



ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Цель исследования состоит в получении метода расчета теплообмена при охлаждении высокотемпературной поверхности плоскофакельными форсунками. При решении использована нестационарная методика исследования теплообмена капли с нагретой поверхностью. Получены экспериментальные зависимости теплосъема капли от размера.

Охлаждение, теплообмен, высокотемпературная поверхность, упорядоченное взаимодействие, нестационарная методика исследования, температурное поле, трехмерная функция Дирака.

Процессы охлаждения металла диспергированной (распыленной) жидкостью, подаваемой на высокотемпературную металлическую поверхность, имеют большое практическое значение в металлургии. Теплообмен распыленной жидкости с поверхностью металла является довольно сложным явлением. Если степень диспергированности жидкости достаточно велика, то ее можно рассматривать как ансамбль капель, налетающих на поверхность. В этом случае теплообмен будет определяться суммарным тепловым эффектом от взаимодействия одиночных капель с нагретой поверхностью. Поэтому основой расчета охлаждения высокотемпературной поверхности каплями диспергированной жидкости являются расчеты плотности теплового потока, идущего на испарение капли при ее непосредственном взаимодействии с поверхностью, и коэффициента теплоотдачи. В основу расчетов положена модель упорядоченного взаимодействия отдельных капель со стенкой, при котором не происходит взаимного наложения отдельных актов взаимодействия. В реальном процессе такое наложение возможно и в пространстве, и во времени: на деформирующуюся при ударе о поверхность каплю может упасть следующая за ней капля (наложение в пространстве), взаимодействие двух контрольных капель может происходить одновременно, но в двух различных точках охлаждаемой поверхности (наложение во времени).

Для доказательства применимости модели упорядоченного взаимодействия, как правило, вводится число гомохронности

$$H_0 = \frac{1}{\sqrt[3]{NR^3}},$$

где N – массовая концентрация капель в диспергированном потоке, $1 / \text{м}^3$;

R – средний размер диспергированной капли, 10^{-3} м.

Далее рассчитывается массовая концентрация охлаждающей жидкости c , $\text{кг}/\text{м}^3$

$$c = \frac{4}{3} \pi \cdot R^3 \cdot \rho \cdot N,$$

которая не должна превосходить значений, определяемых неравенством

$$\frac{c}{\pi} \leq \frac{4}{9} H_0^{-1}.$$

Поэтому большинство экспериментальных исследований в области охлаждения высокотемпературных поверхностей диспергированной жидкостью ограничиваются исследованием теплообмена одиночной капли с поверхностью.

Наиболее подробно теплообмен одиночной капли рассмотрен в [1]. Теплосъем одиночной капли с нагретой поверхности с температурой не выше 300 °С пропорционален объему (или массе) капли и распространяется на температуры поверхности выше 500 °С. Однако при взаимодействии капли с высокотемпературной поверхностью практически мгновенно образуется паровой слой, который отбрасывает каплю от поверхности до того, как она успеет деформироваться. Теплосъем капли при этих условиях не будет пропорционален ее объему.

Методики исследования теплообмена капли с нагретой поверхностью разделяются на нестационарные и калориметрические, причем в нестационарных методиках теплосъем капли определяется косвенным образом через замеры температур во внутренних точках тела, на которую падает капля. Обе методики требуют особо тщательно поставленного эксперимента. Предлагаемая методика является нестационарной, но более простой в осуществлении.

Взаимодействие капли с поверхностью рассматривается как одномоментный акт, т.е. капля налетает на поверхность и почти мгновенно взаимодействует с ней. При этом капля частично испаряется с отбором теплоты от поверхности, а неиспарившаяся часть жидкости удаляется с поверхности теплообмена.

В этом случае, процесс теплообмена капли с поверхностью пластины можно рассматривать как мгновенный сток теплоты в одной точке. Математически задача теплопроводности в металле имеет вид:

$$\frac{\partial t(x, y, z, \tau)}{\partial \tau} = a \nabla^2 t(x, y, z, \tau) - W \cdot \delta(x, y, z, \tau), \quad (1)$$

где $t(x, y, z, \tau)$ – трехмерное температурное поле металла; x, y, z – трехмерные декартовы координаты с началом отсчета в точке взаимодействия капли с поверхностью; ось z направлена по нормали к поверх-

ности; τ – время, отсчитываемое с момента взаимодействия капли с поверхностью;

$$W = Q_k / c\rho,$$

где Q_k – количество теплоты, унесенное каплей; c – теплоемкость металла; ρ – плотность металла; $\delta(x, y, z, \tau)$ – трехмерная функция Дирака; $\alpha = \lambda / c\rho$ – коэф-

фициент температуропроводности; λ – коэффициент теплопроводности металла.

Пусть капля налетает на пластину, толщина s которой мала. В этом случае пластину можно считать практически двухмерной

$$\frac{\partial t}{\partial z} = 0.$$

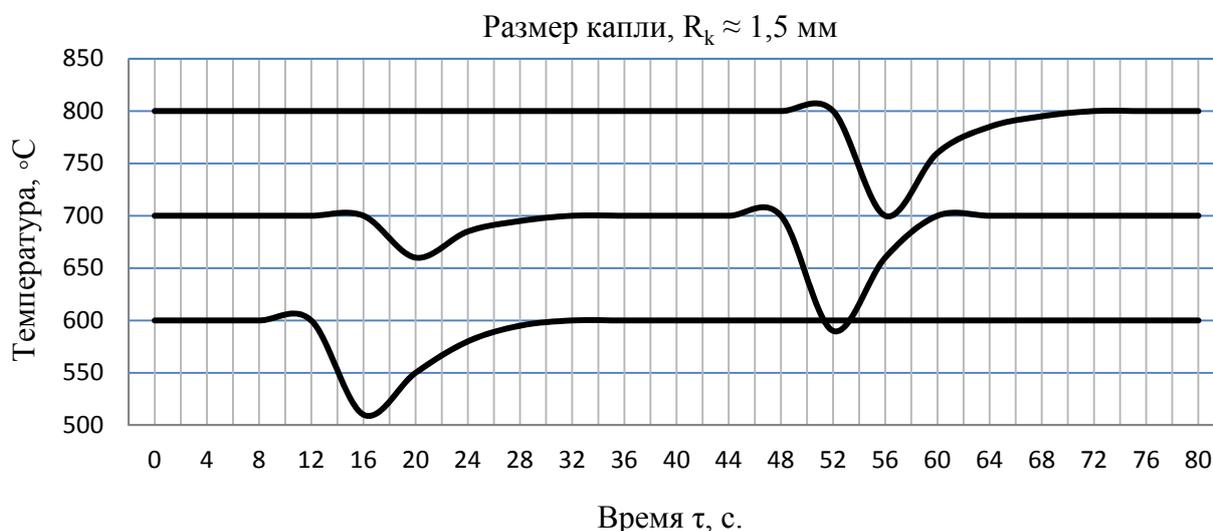
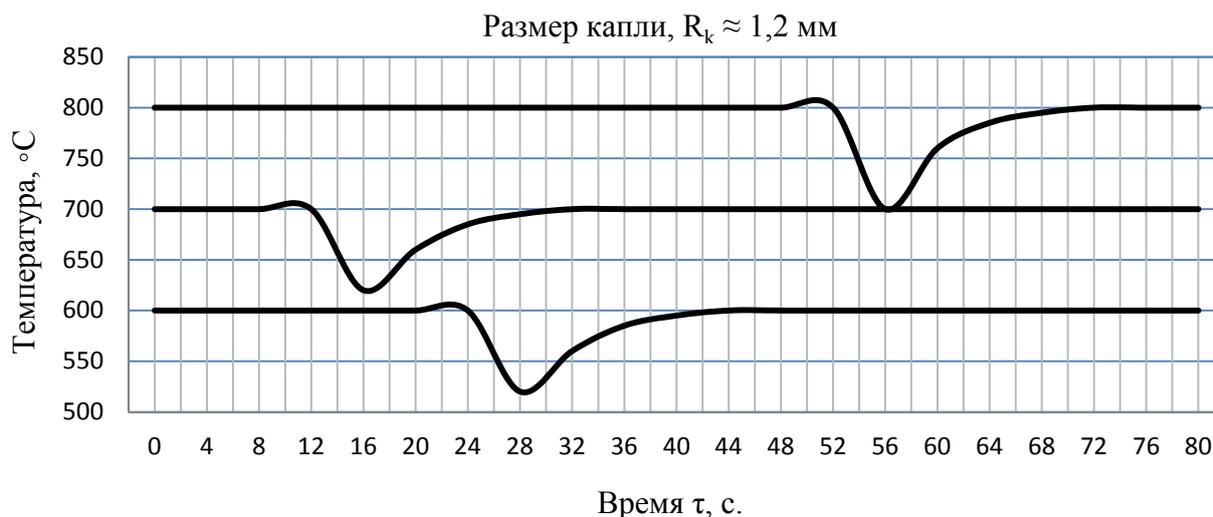
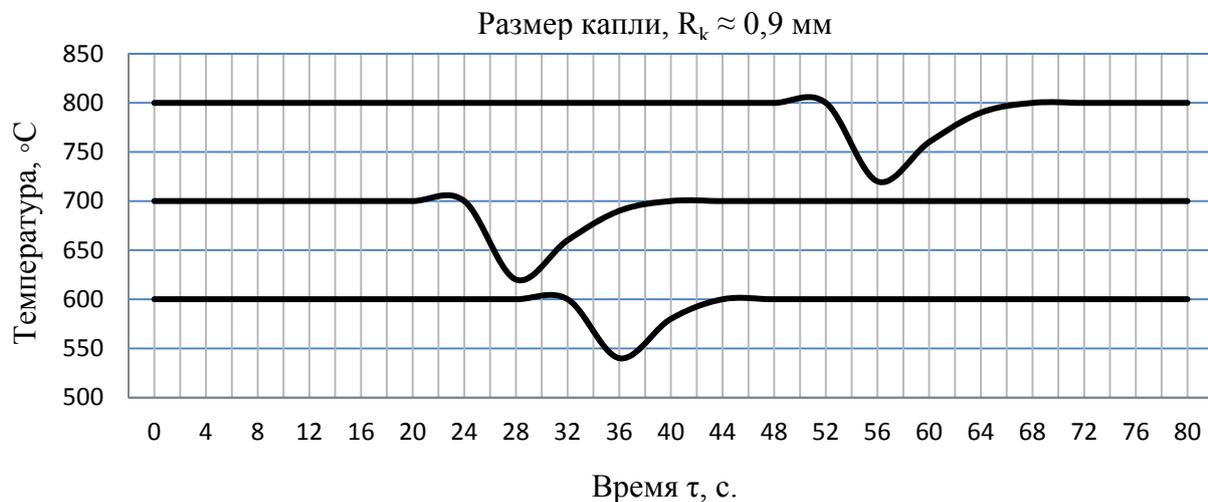


Рис. 1. Изменение температуры поверхности в месте падения капли

Поэтому уравнение (1) можно записать в виде:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) - \left(\frac{W}{s} \right) \delta(x, y, \tau),$$

где $t = t(x, y, z)$ и $\delta = \delta(x, y, \tau)$ – двумерные функции.

В начальный момент времени температура во всех точках пластины одинакова и равна $t_0 = t(x, y, 0)$.

В качестве граничных условий возьмем отсутствие теплообмена на обеих поверхностях пластины, а саму пластину будем считать бесконечной. Из-за того, что в одной точке пластины происходит мгновенный сток тепла, температура в этой точке мгновенно понижается, а затем восстанавливается до прежнего значения за счет теплопроводности в пластине (рис. 1).

Решением поставленной задачи в цилиндрических координатах будет следующее температурное поле [1]

$$t(r, \tau) = t_0 - \frac{Q_k}{c \cdot \rho \cdot s} \cdot \frac{1}{4\pi \cdot \tau} \exp\left(-\frac{r^2}{4a\tau}\right), \quad (2)$$

где $t(r, \tau)$ – температура пластины в момент τ на расстоянии r от точки стока тепла. В частности, при $r = 0$ температура будет изменяться как

$$t(0, \tau) = t_0 - \frac{Q_k}{\lambda \cdot s} \cdot \frac{1}{4\pi\tau}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что, если известна температура пластины в точке $r = 0$ в момент времени $\tau > 0$, то тепло Q_k , унесенное каплей, можно определить из выражения

$$Q_k = 4\pi \cdot \tau \cdot \lambda \cdot s \cdot (t_0 - t(0, \tau)). \quad (4)$$

Для использования (4) при обработке экспериментальных данных необходимо обеспечить соответствующие граничные условия на поверхностях пластины, рациональным образом выбрать толщину s пластины, ее линейные размеры и момент времени τ , в который производится замер температуры пластины в месте падения капли.

Поскольку процессы изменения температуры пластины за счет взаимодействия с каплей и передачи теплоты в пластине при достаточно большом λ протекают гораздо быстрее, чем изменение теплового баланса пластины при теплообмене с окружающей средой излучением и конвекцией, то решение данной задачи в виде (2) достаточно точно отражает распределение температурного поля в пластине.

Из формулы (3) следует, что в нулевой момент времени ($\tau = 0$) температура пластины в месте падения капли должна понизиться до минус бесконечности. На самом деле из-за конечных размеров капли и конечного времени взаимодействия капли с пластиной этого не произойдет, поэтому малые моменты времени следует исключить из рассмотрения.

Формула (3) описывает реальные отклонения температуры от исходной, при временах

$$\tau > \frac{d^2}{a},$$

где d – диаметр капли. Отклонения температуры от исходной будут тем больше, чем меньше толщина пластины и коэффициент теплопроводности материала пластины.

Пластину можно считать двухмерным телом, если ее температура по толщине успевает выравниваться за достаточно малое время $\tau_{\text{выр}}$, которое можно оценить из выражения

$$\tau_{\text{выр}} \approx \frac{s^2}{a}.$$

Если принять $s = 10^{-3}$ м, $a = 10^{-5}$ м²/с (сталь), то время $\tau_{\text{выр}} \approx 0,1$ с., что гораздо меньше характерного времени рассматриваемого процесса. Чем меньше толщина пластины и больше коэффициент теплопроводности, тем с большим основанием пластину можно считать двухмерным телом.

В теоретической постановке рассматриваемой задачи теплообмена капли с пластиной линейные размеры пластины принимались бесконечными. В реальном эксперименте достаточно потребовать, чтобы линейные размеры пластины были много больше диаметра капли. Время τ необходимо выбирать так, чтобы исключить влияние конечных размеров пластины и капли.

При указанных условиях методическая погрешность эксперимента по определению величины Q_k без учета погрешности определения температуры и установки термопары не превышает 1,5 %.

Для оценки влияния точности установки термопары достаточно проанализировать экспоненту в формуле (2). Если расстояние от места установки термопары и места падения капли $r < 0,2 \cdot (a\tau)^{1/2}$, то экспонента в (2) отличается от единицы не более чем на 1 %, что можно считать допустимой погрешностью. При $\tau = 1$ с., $a = 10^{-5}$ м²/с, величина $r < 1,4 \cdot 10^{-3}$ м. Если $\tau = 5$ с., то $r < 3 \cdot 10^{-3}$ м. Отсюда следует, что требования по точности установки термопары не являются очень жесткими.

Выбирая момент времени τ , в который производится замер температуры в месте падения капли, можно обеспечить необходимую точность измерения температуры, а также точность расчетной формулы (4).

Изменения температуры пластины в месте падения капли регистрировались одноканальным самозаписывающим КСП-4 с точностью $\pm 0,5$ °С. Для тарировки использовался КСП-4 с диапазоном шкалы 0÷1100 °С, точностью 4 °С. В цепь с хромель-алюмелевой термопарой последовательно включался источник постоянного напряжения, искусственно уменьшающий термо-ЭДС термопары. Тарировка КСП осуществлялась при обратной ЭДС, составлявшей около 25 мВ. Тарировочный график представлен на рисунке 2, где: t – фактическая температура, регистрируемая грубым КСП, t_l – температура, регистрируемая более точным КСП.

Таким образом, по предложенной в данной работе методике можно с достаточной для практических целей точностью определять количество теплоты, отобранной каплей в результате взаимодействия с высокотемпературной поверхностью.

При исследовании зависимости теплосъема от размера капли при температурах поверхности 500, 600, 700, 800 °С, по формуле (4) получено, что отношение тепла, отведенного каплей, к квадрату ее размера остается примерно постоянным, т.е. теплосъем определяется главным образом величиной поверхности капли (рис. 3).

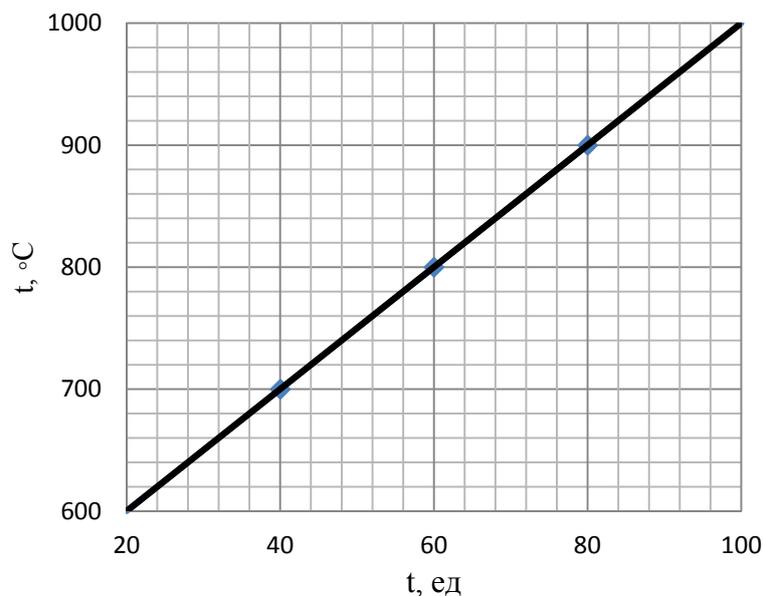


Рис. 2. Тарировочный график для определения фактической температуры

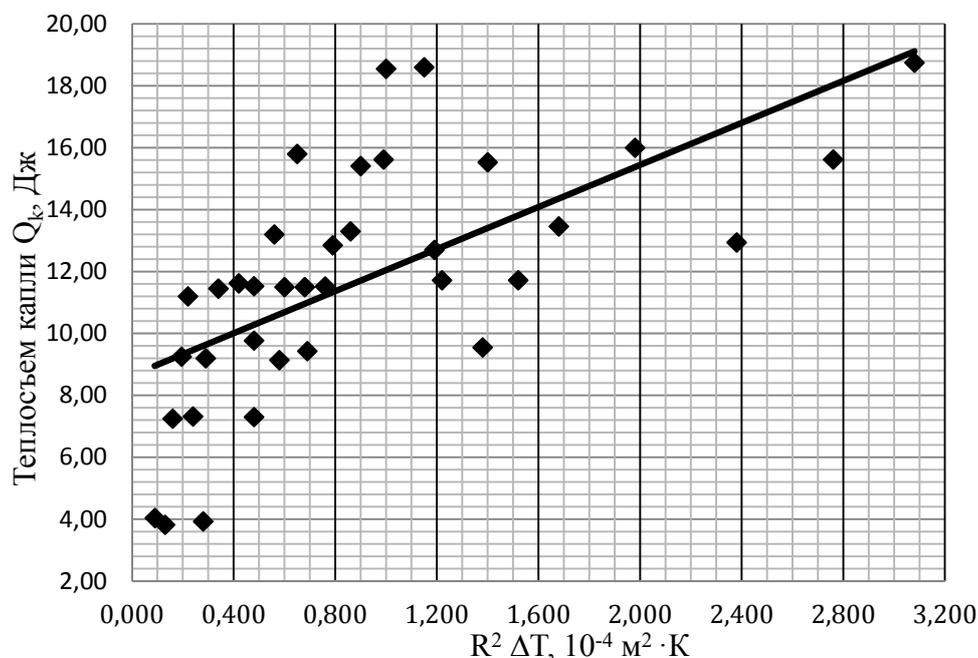


Рис. 3. Зависимость теплосъема капли от квадрата ее размера

Количество тепла, отводимого за единицу времени с единицы поверхности, описывается выражением [3]

$$q = kNR^2\omega\Delta t, \quad (5)$$

где k – коэффициент пропорциональности; Δt – разность температур жидкости и поверхности.

При некоторых условиях k почти не зависит от N , R , ω , t [3, 4]. Эти условия такие:

- температура поверхности высокая ($t > 450$ °С);
- диспергированная среда достаточно разреженная.

При экспериментальных исследованиях теплообмена капельного охлаждения коэффициент k в формуле (5) равен

$$k = \frac{Q_k}{R^2\Delta T} \approx 5,2 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Таким образом, при охлаждении высокотемпературной поверхности водяной или воздушной смесью тепловой поток, отводимый диспергированной жидкостью, пропорционален общей площади поверхности распыленной жидкости, т.е. числу капель на квадрат их среднеповерхностного радиуса.

Скорость движения капель ω_n можно найти как [5]

$$\omega_n = \frac{G}{F_\phi} \cdot \cos\beta,$$

где G – полный объемный расход воды форсунки, м³/с.; F_ϕ – площадь отверстия форсунки, м²; β – угол, под которым падают капли на поверхность (угол между нормальной составляющей и траекторией, по которой падают капли).

Учитывая, что

$$\cos\beta = \frac{H}{\sqrt{Y^2 + H^2}}$$

где H – высота от среза сопла до исследуемого сечения (охлаждаемой поверхности), м; Y – координата от оси факела до точки в исследуемом сечении струи, м, формулу (5) можно представить в виде

$$\alpha = 5200 \cdot N \cdot R_{32}^2 \cdot \frac{G}{F_{\phi} \sqrt{Y^2 + H^2}}. \quad (6)$$

Формула (6) удобна тем, что в нее входят параметры, характеризующие диспергированность струи, истекающей из форсунки NR_{32}^2 , геометрические параметры самого распылителя F_{ϕ} , и технологические (высота установки распылителя H , расход жидкости G) параметры.

Таким образом, полученную зависимость можно использовать для оперативной настройки, контроля режимов форсуночного охлаждения.

Литература

1. Лабейш, В. Г. Жидкостное охлаждение высоко-температурного металла / В. Г. Лабейш. – Ленинград : Издательство Ленинградского университета, 1983. – 172 с.
2. Владимиров, В. С. Уравнения математической физики / В. С. Владимиров. – Москва : Наука, 1981. – 512 с.
3. Калягин, Ю. А. Тепловые процессы в зоне вторичного охлаждения машины непрерывного литья заготовок / Ю. А. Калягин, Н. А. Бормосов, С. В. Лукин. – Череповец : ЧГУ, 2005. – 168 с.
4. Бормосов, Н. А. Инженерный эксперимент при исследовании тепловых и теплообменных процессов в технологических установках: учебное пособие / Н. А. Бормосов. – Вологда : ВоГУ, 2020. – 79 с.
5. Пехович, А. И. Расчеты теплового режима твердых тел / А. И. Пехович, В. М. Жидких. – Ленинград : Энергия. Ленинградское отделение, 1976. – 351 с.

N.A. Bormosov, A.Yu. Belyanina, T.A. Kochkareva
Vologda State University

RESEARCH OF HEAT EXCHANGE DURING HIGH-TEMPERATURE SURFACE COOLING

The aim of the study is to obtain a method for calculating heat transfer during cooling of a high-temperature surface with flat-plate nozzles. The authors used a nonstationary research technique to study the heat transfer between a drop and a heated surface. Experimental dependences of the drop heat removal depending on their size are obtained.

Cooling, heat transfer, high-temperature surface, ordered interaction, non-stationary research technique, temperature field, three-dimensional Dirac function.