

Научная статья

УДК 66.011; DOI: 10.61260/2304-0130-2025-2-21-32

МОДЕЛЬ ОХЛАЖДЕНИЯ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИМПАКТНОЙ СТРУЕЙ ОГНЕТУШАЩЕГО ВЕЩЕСТВА В УСЛОВИЯХ ПОЖАРА

✉ Кузьмин Анатолий Алексеевич;
Пермяков Алексей Александрович;
Романов Николай Николаевич.

Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России, Санкт-Петербург, Россия

✉ kaa47@mail.ru

Аннотация. Проанализированы проблемы охлаждения крыши резервуаров вертикальных стальных. Поставлена задача комплексного влияния режима движения охлаждающей жидкости, расстояния от среза пожарного ствола до охлаждаемой плоскости и продолжительности процесса в точке торможения нестационарной осесимметричной импактной струи. Получено аналитическое решение уравнения энергии, оформленное в виде критериального уравнения. Установлено, что при существенных расстояниях между срезом сопла пожарного ствола, когда $Fr \ll 1$, интенсивность теплообмена между свободно падающей импактной струей огнетушащего вещества становится более значительной. Установлено, что при $Fr \gg 1$ интенсивность теплообмена не зависит от величины этого расстояния, а в иных случаях она возрастает. Констатировано, что для диспергированной структуры струи усредненные характеристики теплообмена существенно увеличиваются для малой продолжительности импульса.

Ключевые слова: импактная струя, резервуар вертикальный стальной, РВС, коэффициент теплоотдачи, критериальное уравнение, критерий Фруда

Для цитирования: Кузьмин А.А., Романов Н.Н., Пермяков А.А. Модель охлаждения плоской поверхности импактной струей огнетушащего вещества в условиях пожара // Надзорная деятельность и судебная экспертиза в системе безопасности. 2025. № 2. С. 21–32. DOI: 10.61260/2304-0130-2025-2-21-32.

Введение

К промышленным объектам повышенной пожарной опасности относятся, прежде всего, резервуары различных конструкций, предназначенные для хранения углеводородов (УВ), причем часто такие резервуары объединяют в так называемые углеводородные парки. Для последствий пожаров в резервуарных парках характерен значительный материальный и экологический ущерб, а технология пожаротушения требует использования самых современных инновационных решений. Это обусловлено сложностями в развитии подобных пожаров, когда даже на начальной стадии наблюдается мощный тепловой поток, порождаемый высокой температурой факела, высота которого в отдельных случаях может достигнуть 1÷2 диаметров горящего резервуара [1].

Наиболее распространенными конструкциями резервуаров для хранения УВ в настоящий момент являются резервуары вертикальные стальные (РВС), для повышения огнеустойчивости которых необходимо обеспечить охлаждение их боковых поверхностей, а, при технической возможности, и их крыши (рис. 1).



Рис. 1. Учения на распределительной нефтебазе в г. Нальчике

Первоочередной считается организация охлаждения наружных поверхностей как горящего, так и соседних РВС, при этом необходим учет направления ветра, а также влияния теплового излучения факела и наружной поверхности горящего РВС [2, 3]. В противном случае стенка резервуара может потерять свою несущую способность уже через 5÷15 мин после начала горения УВ [4], поэтому необходимо предусмотреть возможность охлаждения внешней поверхности РВС. При этом для охлаждения боковых поверхностей в источнике [5] приведена оценка расхода воды в диапазоне 0,2÷0,3 л/с, в то время как проблемы охлаждения крыши РВС современные источники не отражают.

В настоящее время у объектовых пожарных подразделений присутствует техническая возможность охлаждения крыши РВС в части использования штатных стволов коленчатых подъемников и пожарных автолестниц (рис. 1). В источнике [6] было показано, что в этом случае будет наблюдаться одиночная круговая струя со свободной границей, носящая импактный характер (рис. 2).

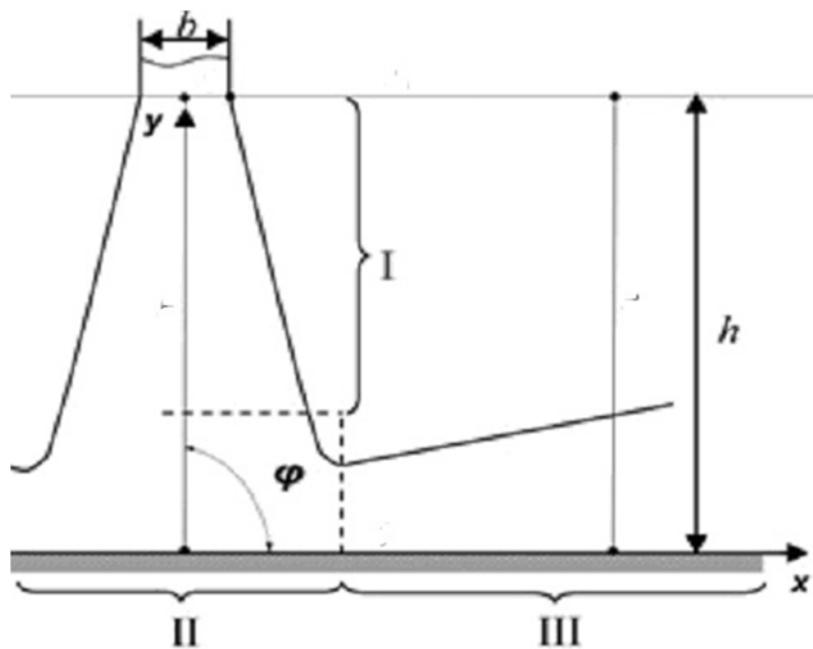


Рис. 2. Падение импактной цилиндрической струи на плоскую поверхность:

b – ширина компактной части струи; φ – угол падения струи; h – высота падения струи;
 I – область свободно падающей струи; II – область градиентного течения в зоне удара и разворота струи на охлаждаемой поверхности; III – область пристенной цилиндрической струи

Основные достижения в изучении процессов охлаждения различных поверхностей импактной струей капельной жидкости изложены в ряде обзоров и монографий [7–15], однако следует отметить, что значительное число других работ было посвящено исследованию воздействия затопленных струй, которые перемещаются в среде капельной жидкости, что неактуально для охлаждения крыши РВС в условиях пожара.

Результаты экспериментов, описанные в источниках [7–11], не в полной мере описывают физическую модель процессов теплообмена, что обуславливается небольшой длиной струи, более характерной для задач охлаждения микропроцессоров и других изделий элементной базы микроэлектроники.

В работах теоретического плана [12–15] полученные модели также не учитывают влияние силы тяжести на характер сформированной струи, которое при значительных расстояниях между срезом сопла и охлаждаемой поверхности может быть достаточно существенным.

Таким образом, целью представленного исследования был анализ комплексного влияния таких факторов, как режим движения охлаждающей жидкости, расстояние от среза пожарного ствола до охлаждаемой плоской крыши РВС и продолжительность процесса охлаждения РВС в точке торможения нестационарной осесимметричной импактной струи жидкого огнетушащего вещества.

Постановка задачи

Проанализируем процесс истечения капельной жидкости в форме осесимметричной струи из пожарного ствола с диаметром спрыска d_o с начальной скоростью U_o с последующим падением вертикально вниз под действием гравитационных сил (рис. 2). При падении с высоты H импактной струи капельной жидкости (например, воды) происходит удар потока на плоскую поверхность крыши РВС, линейные размеры пристенной области соизмеримы с размерами крыши РВС. Исследуем процесс теплообмена между охлаждающей жидкостью и плоской поверхностью крыши РВС в точке торможения потока охлаждающей жидкости на оси симметрии импактной струи $r = 0$.

Схема растекания свободнопадающей импактной струи на плоской поверхности представлена на рис. 3.

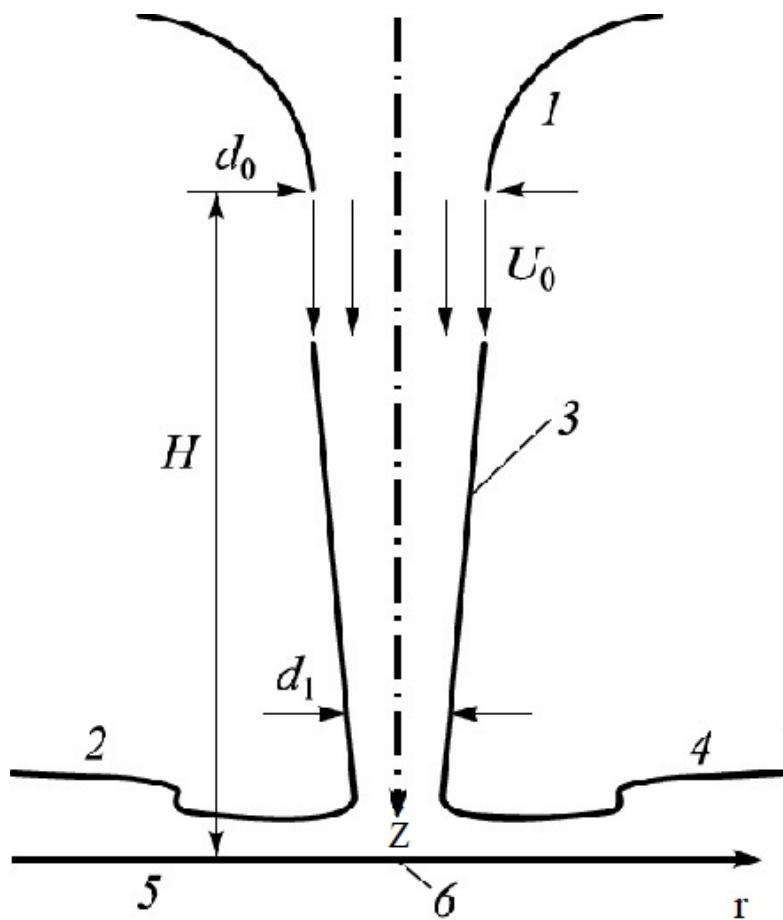


Рис. 3. Схема растекания импактной струи на плоской поверхности крыши РВС при свободном падении огнетушащего вещества: 1 – сопло; 2 – пристенное растекание струи; 3 – граница импактной струи; 4 – гидравлический скачок; 5 – поверхность крыши РВС; 6 – точка торможения потока капельной жидкости

С учетом осесимметричности потока охлаждающей жидкости целесообразно использовать цилиндрическую систему координат с осью ординат, направленной вниз. Учитывая рабочие скорости потока охлаждающей жидкости, применение модели идеальной (эйлеровской) жидкости позволяет построить поле скоростей в районе точки торможения потока при $r = 0$, тогда

$$u = -2 \cdot a \cdot Z; \quad v = a \cdot r, \quad (1)$$

где u , v – вертикальная и радиальная составляющие скорости потока соответственно; a – масштабный коэффициент, величину которого еще предстоит определить.

Учитывая выражение (1) для поля скоростей, уравнение энергии вдоль оси симметрии потока охлаждающей жидкости (при $r = 0$) может принять следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - 2 \cdot a \cdot z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = a \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (2)$$

Для решения дифференциального уравнения энергии (2) необходимо определить начальные и граничные условия, которые могут выглядеть как:

$$T(t, \infty) = T(0, z); \quad T(t, 0) = T_o,$$

где T_∞ – температура охлаждающей жидкости на выходе из ствола; T_o – температура в точке контакта охлаждающей жидкости и наружной поверхности охлаждаемой крыши РВС.

Решение задачи существенно упростится, если решать ее в граничных условиях I рода. Возможно также использовать граничные условия IV рода, но в этом случае применительно к процессу, сопряженному нестационарному переносу тепла между двумя телами (охлаждающей жидкостью и наружной поверхностью крыши РВС), температуру T_o в точке их контакта в начальный момент времени можно определить как:

$$T_o = \frac{T_{1,o} \cdot K_\varepsilon + T_{2,o}}{1 + K_\varepsilon} . \quad (3)$$

В уравнении (3) число сопряжений K_ε определяется с помощью выражения (4):

$$K_\varepsilon = \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot c_1 \cdot \lambda_1}{\rho_2 \cdot c_2 \cdot \lambda_2}}, \quad (4)$$

где ρ_1, c_1, λ_1 – плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности охлаждающей жидкости соответственно; ρ_2, c_2, λ_2 – плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала крышки РВС соответственно; $T_{1,o}$ и $T_{2,o}$ – начальные температуры жидкости и материала крыши РВС соответственно.

Таким образом, температура в точке контакта T_o остается постоянной, поэтому и температуру при $z = 0$ можно приравнять температуре контакта и использовать методологию граничных условий I рода, то есть $T(t, 0) = T_o$.

Математическая модель

Для аналитического решения уравнения энергии процесса охлаждения крышки РВС импактной струей жидкости необходимо ввести безразмерные переменные:

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_o - T_\infty}; \quad \tau = 2 \cdot a \cdot t; \quad \eta = z \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot a}{\alpha}} .$$

Таким образом, безразмерная форма уравнения энергии принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \eta \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2}; \\ \theta(\tau, \infty) = \theta(0, \eta) = 0; \quad \theta(\tau, 0) = 1. \end{cases} \quad (5)$$

Упростить форму дифференциального уравнения (5) в источнике [16] предлагается использовав автомодельную переменную ξ :

$$\xi = \frac{\eta}{\sqrt{1 - e^{-2r}}},$$

тогда уравнение энергии (5) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \xi \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0,$$
(6)

для которого граничные условия применительно к автомодельной переменной ξ можно определить следующим образом: $\theta(\infty) = 0$; $\theta(0) = 1$. В этом случае уравнение энергии (6) решается следующим образом:

$$\theta(\xi) = 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^{\xi} e^{-x^2/2} \cdot dx.$$
(7)

Решение степенного интеграла (7) позволяет получить исходное дифференциальное уравнение для коэффициента теплоотдачи α_o от жидкости к наружной поверхности крыши РВС в точке торможения струи:

$$\alpha_o = \lambda_2 \cdot \frac{\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}}{T_\infty - T_o}.$$
(8)

Используя уравнение (7), дифференциальное уравнение (8) для коэффициента теплоотдачи α_o приобретает свою интегральную форму:

$$\alpha_o = \lambda_2 \cdot \frac{\sqrt{\frac{(4 \cdot \alpha)}{(\pi \cdot a)}}}{\sqrt{1 - e^{-2r}}}.$$
(9)

Для достаточно продолжительного процесса охлаждения крыши РВС в пределе, когда $\tau \rightarrow \infty$, процесс охлаждения становится стационарным, и тогда:

$$\alpha_o = \lambda_2 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot \alpha}{\pi \cdot a}}.$$
(10)

Практическое использование выражений (9) и (10) для оценки эффективности процесса охлаждения импактной струей охлаждающей жидкости возможно при определении

величины постоянной a , для чего предполагается применить уравнение неразрывности струи, которое предполагает равенство расходов жидкости в сечении на выходе из пожарного ствола и в сечении вблизи к наружной поверхности крыши РВС:

$$d_o^2 \cdot U_o = d_1^2 \cdot U_1, \quad (11)$$

где d_1 – диаметр струи охлаждающей жидкости на расстоянии H от ствола.

Для свободно падающей струи охлаждающей жидкости ее скорость U_1 на расстоянии H от пожарного ствола, а скорость движения жидкости под действием гравитационных сил определяется как:

$$|U_1| = \sqrt{U_o^2 + 2 \cdot g \cdot H}, \quad (12)$$

где g – ускорение свободного падения.

Соотношение между величинами скорости U_1 на расстоянии H от пожарного ствола и начальной скорости U_o на выходе из ствола связано с критерием Фруда, который характеризует отношение гравитационной силы к силе инерции:

$$Fr = \frac{|U_o|}{\sqrt{g \cdot H}},$$

$$\frac{U_1}{U_o} = \sqrt{1 + \frac{2}{Fr^2}}.$$

Решая совместно уравнения (11) и (12), можно получить уравнение, позволяющее определить диаметр импактной струи вблизи охлаждаемой наружной поверхности крыши РВС:

$$d_1 = \frac{d_o}{\sqrt[4]{1 + \frac{2}{Fr^2}}}.$$

С помощью решения задачи о столкновении импактной струи с плоскостью охлаждаемой крыши РВС можно сделать вывод, что размер области, в которой скорость движения струи падает от максимальной величины U_1 до нулевого значения, соизмерим с диаметром струи d_1 . Это утверждение позволяет определить постоянную a в уравнении коэффициента теплоотдачи (9):

$$a = \frac{|U_1|}{2 \cdot d_1} = \frac{|U_1|}{2 \cdot d_o \cdot \sqrt[4]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3}},$$

тогда окончательно величина коэффициента теплоотдачи α от жидкости к наружной поверхности крыши РВС:

$$\alpha = \lambda_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot |U_o|}{\pi \cdot a \cdot d_o}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3}. \quad (13)$$

Структура уравнения (13) позволяет получить зависимость с основными критериями подобия: Нуссельта Nu , Рейнольдса Re , Прандтля Pr :

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = \sqrt{\frac{2 \cdot Pr}{\pi}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3}.$$

Для небольших значений критерия Фруда применительно к точкам, прилегающим к охлаждаемой поверхности, и для его больших величин, описывающих процесс в районе спрыска ствола, критериальные уравнения процесса теплообмена между импактной струей с плоской горизонтальной поверхностью принимают вид (14) и (15) соответственно:

$$Nu \approx 1,035 \cdot \frac{\sqrt{Pe}}{\sqrt[4]{Fr^3}}, \quad \text{при } Fr \ll 1; \quad (14)$$

$$Nu \approx 0,798 \cdot \sqrt{Pe}, \quad \text{при } Fr \gg 1, \quad (15)$$

где $Pe = Re \cdot Pr$ – критерий Пекле.

Результаты моделирования

На рис. 4 представлены результаты расчета на основе уравнений (14) и (15) применительно к значению критерия Прандтля $Pr=7,6$, соответствующего обычной воде.

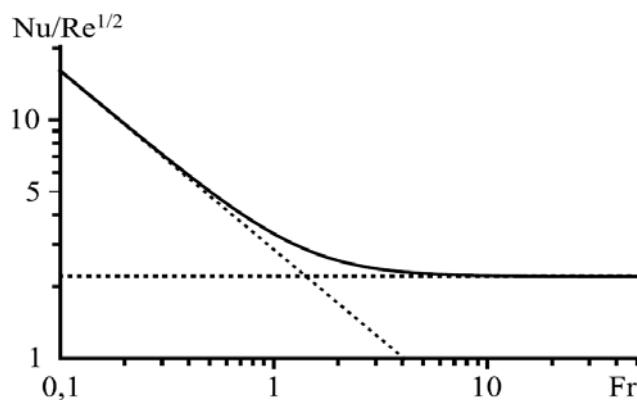


Рис. 4. Зависимость теплоотдачи импактной струи от числа Фруда

Исследование зависимости критериев Нуссельта и Рейнольдса от значений критерия Фруда осуществлялось при помощи специально разработанного макроса MS Basic в составе табличного процессора MS Excel.

В диапазоне больших значений критерия Фруда дистанция между спрыском пожарного ствола и охлаждаемой поверхностью невелика, поэтому на величину критерия Нуссельта критерий Фруда не влияет и практически не изменен, что экспериментально подтверждают авторы источников [7, 17].

Напротив, в диапазоне незначительных величин критерия Фруда силы тяготения превалируют над инерционными, что обуславливает интенсификацию процесса теплообмена при увеличении высоты свободного падения импактной струи на охлаждаемую поверхность. Численное значение критерия Фруда, близкое к 1, является естественной точкой перехода от одного режима к другому, что иллюстрирует рис. 4.

При достаточном увеличении высоты падения струи происходит диспергирование потока на отдельные, достаточно крупные капли, воздействие которых на плоскую поверхность может носить импульсный характер [18].

Определим усредненную продолжительность импульсного воздействия капли в безразмерном виде как $\sigma = \alpha \cdot t$, тогда усредненное же значение коэффициента теплоотдачи α_m по продолжительности импульсного воздействия в соответствии с (9) принимает вид:

$$\alpha_m = \lambda_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot |U_o|}{\pi \cdot a \cdot d_o}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3} \cdot \frac{1}{\vartheta} \cdot \int_0^\sigma \frac{d\theta}{\sqrt{1 - e^{-2\theta}}}$$

Решением определенного интеграла является функция гиперболического арктангенса:

$$\alpha_m = \lambda_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot |U_o|}{\pi \cdot a \cdot d_o}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3} \cdot \frac{1}{\vartheta} \cdot \operatorname{arcth} \sqrt{1 - e^{-2\vartheta}}$$

значение которого можно разложить в ряд. И в дальнейшем при расчете усредненной величины коэффициента теплообмена между каплей и плоской поверхностью следует учитывать только первый член разложения:

$$\alpha_m = \lambda_2 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot |U_o|}{\pi \cdot a \cdot d_o}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3} \cdot \frac{1}{\sqrt{\vartheta}}.$$

Соответственно, критериальное уравнение процесса теплообмена для случая импульсного воздействия импактного потока на плоскую поверхность крыши РВС приобретает вид:

$$Nu_m \approx 1,128 \cdot \sqrt{\frac{Re \cdot Pr}{\vartheta}} \cdot \sqrt[8]{\left(1 + \frac{2}{Fr^2}\right)^3} \quad (16)$$

На рис. 5 представлены результаты расчета на основе уравнения (16) для различных значений критерия Фруда.

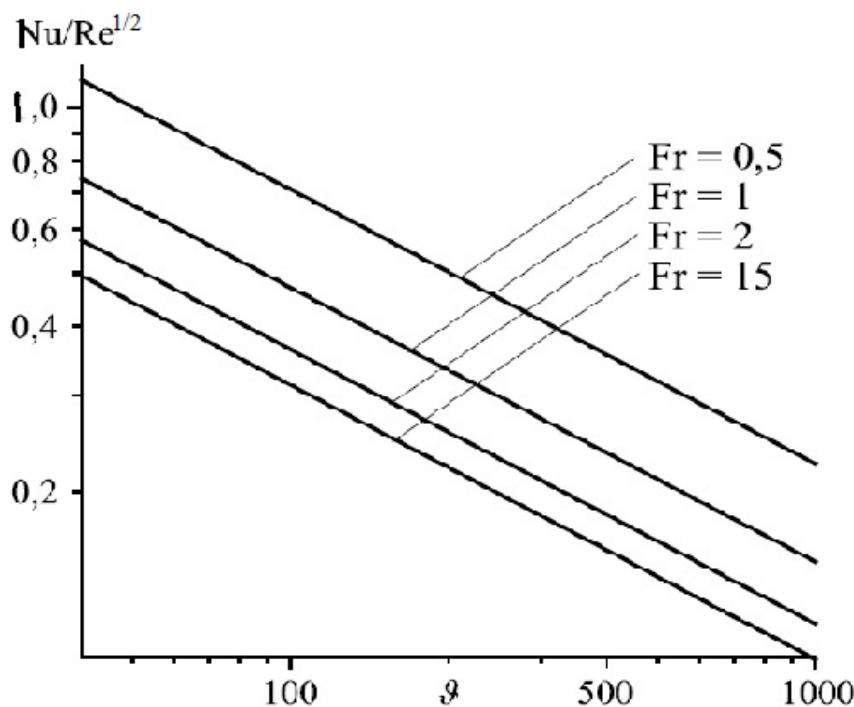


Рис. 5. Зависимость интенсивности теплоотдачи от числа Фруда при импульсном воздействии импактной струи

Из анализа рис. 5 следует, что интенсивность теплообмена для диспергированной струи уменьшается по мере уменьшения расстояния от среза сопла пожарного ствола до охлаждаемой внешней поверхности крыши РВС. Примерно такая же закономерность прослеживается и при увеличении продолжительности импульсного воздействия отдельных капель охлаждающей жидкости, что может быть объяснено возможным увеличением температурного перепада.

Выводы

Таким образом, представлена модель процесса теплообмена между свободно падающей импактной струей огнетушащего вещества и горизонтальной поверхностью крыши РВС в виде системы соответствующих критериальных уравнений, представляющих собой зависимость критерия Нуссельта от критериев Рейнольдса и Фруда, характеризующих режим движения охлаждающей жидкости и соотношение инерционных и гравитационных сил соответственно.

При незначительных расстояниях между срезом сопла пожарного ствола, когда $Fr \gg 1$, интенсивность теплообмена между свободно падающей импактной струей огнетушащего вещества и горизонтальной поверхностью крыши РВС не зависит от величины этого расстояния.

При существенных расстояниях между срезом сопла пожарного ствола, когда $Fr \ll 1$, интенсивность теплообмена между свободно падающей импактной струей огнетушащего вещества становится более значительной.

В случае диспергированной структуры струи охлаждающей жидкости усредненные характеристики теплообмена существенно увеличиваются для малой продолжительности импульса.

Список источников

1. СП 155.13130.2014. Склады нефти нефтепродуктов. Требования пожарной безопасности // ЭЛЕКТРОННЫЙ ФОНД правовой и нормативно-технической документации. URL: <http://www.docs.cntd.ru> (дата обращения: 15.05.2025).
2. Шалымов М.С. Влияние тепловых нагрузок пожара в нефтяном резервуаре на соседние резервуары // Технологии техносферной безопасности. 2015. № 2 (60). С. 103–110. EDN UJEOPR.
3. Кузьмин А.А., Романов Н.Н., Пермяков А.А. Тепломассоперенос на межфазной поверхности при охлаждении сферических резервуаров на пожаре // Природные и техногенные риски (физико-математические и прикладные аспекты). 2019. № 3 (31). С. 19–25. EDN QKQRXM.
4. Руководство по тушению нефти и нефтепродуктов в резервуарах и резервуарных парках. М.: ВНИИПО, 1999. 50 с.
5. Наставление по использованию передвижной пожарной техники для тушения пожаров горючих жидкостей в резервуарах подслойным способом // М.: ВНИИПО-ВИПТШ, 1995. 25 с.
6. A review of heat transfer data for single circular jet impingement / J. Jambunathan [et al.] // Intern. J. Heat and Fluid Flow. 1992. Vol. 13. № 2. P. 106–115.
7. Stevens J., Webb B.W. Local heat transfer coefficients under an axisymmetric, single-phase liquid jet // J. Heat Transfer. 1991. Vol. 113. P. 71–77.
8. Wolf D.F., Viskanta R., Incropera F.P. Turbulence dissipation in a free-surface jet of water and its effect on local impingement heat transfer from a heated surface: Part 1. Flow structure // J. Heat Transfer. 1995. Vol. 117. P. 85–94.
9. Liu X., Lienhard J.H.V., Lombara J.S. Convective heat transfer by impingement of circular liquid jets // J. Heat Transfer. 1991. Vol. 113. № 3. P. 571–582.
10. Elison B., Webb B.V. Local heat transfer to impinging liquid jets in the initially laminar, transitional and turbulent regimes // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1994. Vol. 37. № 8. P. 1207–1216.
11. Теплообмен в точке торможения свободно падающей импактной струи жидкости / А.И. Федорченко [и др.] // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29. № 4. С. 541–546. EDN BRCBYJ.
12. Wang X.S., Dagan Z., Jiji L.M. Heat transfer between a circular free impinging jet and a solid surface with non-uniform wall temperature or wall heat flux-I. Solution for the stagnation region // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1989. Vol. 32. № 7. P. 1351–1360.
13. Analytical study on impingement heat transfer with single-phase free-surface circular liquid jets / C.F. Ma [et al.] // J. Thermal Sci. 1996. Vol. 5. № 4. P. 272–277.
14. Течение тонких пленок жидкости / В.Е. Накоряков [и др.] // Волновые процессы в двухфазных системах: сб. науч. тр. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1975. С. 129–206.
15. Пахомов М.А., Терехов В.И. Влияние размера воздушных пузырьков на интенсификацию теплопереноса в импактной жидкостной струе // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 1. С. 147. DOI: 10.7868/S0040364416010075. EDN VCPOTX.
16. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
17. Kuraan A.M., Moldovan S.I., Choo K. Heat transfer and hydrodynamics of free water jet impingement at low nozzle-to-plate spacing // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 108. P. 2211–2216.
18. Трубаев В.И. Гидродинамика в жидкостно-газовых инжекторах с компактными и диспергированными струями жидкости: дис. ... канд. техн. наук. СПб., 2000. 135 с. EDN QDJODJ.

Информация о статье: статья поступила в редакцию: 26.05.2025; принята к публикации: 05.06.2025

Информация об авторах:

Кузьмин Анатолий Алексеевич, доцент кафедры физико-технических основ обеспечения пожарной безопасности Санкт-Петербургского университета ГПС МЧС России (196105, Санкт-Петербург, Московский пр., д. 149), кандидат педагогических наук, доцент, e-mail: kaa47@mail.ru, SPIN-код: 3604-7853

Пермяков Алексей Александрович, начальник кафедры физико-технических основ обеспечения пожарной безопасности Санкт-Петербургского университета ГПС МЧС России (196105, СанктПетербург, Московский пр., д. 149), кандидат педагогических наук, доцент, e-mail: ftoopb@igps.ru, <https://orcid.org/0000-0002-2081-6934>, SPIN-код: 5444-3350

Романов Николай Николаевич, доцент кафедры физико-технических основ обеспечения пожарной безопасности Санкт-Петербургского университета ГПС МЧС России (196105, Санкт-Петербург, Московский пр., д. 149), кандидат технических наук, доцент, e-mail: nik57nik@mail.ru, <https://orcid.org/0000-0001-8254-9424>, SPIN-код: 4828-4313