  $\dot{N}_\Sigma = \sum_{(i)} \dot{N}_i$  – общее количество капель всех размеров (фракций), образовавшихся в единицу времени. Кроме того, примем во внимание, что

$$\sum_{(i)} \sigma \dot{N}_i 4\pi r_i^2 = \sigma 4\pi \dot{N}_\Sigma \bar{r}^2,$$

$$\sum_{(i)} \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho_{ж} \dot{N}_i \frac{w_i^2}{2} = \dot{N}_\Sigma \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_{ж} \frac{\bar{w}^2}{2}.$$

В этом случае уравнение (1) имеет вид

$$p_c \dot{V}_{ж.с} = p_{кам} \dot{V}_{ж.с} + 4\pi \bar{r}^2 \sigma \dot{N}_\Sigma + \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_{ж} \frac{\bar{w}^2}{2} \dot{N}_\Sigma,$$

откуда

$$\dot{N}_\Sigma = \frac{(p_{ж.с} - p_{кам}) \dot{V}_{ж.с}}{4\pi \bar{r}^2 \sigma + \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 \rho_{ж} \frac{\bar{w}^2}{2}}.$$

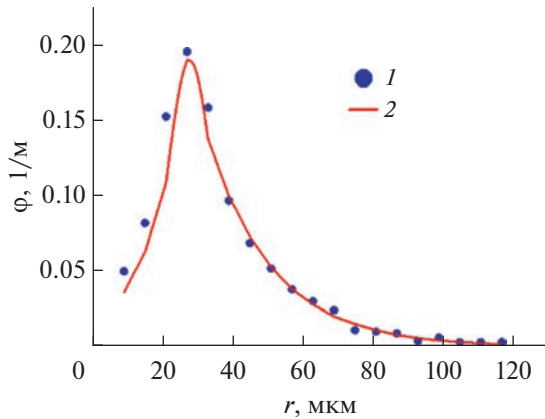
С другой стороны,

$$\dot{N}_\Sigma = \frac{G_{ж}}{\rho_{ж} \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3} = \frac{\dot{V}_{ж}}{\frac{4}{3} \pi \bar{r}^3},$$

тогда для осредненного радиуса диспергированного потока можно записать

$$\bar{r} = \frac{3\sigma}{p_{ж.с} - p_{кам} - \rho_{ж} \frac{\bar{w}^2}{2}}. \quad (2)$$

Задачей диспергирования является достижение параметров потока, при которых обеспечивается максимальная эффективность теплообмена охлаждаемой поверхности с теплоносителем, что становится возможным при таких размерах капель, при которых происходит их наиболее полный переход в паровую фазу. Расчеты по (2) дают возможность оценить перспективность конструкции форсунки. Однако надо иметь в виду, что процесс коагуляции идет сразу же после начала формирования диспергированного потока. Об этом свиде-



**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными по формуле (3) для форсунки Danfoss 8.5 при  $p = 4 \times 10^5$  Па,  $G = 5.58 \times 10^{-3}$  кг/с: 1 – эксперимент, 2 – расчет.

тельствуют измерения распределения по размерам капли сформировавшегося диспергированного потока уже на расстоянии 20 мм от среза сопла.

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КАПЕЛЬ ПОТОКА ПО РАДИУСУ

Экспериментальное определение распределения капель по радиусам – крайне трудоемкий процесс, требующий высокой квалификации персонала. Поэтому первостепенной задачей является описание этой зависимости формулой, которая включает в себя характеристики потока на выходе из сопла форсунки: давление и массовый расход. Очевидно, что распределение во многом должно зависеть и от теплофизических свойств распыляемой жидкости. Естественно, что теплофизические свойства распыляемой жидкости определяют основные параметры факела распыла.

Размерным масштабом капиллярных явлений считается капиллярная константа

$$b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}})}},$$

где  $\rho_{\text{ж}}$ ,  $\rho_{\text{п}}$  – плотность жидкости и пара соответственно.

Если радиус канала  $r_{\text{к}} < b$ , то канал следует считать капилляром, в котором надо учитывать влияние сил поверхностного натяжения. В диспергированном потоке имеет место распределение капель по размерам, при этом справедливо выражение

$$\varphi(r)dr = \frac{dN}{N},$$

где  $\varphi(r)$  – вероятность того, что капля имеет радиус в диапазоне  $\{r_i, r_i + dr\}$ .

Из экспериментальных данных видно, что распределение можно условно разделить на две части: восходящую и убывающую.

Исходя из перечисленных выше соображений, с учетом установленной зависимости распределения от давления и расхода теплоносителя функцию распределения капель потока по размерам, расходу и давлению можно записать в виде

$$\varphi(r, p, G) = \alpha \sqrt{\frac{g\rho}{\sigma}} e^{\beta \frac{r}{r_*}} \left(\frac{p}{p_*}\right)^{n_1} \left(\frac{G}{G_*}\right)^{n_2}, \quad (3)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  – эмпирические коэффициенты;  $\rho$  – плотность распыляемого теплоносителя;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  – ускорение свободного падения;  $p$  – давление потока на выходе из сопла;  $p_*$ ,  $G_*$  – давление и расход в некотором базовом состоянии;  $r$  – радиус капли;  $r_*$  – радиус, на который приходится максимум функции распределения.

В итоге для давлений  $p \leq 5 \times 10^5$  получены следующие коэффициенты:

$\alpha = 4.40 \times 10^{-5}$ ,  $\beta = 2.47$  для восходящего участка;

$\alpha = 2.20 \times 10^{-3}$ ,  $\beta = -1.44$  для убывающего участка.

При давлениях  $p > 5 \times 10^5$  Па осредненный радиус распределения значительно сдвигается влево (в сторону капель меньшего размера), и для описания таких режимов следует использовать коэффициенты

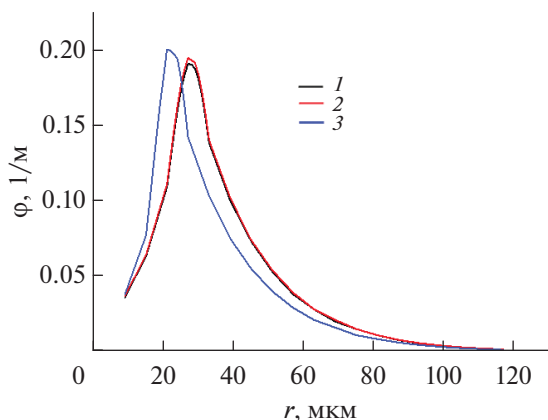
$\alpha = 4.40 \times 10^{-5}$ ,  $\beta = 2.47$  для восходящего участка;

$\alpha = 1.55 \times 10^{-3}$ ,  $\beta = -1.10$  для убывающего участка.

Коэффициенты  $n_1$  и  $n_2$ , а также базовые давление  $p_*$  и расход  $G_*$  одинаковы для всех режимов и составляют  $n_1 = 0.025$ ,  $n_2 = -0.033$ ,  $p_* = 2 \times 10^5$  Па,  $G_* = 10 \times 10^{-3}$  кг/с.

Функция (3) с представленными значениями коэффициентов позволяет достаточно точно описать распределение капель по радиусу и отображает долю капель фракции, имеющей радиус в диапазоне  $\{r_i, r_i + dr\}$ . На рис. 2–4 представлено сравнение рассчитанных по (3) и экспериментальных данных для типовых форсунок Danfoss, полученных в Уральском отделении РАН в Институте механики сплошных сред (лаборатория физической гидродинамики). Состав оборудования и описание метода измерений приведены в [25, 26].

Анализ совокупного влияния разнонаправленных процессов позволяет заключить следующее.



**Рис. 3.** Сравнение распределения капель по радиусам при разных режимах потока для форсунки Danfoss 6.5 в сечении на расстоянии  $x = 2 \times 10^{-2}$  м: 1 –  $p = 2 \times 10^5$  Па,  $G = 4.04$  г/с,  $\bar{r} = 53.25$  мкм; 2 –  $4 \times 10^{-5}$ , 5.58, 53; 3 –  $7 \times 10^{-5}$ , 6.83, 50.5.

1. Согласно формуле (3), с ростом давления максимум функции распределения смещается в сторону меньших размеров капель (рис. 3).

2. В результате процесса коагуляции происходит укрупнение капель и максимум функции распределения смещается в сторону более крупных капель, что можно увидеть на рис. 3–5.

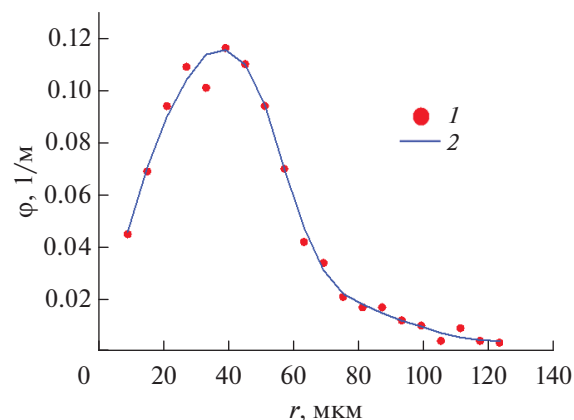
3. Капли в результате процесса коагуляции становятся крупнее, достигают значения максимального диаметра устойчивой капли (см. ниже), и актуальным становится процесс дробления крупных капель. Подтверждение этого процесса можно видеть из анализа характера распределения, изображенного на рис. 4, 5.

#### ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СКОРОСТИ КАПЕЛЬ ДЛЯ ДИСПЕРГИРОВАННОГО ПОТОКА

Выделим из потока, выходящего из сопла форсунки со скоростью  $w_c$ , элементарную массу  $dm_i$ . Согласно фундаментальной теореме об изменении кинетической энергии, можно записать

$$W_{кд.п} - W_{кн} = A(F_\sigma), \quad (4)$$

где  $W_{кн}$  – кинетическая энергия элементарной массы на выходе из сопла;  $W_{кд.п}$  – кинетическая энергия капель  $N_i$ , сформировавшихся из этой массы в диспергированном потоке;  $A(F_\sigma)$  – затраты энергии на формирование капель сферической формы. При этом полагается, что из выделенной из общего потока элементарной массы  $dm_i$  образуются капли только  $i$ -й фракции. При записи (4) другие эффекты, кроме сил поверхностного натяжения, не учитываются.



**Рис. 4.** Сравнение экспериментальных (1) и рассчитанных (2) данных для сечения в 5 см от сопла форсунки,  $\bar{r} = 66.5$  мкм.

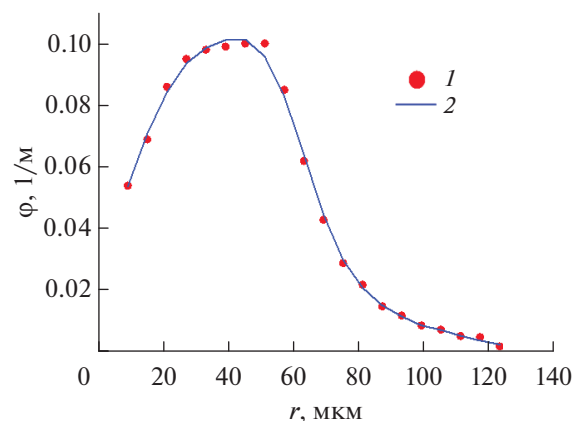
Силы поверхностного натяжения  $F_\sigma$  направлены на сохранение цилиндрической формы потока, а избыток кинетической энергии на выходе из сопла форсунки стремится разрушить поток на отдельные капли, таким образом,  $A(F_\sigma) < 0$ . Тогда уравнение (4) принимает вид

$$\frac{4}{3} \pi \rho_{ж} \dot{N}_i r_i^3 \frac{w_i^2}{2} - \frac{dm_i w_c^2}{2} = -4 \pi \dot{N}_i \sigma r_i^2,$$

где  $w_i$  – скорость капли  $i$ -й фракции сформированного диспергированного потока,  $w_c$  – скорость потока на выходе из сопла.

Так как, согласно закону сохранения массы, масса капель  $i$ -й фракции равна  $d$

$$m_i = \frac{4}{3} \pi \rho_{ж} \dot{N}_i r_i^3,$$



**Рис. 5.** Сравнение экспериментальных (1) и рассчитанных (2) данных для сечения в 8 см от сопла форсунки,  $\bar{r} = 66.2$  мкм.

тогда получаем

$$\frac{4}{3} \pi \rho_{ж} \dot{N}_i r_i^3 (w_c^2 - w_i^2) = 8 \pi \dot{N} \sigma r_i^2.$$

Из этого выражения следует, что скорость капля  $i$ -й фракции равна

$$w_i = \left( w_c^2 - \frac{6\sigma}{\rho_{ж} r_i} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Расчеты по (5) распределения каплей по скоростям с учетом влияния процессов коагуляции представлены на рис. 6. По соотношению (5) можно рассчитывать и скорость капли осредненного радиуса.

### ДРОБЛЕНИЕ КАПЕЛЬ В ПОТОКЕ. МАКСИМАЛЬНЫЙ УСТОЙЧИВЫЙ РАДИУС КАПЕЛЬ

Диспергированный поток представляет собой поток каплей с размерами порядка 10 мкм, для которого актуальными являются процессы коагуляции (слияния) и дробления относительно крупных каплей. В любом случае эти процессы носят признаки индивидуального взаимодействия каплей. В разрабатываемой авторами модели предполагается, что капля движется поступательно со скоростью  $w$  в паровой среде вдоль оси факела распыла. Угол между осью факела распыла и направлением скорости не превышает  $15^\circ$ , поэтому предположение о направлении движения каплей вдоль оси можно признать вполне корректным. Визуальные наблюдения свидетельствуют об отсутствии вихревых структур в потоке, и положение о поступательном характере движения каплей в модели более чем обоснованно.

Под действием капиллярных сил давление внутри капли выше давления окружающего пара. На каплю сферической формы действует сила сопротивления поступательному движению капли  $F_c$ , действие которой уравнивают капиллярные силы  $F_k$  (рис. 7). Рассмотрим условие стабилизированного состояния капли. Условие устойчивого равновесия капли  $F_c + F_k = 0$ , откуда  $F_k = F_c$ . Силу лобового сопротивления при движении сферической капли можно представить как  $F_c = \Delta p_c S_\perp$ , а результирующую капиллярную силу определить через миделево сечение как  $F_k = \Delta p_k S_\perp$ , где  $\Delta p_k = p_{кап} - p_\pi = \frac{2\sigma}{r_k}$ ,  $S_\perp = \pi r_k^2$ . Из условия устойчивости сферической формы капли следует, что равнодействующие этих сил равны по модулю и приложены в одной точке, т.е.  $\Delta p_c S_\perp = \Delta p_k S_\perp$ . Отсюда следует, что  $\Delta p_c = \Delta p_k$ . Последнее уравнение можно представить в следующем виде:

$$C_D \frac{\rho_\pi w^2}{2} = \frac{4\sigma}{d_{кап}}. \quad (6)$$

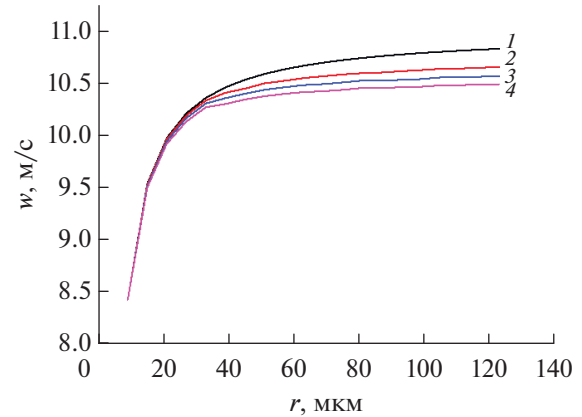


Рис. 6. Распределение скорости каплей диспергированного потока в исследуемых сечениях: 1 –  $x = 2 \times 10^2$  м, 2 –  $5 \times 10^2$ , 3 –  $8 \times 10^2$ , 4 –  $11 \times 10^2$ .

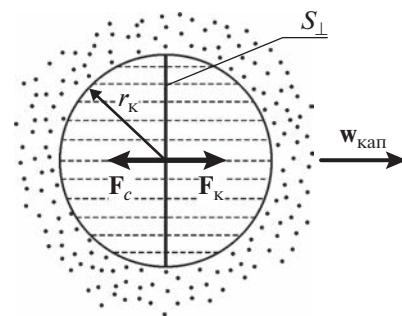


Рис. 7. Реактивная сила при коагуляции каплей.

Здесь  $d_{кап}^* = d_{max}$  – максимальное значение диаметра капли, при котором сохраняется сферическая форма и капля не распадается на более мелкие;  $C_D$  – коэффициент “лобового” сопротивления капли.

При движении капли на ее поверхности возникают пульсации (внутренняя циркуляция), которые оказывают влияние и на силу сопротивления движению капли. Значение скорости внутренней циркуляции  $v$  в работе [27] оценивается как величина, примерно равная скорости капли  $v \approx w_{кап}$ . Скорость внутренней циркуляции  $v$  может быть оценена как

$$v = \gamma \left( \frac{\rho_{ж} \epsilon_R \lambda}{\rho_\pi} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

где  $\gamma$  – эмпирический коэффициент,  $\epsilon_R$  – масштаб турбулентных пульсаций,  $\lambda$  – характерный размер.

В случае, если с макроскопической точки зрения пар (диспергированная среда) неподвижен, имеет место только диффузионная скорость пара к кон-

денсатору, но значение этой скорости на порядок и более ниже значения скорости капли  $u_{\text{диф}} \ll w_{\text{кап}}$ , поэтому (6) принимает следующий вид:

$$C_D \frac{\rho_{\text{п}} w_{\text{кап}}^2}{2} = \frac{4\sigma}{d_{\text{макс}}}. \quad (8)$$

Согласно литературным источникам, предполагается, что эффективность влияния турбулентных пульсаций высокого уровня (частоты) невысокая, но низкочастотные пульсации сильно влияют на процессы слияния и распада капель. Следуя гипотезе Колмогорова [28], масштаб турбулентных

пульсаций можно оценить как  $\epsilon_R = \frac{v_{\text{п}}^3}{\lambda^4}$ , где  $v_{\text{п}}$  – кинематическая вязкость пара. Физический смысл размера пульсаций в непрерывном и диспергированном потоках различный. Если в непрерывном потоке размер пульсаций уменьшается до некоторого значения  $\lambda_0$ , при котором энергия пульсаций переходит в тепловую, то во втором случае турбулентные пульсации ограничены размерами капли.

После включения формулы для масштаба турбулентных пульсаций в уравнение (7) и в предположении, что  $d_{\text{макс}} = \lambda$ , а  $v \approx w_{\text{кап}}$ , из уравнения (8) можно получить

$$d_{\text{макс}} = \frac{C_D}{8} \gamma^2 (\rho_{\text{п}} \rho_{\text{ж}}^2)^{1/3} \frac{v_{\text{п}}^2}{\sigma}. \quad (9)$$

Если  $d_i > d_{\text{макс}}$ , то капля разделяется на более мелкие капли, при  $d_i \leq d_{\text{макс}}$  капли сохраняют устойчивость воздействию силы сопротивления.

Для рассматриваемого случая охлаждения высокотемпературной поверхности диспергированным потоком теплоносителя  $0.1 \leq \text{Re}_d \leq 100$ ,  $\text{Re}_d = \frac{w d_{\text{кап}}}{\nu_{\text{п}}}$ , а согласно [28],  $C_D = \frac{16}{\text{Re}_d}$ , тогда итоговая формула (9) принимает вид

$$d_{\text{макс}} = C \left[ \frac{\nu_{\text{п}}^3}{w_{\text{кап}} \sigma} \right]^{1/2} (\rho_{\text{п}} \rho_{\text{ж}}^2)^{1/6}, \quad (10)$$

где  $C$  – эмпирический коэффициент. По оценкам авторов статьи для относительно крупных капель (см. рис. 6), для которых актуален процесс дробления, скорость капель не ниже  $w_{\text{кап}} = 10$  м/с. Тогда, согласно расчетам по (10),  $C \approx 40$ .

### УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАПЛИ

При движении системы капель предполагается, что капли данной фракции обладают одинаковой скоростью. В этом случае достаточно рассмотреть уравнение движения капли произволь-

ного радиуса, причем это уравнение составляется для центра масс движущейся капли, которая рассматривается как материальная точка. Уравнение движения капли массой  $m$  в этом случае имеет вид

$$m \left( \frac{d\mathbf{w}}{d\tau} \right) = \mathbf{F}_M + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_{\text{гр}},$$

где  $\mathbf{F}_M$  – реактивная сила,  $\mathbf{F}_c$  – сила аэродинамического сопротивления,  $\mathbf{F}_{\text{гр}}$  – гравитационная сила,  $\mathbf{w}(t, x)$  и ее полная производная составляют

$$\frac{dw(t, x)}{d\tau} = \frac{\partial w}{\partial t} + w(x) \frac{\partial w(x)}{\partial x}.$$

При стабилизированном движении  $\frac{\partial w}{\partial t} = 0$ . Тогда уравнение движения принимает вид

$$m w(x) \frac{\partial w(x)}{\partial x} = \mathbf{F}_M + \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_{\text{гр}}.$$

Реактивную силу (рис. 8), возникающую вследствие поглощения каплей  $i$ -й фракции капли  $j$ -й фракции, можно найти, используя уравнение Мещерского

$$dF_M = \frac{dm_i}{dt} (w_i - w_j),$$

где  $\frac{dm_i}{dt}$  – скорость изменения массы капли  $i$ -й фракции за счет присоединения капель фракции  $dm_j$ , которая определяется как

$$\begin{aligned} \frac{dm_i}{dt} &= k_{i,j} dm_j t_* = k_{i,j} m_j dN_j \frac{\Delta x}{w_i - w_j} = \\ &= k_{i,j} \frac{4}{3} \pi r_j^3 \rho_{\text{ж}} N_{\Sigma} \frac{\Delta x}{w_i - w_j} \varphi(r_j) dr. \end{aligned}$$

Здесь  $k_{i,j}$  – коэффициент коагуляции капель  $i$ -й и  $j$ -й фракций;  $dm_j$  – масса присоединившихся капель;  $t_*$  – время, в течение которого капли находятся в элементарном объеме  $\Delta V(x)$ ,

$$t_* = \frac{\Delta x}{w_i - w_j}, \quad dm_j = m_j dN_j = m_j N_{\Sigma} \varphi(r_j) dr.$$

Реактивная сила за счет присоединения капли  $m_i$  каплей фракции  $dm_j$ :

$$\begin{aligned} dF_M &= k_{i,j} m_j dN_j \frac{\Delta x}{w_i - w_j} (w_i - w_j) = \\ &= k_{i,j} \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{ж}} r_j^3 N_{\Sigma} \varphi(r_j) dr \Delta x = B k_{i,j} \varphi(r_j) dr, \end{aligned}$$

где

$$B = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{ж}} N_{\Sigma} \Delta x = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{ж}} \frac{G}{\frac{4}{3} \pi r^{-3} \rho_{\text{ж}}} \Delta x = \frac{G}{r^3} \Delta x.$$

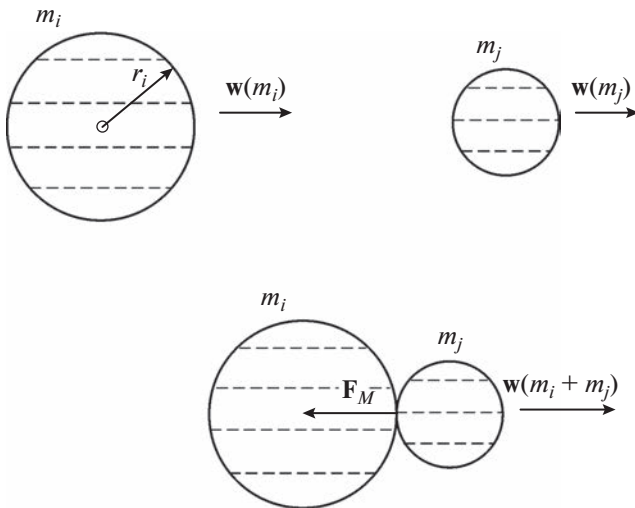


Рис. 8. Схема движения капли и действующих на нее сил.

Коэффициент коагуляции с учетом геометрических размеров и введения понятий концентрации капель и числа столкновений капель  $i$ -й и  $j$ -й фракций имеет следующий вид:

$$k_{i,j} = \frac{\pi(r_i^2 - r_j^2)}{\Delta V(x)}(w_i - w_j) = \frac{l_{\Phi}^2}{R_M^2 x^2 \Delta x}(r_i^2 - r_j^2)(w_i - w_j),$$

где  $x$  – расстояние рассматриваемого сечения от среза сопла,  $\Delta x$  – ширина элементарного объема (масштаб расчетной сетки),  $R_M$  – характерный размер поверхности.

Полная реактивная сила в единицу времени есть сумма сил, обусловленных присоединением капель отдельных фракций:

$$F_m = \int_0^m \xi k_{i,j} N_{\Sigma} m_j [w(m_i) - w(m_j)] \phi(r_j) dr,$$

при дискретном описании:

$$F_m = \sum_{(i)} \xi k_{i,j} [w(m_i) - w(m_j)] m_j N_{\Sigma} \phi(r_j) dr,$$

где  $\xi$  – вероятность присоединения капли,  $dr$  – ширина рассматриваемого диапазона радиуса капли,  $dr \equiv \Delta r$ . Учитывая, что в настоящее время этот вопрос мало исследован, в первом приближении можно принять  $\xi = 1$ .

Сила лобового сопротивления рассчитывается по формуле

$$F_c = C_D \frac{\rho \bar{w}^2}{2} N_{\Sigma} = \frac{16}{Re_d} \frac{\rho \bar{w}^2}{2} N_{\Sigma},$$

где  $Re_d$  – число Рейнольдса, в котором в качестве определяющего размера принят диаметр капли.

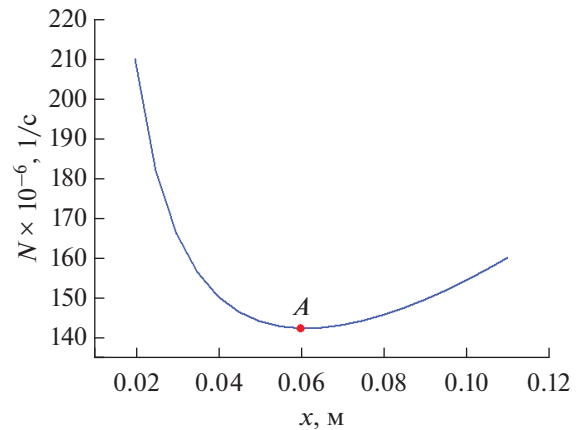


Рис. 9. Изменение общего количества капель в сечениях по оси факела распыла.

На основании изложенных выше рассуждений написана программа, позволяющая рассчитать распределение капель по размерам на любом расстоянии от сопла форсунки, которая опирается на представленные выше формулы. В программе учтено то, что в первую очередь в коагуляцию вступают капли, размеры которых различаются больше всего, и, следовательно, имеют наибольшую разность скоростей. На рис. 9 представлено сравнение результатов расчетов по программе с экспериментальными данными для сечений, удаленных на расстояния 5, 8 и 11 см от среза форсунки.

Области, в которых актуальны процессы коагуляции и дробления, хорошо видны на рис. 9. В области факела распыла, прилегающей к форсунке, суммарное количество капель среднего размера убывает, что свидетельствует о преобладании процесса коагуляции. Затем начинает превалировать процесс дробления крупных капель и суммарное количество капель в потоке возрастает. Точка  $A$  является характерной для диспергированного потока: на более близком к соплу расстоянии ( $x < x_A$ ) превалирует процесс коагуляции, а при приближении к охлаждаемой поверхности ( $x > x_A$ ) – дробления.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Представлено выражение для осредненного радиуса капель диспергированного потока на выходе из форсунки.
2. Получены уравнения, описывающие распределения капель в факеле распыла по радиусу и скорости капель для типовой центробежной форсунки и учитывающие в том числе такие параметры форсунки, как давление и расход теплоносителя.
3. Определена область устойчивых к дроблению капель потока в зависимости от теплофизических свойств жидкости.
4. Разработана модель расчета, учитывающая процессы коагуляции, влияние сил лобового со-



противления движущейся в паре капли. Данная модель позволяет получить параметры диспергированного потока перед взаимодействием с охлаждаемой поверхностью.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 21-79-10179).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Варава А.Н., Дедов А.В., Захаренков А.В., Комов А.Т., Мирнов С.В., Люблинский И.Е.* Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения лимитера токамака Т-15 // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 1. С. 57.
2. *Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Zharkov M.Yu. et al.* Complex of Lithium and Tungsten Limiters for 3 MW of ECR Plasma Heating in T-10 Tokamak. Design, First Results // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. № 6. 066006.
3. *Исаченко В.П., Кушнырев В.И.* Струйное охлаждение. М.: Энергоатомиздат, 1984. 216 с.
4. *Xu R., Wang G., Jiang P.* Spray Cooling on Enhanced Surfaces: A Review of the Progress and Mechanisms // J. Electron. Packag. 2022. V. 144. P. 010802-1.
5. *Liang G., Mudawar I.* Review of Spray Cooling. Part 1: Single-Phase and Nucleate Boiling Regimes, and Critical Heat Flux // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. № 115. P. 1174.
6. *Liang G., Mudawar I.* Review of Drop Impact on Heated Walls // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. № 106. P. 103.
7. *Lin L.C., Ponnappan R.* Cooling in a Closed Loop // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. № 46(20). P. 3737.
8. *Benther J.D., Pelaez-Restrepo J.D., Stanley C., Rosengarten G.* Heat Transfer During Multiple Droplet Impingement and Spray Cooling: Review and Prospects for Enhanced Surfaces // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 178. 121587.
9. *Bernardin J.D., Stebbins C.J., Mudavar I.* Mapping of Impact and Heat Transfer Regimes of Water Drops Impinging on a Polished Surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 1997. V. 40. № 2. P. 247.
10. *Liu L., Zhang Y., Cai G., Tsai P.A.* High-Speed Dynamics and Temperature Variation During Drop Impact on a Heated Surface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2022. V. 189. 122710.
11. *Cheng W.L., Zhang W.W., Chen H., Hu L.* Spray Cooling and Flash Evaporation Cooling: The Current Development and Application // Renewable Sustainable Energy Rev. 2016. № 55. P. 614.
12. *Sehmbey M.S., Chow L.C., Pais M.R., Mahefkey V.* High Heat Flux Spray Cooling of Electronics // AIP Conf. Proc. 1995. № 324(1). P. 903.
13. *Chen R.-H., Chow L.C., Naved J.E.* Effects of Spray Characteristics on Critical Heat Flux in Subcooled Water Spray Cooling // Int. J. Heat Mass Transfer. 2002. № 45. P. 4033.
14. *Chow L.C., Sehmbey M.S., Pais M.R.* High Heat Flux Spray Cooling // Ann. Rev. Heat Transfer. 1997. № 8. P. 291.
15. *Rini D.P., Chen R.-H., Chow L.C.* Bubble Behavior and Nucleate Boiling Heat Transfer in Saturated FC-72 Spray Cooling // J. Heat Transfer. 2002. № 24. P. 63.
16. *Rini D.P., Chen R.-H., Chow L.C.* Bubble Behavior and Heat Transfer Mechanism in FC-72 Pool Boiling // Exp. Heat Transfer. 2001. № 14. P. 27.
17. *Toda S.* A Study of Mist Cooling, 1st Report: Investigation of Mist Cooling // Heat Transfer – Jpn. Res. 1972. V. 1. P. 39.
18. *Toda S.* A Study of Mist Cooling, 2nd Report: Theory of Mist Cooling and its Fundamental Experiments // Heat Transfer – Jpn. Res. 1974. V. 3. P. 1.
19. *Toda S., Uchida H.* Study of Liquid Film Cooling with Evaporation and Boiling // Heat Transfer – Jpn. Res. 1973. V. 2. P. 44.
20. *Tilton D.E.* Spray Cooling. Ph.D. Diss. Lexington: University of Kentucky, 1989.
21. *Kopchikov L.A., Voronin G.I., Kolach T.A., Labuntsov D.A., Lebedev P.D.* Liquid Boiling in a Thin Film // Int. J. Heat Mass Transfer. 1969. V. 12. P. 791.
22. *Pais M.R., Chow L.C., Mahefkey E.T.* Surface Roughness and its Effect on the Heat Transfer Mechanism in Spray Cooling // Int. J. Heat Transfer. 1992. V. 114. P. 211.
23. *Estes K.A., Mudawar I.* Correlation of Sauter Mean Diameter and Critical Heat Flux for Spray Cooling of Small Surfaces // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. P. 2985.
24. *Sehmbey M.S., Chow L.C., Hahn O.J., Pais M.R.* Spray Cooling of Power Electronics at Cryogenic Temperatures // AIAA J. Thermophys. Heat Transfer. 1995. V. 9. P. 123.
25. *Баталов В.Г., Степанов П.А., Сухановский А.Н.* Оптические измерения размеров капель в факеле распыла топливной форсунки // Вестн. Пермск. унта. 2017. Вып. 3(37). С. 40.
26. *Степанов П.А., Баталов В.Г.* Определение размеров капель спрея методом вейвлет-анализа интерферометрических изображений // Измерительная техника. 1921. № 9. С. 23.
27. *Kelbaliyev G., Ceylan K.* Estimation of the Minimum Stable Drop Sizes, Break-up Frequencies, and Size Distributions in Turbulent Dispersions. Turkey: Inonu University, 2006.
28. *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. Изд. 3-е, испр. Сер. Нефтегазовый инжиниринг. М.–Ижевск: ИКИ, 2016.