

К расчету теплообмена излучением круглоребристых труб и пучков

А. В. Самородов¹

Архангельский государственный технический университет

В статье рассматривается теплообмен излучением труб с круглыми ребрами и пучков из них с окружающей средой. Сделан анализ существующих литературных источников по данному вопросу. Кратко рассмотрены основные способы расчета излучения, используемые в инженерной практике. Предложены формулы для определения средней эффективной степени черноты и среднего углового коэффициента одиночной ребристой трубы с учетом толщины ребра. Приводится количественное сравнение результатов расчетов излучения по среднему угловому коэффициенту через приведенную степень черноты и зональным методом применительно к пучкам ребристых труб теплообменников воздушного охлаждения. Полученные результаты для пучков ребристых труб в равной степени относятся и для гладкотрубных пучков. Даны рекомендации к вычислению угловых коэффициентов трубных пучков при использовании зонального метода.

Ключевые слова: лучистый теплообмен, эффективная степень черноты, зональный метод, средний угловой коэффициент излучения, разрешающий угловой коэффициент излучения.

Трубы с поперечными круглыми ребрами находят широкое применение в технике. Из них изготавливаются теплообменные секции аппаратов воздушного охлаждения (АВО), калориферы, испарители холодильных камер и т. п. При эксплуатации теплообменника в режиме свободной конвекции заметная часть теплоты отводится излучением и ее нельзя не учитывать. Особенно это характерно для крайних рядов трубных пучков. Доля лучистой составляющей для одиночной ребристой трубы всегда больше, чем в пучке, и может достигать до 50% от общего теплового потока [1].

В нашей работе выполнено сравнение различных методов расчета теплообмена излучением одиночной круглоребристой трубы и пучков с окружающей средой, предлагаются новые подходы к решению этой задачи.

Прежде всего кратко рассмотрим два основных метода расчета теплообмена излучением [2, 3], используемых в инженерной практике: расчет по среднему угловому коэффициенту, зональный метод.

Первый метод применяется в случаях, когда замкнутую систему можно представить состоящей только из

двух тел. В пределах каждого тела температура и степень черноты считаются постоянными. Результирующий тепловой поток излучением определяется по формуле [3]

$$Q = \varepsilon_{\text{пр}} c_0 \Phi_{1-2} F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (1)$$

где $\varepsilon_{\text{пр}}$ - приведенная степень черноты системы тел;

c_0 - коэффициент излучения абсолютно черного тела, $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$;

Φ_{1-2} - средний угловой коэффициент излучения от тела 1 к телу 2;

F_1 - площадь поверхности 1 тела, м^2 ;

T_1, T_2 - абсолютные температуры соответственно 1 и 2 тел, К° .

Приведенная степень черноты согласно [3, 5]

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \Phi_{1-2} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \Phi_{2-1} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где ε_1 - степень черноты 1 тела;

ε_2 - степень черноты 2 тела.

Формула (2) строго применима лишь к таким замкнутым системам двух тел, для которых средний (среднеинтегральный) угловой коэффициент излучения, например от тела 1 к телу 2, равен дифференциальному угловому коэффициенту от любой элементарной площадки 1 тела на всю поверхность 2 тела [2, 5]:

$$\Phi_{1-2} = \Phi_{dF_1-F_2} = \text{const} . \quad (3)$$

Существует несколько частных случаев, для которых условие (3) строго выполняется, например, для двух параллельных бесконечных плоскостей. В некоторых технических задачах можно сделать допущение, что условие (3) выполняется и можно пользоваться формулой (2). Для сложных вогнутых тел формула (2) дает вполне точный результат [5] при условии, что степени черноты поверхностей тел ε_1 и ε_2 достаточно велики, иначе погрешность может быть очень существенной. Можно также сказать, что чем выше степени черноты поверхностей тел $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и чем меньше средние угловые коэффициенты излучения Φ_{1-2}, Φ_{2-1} , тем менее значимым становится невыполнение условия (3), так как при этом $\varepsilon_{\text{пр}}$ стремится к высшему пределу, равному единице. Заметим, что на этом принципе основано создание модели абсолютно черного тела [5].

Сущность зонального метода [2, 3] состоит в том, что суммарная поверхность F замкнутой излучающей системы разделяется на произвольное число зон n

¹ Автор - аспирант

(при этом $F = \sum_{i=1}^n F_i$). При постановке задачи принимаются следующие допущения:

в пределах каждой зоны температура и радиационные характеристики поверхности постоянны, для каждой зоны выполняется условие (3). Расчет излучения тем точнее, чем больше число зон выделено в системе, то есть чем меньше размеры зон.

Поток результирующего излучения на поверхности i -й зоны определится по формуле [3]

$$Q_i = a_i c_0 \sum_{k=1}^n a_k \left[\left(\frac{T_k}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_i}{100} \right)^4 \right] \Phi_{i-k} F_i, \quad (4)$$

где a_i, a_k - поглощательные способности i -й, k -й зон; Φ_{i-k} - разрешающий угловой коэффициент излучения между зонами i и k , определяемый системой алгебраических уравнений следующего вида:

$$\Phi_{i-k} = \Phi_{i-k} + \sum_{j=1}^n r_j \Phi_{i-j} \Phi_{j-k}, \quad (5)$$

где r_j - отражательная способность j -й зоны.

Согласно [3, 4] для непрозрачных тел $r = 1 - a$, для серых тел можно принять $a = \varepsilon$.

Если в системе все тела абсолютно черные ($r = 0$), то, как видно из (5), разрешающий коэффициент Φ_{i-k} становится равным угловому коэффициенту излучения Φ_{i-k} .

Следует отметить, что число уравнений в системе (5) равно n^2 , но большинство коэффициентов равно нулю. При использовании современных компьютерных программ, в частности электронных таблиц, решение (5) не представляет большого труда. В [2] показано, как найти необходимые разрешающие коэффициенты через алгебраические дополнения. Главная трудность зонального метода состоит в отыскании всех угловых коэффициентов системы, число которых также равно n^2 . Однако если хотя бы одно из тел можно считать абсолютно черным, то выражения для Φ_{i-k} заметно упрощаются [3]. Кроме того, определив часть разрешающих коэффициентов, остальные можно найти, воспользовавшись их свойствами [2].

В известных автору научных источниках предлагаются следующие подходы к расчету теплообмена излучением ребристых труб и пучков.

В работах [6, 7] изложена методика, применимая для технических расчетов лишь к таким ребристым трубам, которые имеют достаточно большие относительные межреберные шаги ($s/d_0 = 0,3 \dots 0,8$) и без учета влияния толщины ребра Δ . Значение углового коэффициента излучения от одиночной ребристой

трубы к окружающей среде Φ_{T-c} предлагается определять графически в зависимости от соотношений s/d_0 и d/d_0 . Погрешность такого определения при s/d_0 близких к 0,3 может доходить до 8%. В АВО применяются оребренные трубы с отношением $s/d_0 = 0,09 \dots 0,125$ и при этом, очевидно, необходимо учитывать толщину ребра Δ , так как она сравнима с его шагом s [8]. Здесь и далее s, h, Δ - соответственно шаг, высота и средняя толщина ребра; d - наружный диаметр ребра; $d_0 = d - 2h$ - диаметр у основания ребра.

Условие (3) для оребренных труб не выполняется, так как дифференциальный угловой коэффициент от трубы к среде сильно зависит от положения элементарной площадки на ребристой поверхности. В примерах расчетов теплообмена излучением круглоребристых труб и пучков [9] степень черноты поверхности труб принимается не ниже $\varepsilon_T > 0,8$. В этом случае значение ε_{np} , рассчитанной по формуле (2), очень близко к единице, и значимость невыполнения условия (3) очень мала. Однако в теплообменниках часто применяют трубы с алюминиевыми ребрами, а степень черноты алюминия порядка $\varepsilon \approx 0,1 \div 0,2$ [3]. В этом случае расчет ε_{np} по (2) может привести к значительной погрешности.

В работе [10] представлен подробный анализ лучистого теплообмена одиночной ребристой трубы на основе дифференциального и интегрального исчисления. Излучение для межреберных полостей и кромок ребер предлагается рассчитывать отдельно. Однако это справедливо, если окружающая среда считается абсолютно черным телом, в противном случае необходимо учитывать взаимовлияние полостей и кромок через отражение тепловых потоков от поверхности среды.

Строгий расчет излучения ребристых пучков очень сложен, и в этом направлении необходимо продолжать исследования. В первом приближении согласно [6] вычислить угловой коэффициент от пучка к окружающей среде можно по формуле

$$\Phi_{1-2} = \Phi_{T-c} \Psi_{1-2}, \quad (6)$$

где Ψ_{1-2} - поправочный коэффициент, учитывающий затенение ребристой трубы соседними трубами.

В [6, 7] предлагается Ψ_{1-2} определять графически, хотя более точный результат можно получить, если рассчитывать Ψ_{1-2} как средний угловой коэффициент излучения от пучка из гладких труб диаметром d к окружающей среде, используя готовые аналитические зависимости [2].

Справедливость формулы (6) хорошо подтверждается опытными данными [11] для пучков ребристых труб с малым шагом оребрения ($s/d_0 \approx 0,1$). По-видимому, это объясняется плотным расположением ребер на трубе, то есть малым шагом ребер. По нашему мне-

нию, формулой (6) можно пользоваться с достаточной для технических расчетов точностью при выполнении условия

$$\frac{\Phi_{\tau-c} F_{\tau}}{F_o} \geq 0,9, \quad (7)$$

где F_{τ} - площадь поверхности оребренной трубы;
 F_o - площадь поверхности, огибающей ребристую трубу по вершинам ребер (гладкая труба диаметром d).

При рассмотрении теплообмена излучением ребристой трубы и пучков нами были сделаны следующие допущения: во всех точках поверхности труб температура T_1 одинакова и постоянна; поверхность труб считается серой с диффузным отражением и постоянной степенью черноты ϵ_{τ} ; длина труб и их число в каждом ряду пучка бесконечны; окружающая среда является абсолютно черным телом с постоянной температурой T_2 .

Рассмотрим теплообмен излучением одиночной оребренной трубы с шайбовыми круглыми ребрами постоянного поперечного сечения с окружающей средой (рис. 1). Некоторые типы труб, например биметаллические, имеют спиральные поперечно-накатные ребра переменной толщины, но при определении угловых коэффициентов можно пренебречь углом подъема ребра и трапецеидальностью поперечного сечения ввиду их малости [8]. Поскольку считается, что длина трубы бесконечна, достаточно рассматривать участок трубы длиной, равной шагу s , окруженный цилиндрической поверхностью окружающей среды площадью F_c .

Поскольку среда считается абсолютно черным телом, ее можно заменить замыкающей цилиндрической поверхностью F_o , огибающей трубу по вершинам ребер. Поверхность F_o представляет собой цилиндр диаметром d и высотой s . Таким образом, получаем замкнутую систему "ребристая труба - окружающая среда". Разобьем каждую поверхность на две зоны: для трубы $F_{\tau} = F_{\tau 1} + F_{\tau 2}$; для среды $F_o = F_{o 1} + F_{o 2}$ (рис. 1).

Зоны $F_{\tau 1}$, $F_{o 1}$ и $F_{\tau 2}$, $F_{o 2}$ образуют собой две независимые замкнутые системы, поэтому расчет можно выполнять отдельно для межреберного пространства трубы ("впадина") и отдельно для кромки ребра.

Тепловой поток для "впадины" можно вычислить по формуле

$$Q_1 = \epsilon'_{\text{эф}} c_0 F_{\tau 1} \Phi_{\tau 1-o 1} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (8)$$

где $\epsilon'_{\text{эф}}$ - эффективная степень черноты для замкнутой системы двух поверхностей $F_{\tau 1}$ и $F_{o 1}$; $\Phi_{\tau 1-o 1}$ - средний

угловой коэффициент излучения от $F_{\tau 1}$ на $F_{o 1}$.

Значение $\Phi_{\tau 1-o 1}$ можно определить по формуле

$$\Phi_{\tau 1-o 1} = \frac{(1 - \Phi_{o 1-o 1})(s - \Delta)d}{\frac{1}{2}(d^2 - d_0^2) + (s - \Delta)d_0}, \quad (9)$$

где $\Phi_{o 1-o 1}$ - угловой коэффициент излучения зоны $F_{o 1}$ саму на себя. Определить значение $\Phi_{o 1-o 1}$ можно аналитически либо графически по работе [2]. Формула (9) была получена на основании работы [1].

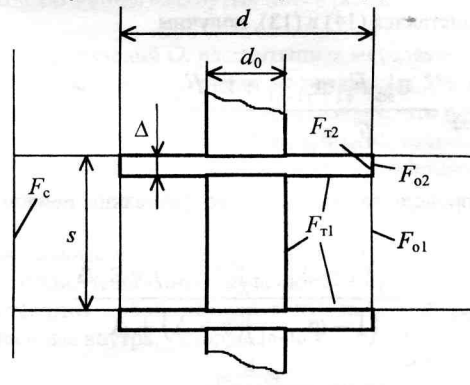


Рис. 1. Схема для расчета теплообмена излучением круглоребристой трубы

Ввиду того что угловой коэффициент $\Phi_{\tau 2-o 2} = 1$, то согласно [4] тепловой поток для зоны $F_{\tau 2}$ рассчитывается по упрощенной формуле

$$Q_2 = \epsilon_{\tau} c_0 F_{\tau 2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (10)$$

Суммарный тепловой поток излучением будет равен

$$Q = Q_1 + Q_2 = \left(\epsilon'_{\text{эф}} F_{\tau 1} \Phi_{\tau 1-o 1} + \epsilon_{\tau} F_{\tau 2} \right) \times c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (11)$$

Однако при расчете Q , особенно в пучках, удобнее пользоваться средними эффективной степенью черноты $\epsilon'_{\text{эф}}$ и угловым коэффициентом одиночной ребристой трубы $\Phi_{\tau-c}$, в которых уже учтено влияние толщины ребра. При этом можем записать

$$\epsilon'_{\text{эф}} F_{\tau 1} \Phi_{\tau 1-o 1} + \epsilon_{\tau} F_{\tau 2} = \epsilon'_{\text{эф}} \Phi_{\tau-c} F_{\tau}, \quad (12)$$

откуда

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon'_{\text{эф}} F_{\tau 1} \varphi_{\tau 1-01} + \varepsilon_{\tau} F_{\tau 2}}{\varphi_{\tau-c} F_{\tau}} \quad (13)$$

Стоит заметить, что $\varphi_{\tau-c} = \varphi_{\tau-0}$, а также $\varphi_{\tau 1-01} = \varphi_{\tau 1-c}$.

Используя свойство распределительности [2], угловой коэффициент $\varphi_{\tau-c}$ можно определить как

$$\varphi_{\tau-c} = \frac{F_{\tau 1} \varphi_{\tau 1-01} + F_{\tau 2}}{F_{\tau}} \quad (14)$$

Подставляя (14) в (13), получим

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon'_{\text{эф}} F_{\tau 1} \varphi_{\tau 1-01} + \varepsilon_{\tau} F_{\tau 2}}{F_{\tau 1} \varphi_{\tau 1-01} + F_{\tau 2}}, \quad (15)$$

а проводя дальнейшие преобразования, найдем, что

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon'_{\text{эф}} (1 - \varphi_{01-01})(s - \Delta) + \varepsilon_{\tau} \Delta}{(1 - \varphi_{01-01})(s - \Delta) + \Delta} \quad (16)$$

Из (16) легко увидеть, от чего зависит вклад в излучение "впадины" и кромки ребра. Если считать, что $\varphi_{01-01} = 0$, то доля излучения от кромок ребер по отношению к излучению всей трубы определится отношением $(\varepsilon_{\tau} \Delta) / (\varepsilon_{\text{эф}} s)$. Таким образом, несмотря на то, что площадь кромки ребра составляет обычно не более 5% от суммарной площади поверхности ребристой трубы [8], доля излучения может быть гораздо выше и в первом приближении зависит от Δ / s .

В работе [1] предложена формула для непосредственного определения $\varphi_{\tau-c}$ через геометрические параметры ребристой трубы:

$$\varphi_{\tau-c} = \frac{[s - \varphi_{01-01}(s - \Delta)]d}{\frac{1}{2}(d^2 - d_0^2) + (s - \Delta)d_0 + \Delta d} \quad (17)$$

Основная сложность заключается в корректном вычислении $\varepsilon'_{\text{эф}}$. В первом приближении можно пользоваться формулой

$$\varepsilon'_{\text{эф}} = \left[1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_{\tau}} - 1 \right) \varphi_{\tau 1-01} \right]^{-1} \quad (18)$$

Достаточно точное значение $\varepsilon'_{\text{эф}}$ можно определить по графическим данным работы [10] для широкого диапазона ε_{τ} и $\varphi_{\tau 1-01}$. Эти данные можно считать точными, поскольку они получены на основе решения дифференциальных уравнений. Аналитическое интегрирование уравнений очень сложно, и в [10] оно

проведено численно. В этой работе также показано, что значения $\varepsilon'_{\text{эф}}$ практически не отличаются для круглых и плоских продольных ребер при фиксированных ε_{τ} и $\varphi_{\tau 1-01}$.

Расхождение в значениях $\varepsilon'_{\text{эф}}$, полученных по [10] и формуле (18), доходит до 30%, причем вычисление по (18) дает завышенный результат. Однако если $\varepsilon_{\tau} \geq 0,5$, то разница не будет больше 10% при любом значении $\varphi_{\tau 1-01}$. Кроме того, если при расчете по формуле (18) получается, что $\varepsilon'_{\text{эф}} \geq 0,95$, то отклонение этого значения от значений $\varepsilon'_{\text{эф}}$, полученных другими более точными способами, не превысит 10%. Это может иметь место даже при невысоких значениях ε_{τ} , но для очень малых $\varphi_{\tau 1-01}$, то есть в случаях, когда значимость невыполнения условия (3) мала.

Следует отметить, что погрешность в вычислении $\varepsilon'_{\text{эф}}$ может быть вызвана не только выбором метода ее расчета, но также и ошибкой в определении величины ε_{τ} . В инженерной практике, как правило, радиационные свойства материалов определяют по справочным данным после простого визуального осмотра поверхности. Помимо того, для металлических поверхностей (особенно полированных) косинусный закон Ламберта строго не выполняется [4]. В связи с этим лучше всего непосредственно определить среднюю $\varepsilon_{\text{эф}}$ (но не $\varepsilon'_{\text{эф}}$) с помощью экспериментального метода, описанного в нашей работе [1]. Экспериментальный способ наиболее надежный, и в прикладных научных исследованиях его следует применять для ребристых труб любых геометрических параметров.

Рассмотрим более общий случай, когда одиночная ребристая труба окружена замкнутым цилиндрическим телом площадью F_c со степенью черноты $\varepsilon_c < 1$, причем $F_c > F_0$ (рис. 1.). Расчет излучения в этом случае необходимо проводить с учетом взаимного отражения для трех зон: F_c , $F_{\tau 1}$, $F_{\tau 2}$, то есть применять зональный метод. Но можно показать, что результат будет тот же самый, если пользоваться средними $\varepsilon_{\text{эф}}$ и $\varphi_{\tau-c}$. Расчет осуществляется по формуле (1), в которую вместо $\varphi_{1-2} F_1$ следует подставлять $\varphi_{\tau-c} F_{\tau}$. Приведенная степень черноты системы "ребристая труба - окружающая среда" будет равна

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[\frac{1}{\varepsilon_{\text{эф}}} + \left(\frac{1}{\varepsilon_c} - 1 \right) \varphi_{c-\tau} \right]^{-1}, \quad (19)$$

где $\varphi_{c-\tau}$ - угловой коэффициент излучения от окружающей среды к ребристой трубе, который можно определить как

$$\varphi_{c-\tau} = \varphi_{\tau-c} \frac{F_{\tau}}{F_c}, \quad (20)$$

а при выполнении условия (7) $\varphi_{c-\tau} \approx F_0 / F_c$.

Переходя к анализу методов расчета лучистого теплообмена для пучков, отметим следующее. Как указывалось выше, в случае, когда выполняется условие (7) ребристый пучок можно рассматривать как гладкотрубный со степенью черноты поверхности труб $\epsilon_{\text{эф}}$. При этом для упрощения расчетов все угловые коэффициенты, а в зональном методе также и разрешающие коэффициенты излучения, следует определять, считая трубы гладкими, но в формулах (1) и (4) в качестве поверхности, относящейся к пучку, подставлять произведение $F_{\text{т.п.}} \Phi_{\text{т-с}}$, где $F_{\text{т.п.}}$ - площадь ребренной поверхности труб соответственно всего пучка или отдельной его зоны.

Согласно данным [2], средний угловой коэффициент от трубного пучка к среде, а также и от ряда к ряду зависит главным образом от поперечного шага труб S_1 . Влияние продольного шага S_2 пренебрежимо мало, важно только, чтобы выполнялось условие $S_2 \geq d$. Вполне допустимо также считать, что угловые коэффициенты мало зависят от типа компоновки труб в пучке: коридорного или шахматного.

Таким образом, достаточно проанализировать теплообмен излучением пучков из гладких труб, считая, что выполняются условия (7) и $S_2 \geq d$, а все выводы, полученные для них, практически в равной степени будут справедливы и для пучков из ребристых труб.

Рассматривались одно-, двух-, трех- и пятирядные гладкотрубные пучки в диапазоне изменения относительного поперечного шага $S_1/d = 1,0 \div 3,0$ и при $\epsilon_{\text{эф}} = 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$. Расчеты проводились с допущениями, указанными выше. При анализе сравнивались значения лучистого теплового потока Q от пучка к среде, рассчитанные по среднему угловому коэффициенту (для краткости обозначим этот способ "S") и зональным методом при разбиении пучка на некоторое количество зон (способ "Z n", где n - число зон). Заметим, что все участки, симметричные с точки зрения излучения, объединялись в одну зону, так как если представлять их отдельными зонами, то точность расчета не улучшится, а возрастет лишь его сложность.

Во всех расчетах окружающая среда считалась одним абсолютно черным телом (одной зоной) с постоянной температурой T_2 и представляла собой две плоскости, ограничивающие пучок.

Для всех пучков расчет Q по способу "S" осуществлялся по формуле (1). Приведенную степень черноты $\epsilon_{\text{тп}}$ вычисляли по (2), подставляя вместо ϵ_1 значение $\epsilon_{\text{эф}}$ и учитывая, что $\epsilon_2 = \epsilon_c = 1$. Средний угловой коэффициент от пучка к среде ϕ_{1-2} определяли согласно [2].

Рассмотрим однорядный пучок. Как показано на рис. 2, при расчете зональным методом система разбивалась на три зоны, при этом в пучке выделены две зоны - 1 и 2. Разумеется, под зоной в пучке здесь и

далее понимается часть цилиндрической поверхности диаметра d , а никоим образом не часть круга.

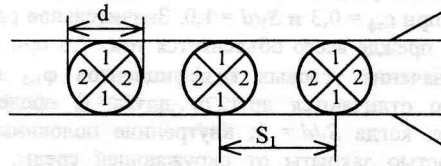


Рис. 2. Схема для расчета излучения однорядного пучка

Угловые коэффициенты между зонами определялись с помощью метода натянутых нитей [2, 3].

Сравнение значений Q , рассчитанных методами "S" и "Z 3", показало, что уточнение не превышает 5% даже при низких значениях $\epsilon_{\text{эф}}$. Это означает, что расчет однорядных пучков можно с достаточной точностью осуществлять по среднему угловому коэффициенту, не прибегая к зональному методу.

На рис. 3 показана схема разбиения на зоны двухрядного пучка. Половины труб, обращенные наружу, представляют собой первую зону; половины труб, обращенные внутрь, - вторую.

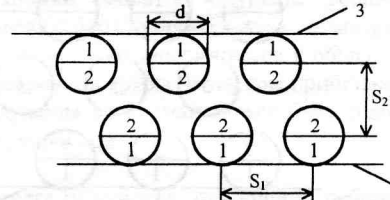


Рис. 3. Схема для расчета излучения двухрядного пучка

Процентные отношения тепловых потоков, полученных методами "S" и "Z 3" для соответствующих значений S_1/d и $\epsilon_{\text{эф}}$, представлены графически на рис. 4.

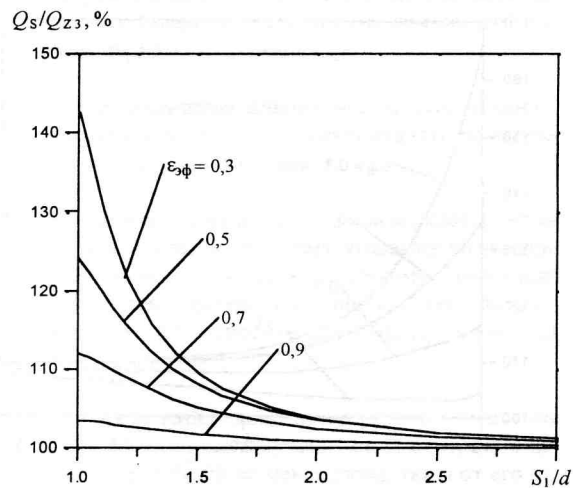


Рис. 4. Сравнение результатов расчетов излучения двухрядного пучка методами "S" и "Z 3"

Из графиков видно, что чем меньше S_1/d и $\epsilon_{эф}$, тем больше расхождение результатов. Максимальное завышение результата на 42% по методу "S" обнаружено при $\epsilon_{эф} = 0,3$ и $S_1/d = 1,0$. Значительное расхождение прежде всего объясняется тем, что при малых S_1/d значения угловых коэффициентов ϕ_{1-3} и ϕ_{2-3} сильно отличаются друг от друга. В предельном случае, когда $S_1/d = 1$, внутренние половины труб полностью закрыты от окружающей среды, и все тепло излучают (поглощают) только наружные половины труб. Понятно, что для $\epsilon_{эф} = 1$ при любом значении S_1/d результаты будут сходиться на 100%.

Дальнейшее разбиение двухрядного пучка на зоны могло быть сделано аналогично однорядному, но поскольку для последнего это не дало существенного уточнения, такие расчеты не производились. Остальные пучки также делились на зоны только по принципу верхних и нижних половин труб.

Рассмотрим трехрядный пучок (рис. 5). Он был разделен на три зоны. Для среднего ряда верхние и нижние половины труб в силу симметрии объединены в одну зону.

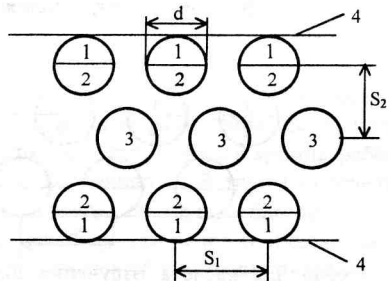


Рис. 5. Схема для расчета излучения трехрядного пучка

Отношения тепловых потоков, полученных методами "S2 и "Z 4", представлены графически на рис. 6.

$Q_s/Q_{Z4}, \%$

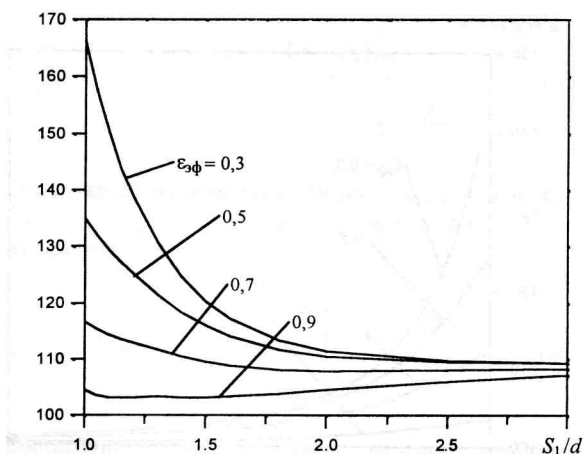


Рис. 6. Сравнение результатов расчетов излучения трехрядного пучка методами "S" и "Z 4"

Как видно из рис. 6, для трехрядных пучков зональный метод обнаруживает еще большее уточнение, чем для двухрядных. Как правило, уточнение тем больше, чем меньше S_1/d и $\epsilon_{эф}$, и максимальная его величина составила 65%. Однако для $\epsilon_{эф} = 0,9$ наблюдается некоторый рост отношения Q_s/Q_{Z4} с увеличением S_1/d , но как показали дополнительные расчеты, разница не превысит 8%, и при достижении $S_1/d \approx 4$ величина Q_s/Q_{Z4} вновь начнет снижаться.

Разбиение на зоны пятирядного пучка проводилось аналогично трехрядному пучку, то есть трубы всех рядов кроме среднего делились на верхние и нижние половины. Таким образом, в пучке было выделено пять зон плюс среда. Отношения тепловых потоков, вычисленных методами "S" и "Z 6", представлены графически на рис. 7. Максимальное расхождение зафиксировано при $S_1/d = 1$ и $\epsilon_{эф} = 0,3$ и составляет около 90%!

Для пучков с большим количеством рядов различие результатов, полученных методами "S" и "Z n", вероятно, будет еще выше. Однако следует помнить, что при расчете зональным методом необходимо составлять n^2 уравнений, и с выделением каждой новой зоны объем расчетов значительно возрастает. В связи с этим резонно рассмотреть вопрос о сокращении количества зон. Поскольку наибольшую долю лучистого теплового потока в окружающую среду отдают наружные половины труб крайних рядов (зона 1), то их по-прежнему можно считать первой зоной, остальную часть пучка - второй, а среду - третьей зоной. Для краткости обозначим этот способ "Z' 3".

$Q_s/Q_{Z6}, \%$

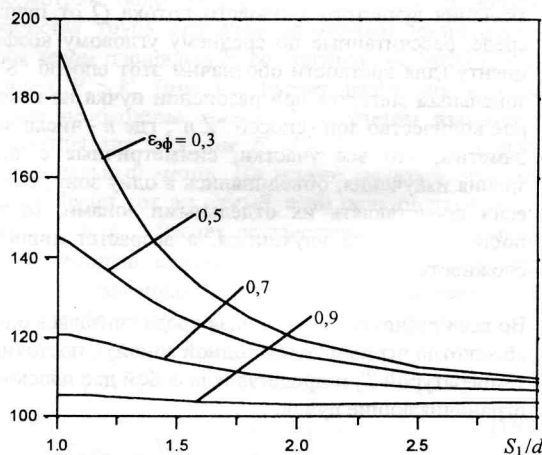


Рис. 7. Сравнение результатов расчетов излучения пятирядного пучка методами "S" и "Z 6"

Двухрядный пучок фактически уже рассчитывался способом "Z' 3", поэтому здесь вычисления проводились только для трех- и пятирядных пучков. Оказалось, что максимальное расхождение между значениями Q_{Z4} и $Q_{Z'3}$ для трехрядных и значениями Q_{Z6} и $Q_{Z'3}$ для пятирядных пучков во всем указанном диапазоне S_1/d и $\epsilon_{эф}$ не превышает 3%.

Следует сказать, что расчет излучения пучка по типу "Z' 3" можно выполнять только в случаях, когда интересует излучение пучка в целом. Если же необходимо точно рассчитать излучение отдельных рядов, особенно когда температуры их существенно отличаются, то, по-видимому, необходимо прибегать к разбиению пучков на зоны аналогично тому, как это было сделано первоначально.

В заключение изложим некоторые рекомендации к вычислению угловых коэффициентов излучения в гладкотрубных пучках при разбиении рядов на зоны по принципу верхних и нижних половин.

Считая, что в ряду пучка - большое количество труб, достаточно рассмотреть ячейку ряда, показанную на рис. 8. Здесь зона А относится к нижним половинам труб, зона В - к верхним; зоны С и D представляют собой плоскости, замыкающие ряд. Аналогичный подход предлагается в [4] применительно к ряду без деления его на зоны. По данным [2, 4], можно определить угловые коэффициенты $\varphi_{C-D} = \varphi_{D-C}$ и $\varphi_{A,B-A,B}$.

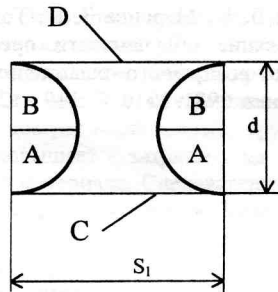


Рис. 8. Схема ячейки ряда пучка к расчету угловых коэффициентов излучения

Методом натянутых нитей были получены формулы для расчета угловых коэффициентов:

$$\varphi_{A-A} = \varphi_{B-B} = \frac{2}{\pi} \left[1 + \frac{2}{D} \sqrt{S_1^2 - S_1 D} - \frac{2S_1}{D} + \arcsin \left(\frac{D}{2S_1 - D} \right) \right]$$

$$\varphi_{A-C} = \varphi_{B-D} = \frac{2}{\pi D} \left[\frac{\pi D}{4} + S_1 - \sqrt{S_1^2 - S_1 D} - \frac{D}{2} \arcsin \left(\frac{D}{2S_1 - D} \right) \right]$$

Остальные угловые коэффициенты определяются следующим образом:

$$\varphi_{A-B} = \varphi_{B-A} = \varphi_{A,B-A,B} - \varphi_{A-A},$$

$$\varphi_{A-D} = \varphi_{B-C} = 1 - \varphi_{A-A} - \varphi_{A-B} - \varphi_{A-C},$$

$$\varphi_{C-A} = \varphi_{D-B} = \varphi_{A-C} \frac{\pi D}{2S_1},$$

$$\varphi_{D-A} = \varphi_{C-B} = \varphi_{A-D} \frac{\pi D}{2S_1}.$$

Лучистый тепловой поток, пройдя сквозь ряд (от плоскости С на плоскость D), ослабевает в φ_{C-D} раз. Согласно [2, 4], не будет большой ошибки, если принять допущение, что перед следующим рядом поток имеет равномерную интенсивность.

В качестве примера найдем угловой коэффициент излучения между зонами 2 и 1 трехрядного пучка (рис. 5). В соответствии с вышесказанным и свойствами для угловых коэффициентов [2] следует провести следующее вычисление:

$$\varphi_{2-1} = \varphi_{A-B} + \varphi_{A-C} \varphi_{D-C} \varphi_{D-A}.$$

ВЫВОДЫ

1. Вклад кромки ребра в излучение ребристой трубы может быть значительным несмотря на малое отношение площади кромки к общей площади оребренной трубы. В первом приближении доля излучения от кромки может быть оценена как отношение Δ / s .
2. При расчете излучения одиночной ребристой трубы и пучков следует пользоваться средними эффективной степенью черноты $\epsilon_{эф}$ и угловым коэффициентом излучения φ_{T-C} , в которых учтено влияние толщины ребра.
3. При выполнении условия (7) расчет излучения ребристых пучков фактически можно свести к расчету гладкотрубных пучков, считая, что степень черноты труб равна $\epsilon_{эф}$.
4. Расчет излучения однорядных пучков можно с достаточной точностью осуществлять не прибегая к зональным методам.
5. Расчет излучения пучков с числом рядов, равным двум и более, по среднему угловому коэффициенту может привести к серьезному завышению результата, причем погрешность тем больше, чем меньше относительный поперечный шаг S_1/d и $\epsilon_{эф}$.
6. Для получения достаточно точных значений теплового потока излучением как от пучка в целом (число рядов не менее двух), так и от его отдельных рядов необходимо применять зональный метод с разбиением рядов по принципу верхних и нижних половин труб.

7. В случаях, когда необходимо рассчитать только излучения пучка в целом, достаточно выделить в пучке две зоны: наружные половины труб крайних рядов пучка; остальная часть пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самородов А. В., Рошин С. П., Кунтыш В. Б. Исследование лучистого теплообмена одиночной ребристой трубы с окружающей средой // Охрана окружающей среды и рациональное использование природных ресурсов: Сб. науч. тр. Архангельск, 1997. Вып. 2. С. 102-113.
2. Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н. Теплообмен излучением: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
3. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
4. Шорин С. Н. Теплопередача. М.: Высшая школа, 1964. 490 с.
5. Фаворский О. Н., Каданер Я. С. Вопросы теплообмена в космосе. М.: Высшая школа, 1967. 248 с.
6. Иоффе Д. Т. Ребристые охлаждающие приборы для холодильных камер: Науч. сообщение ВНИИХИ. М.: Госиздат торговой литературы, 1956.
7. Теплообменные аппараты, приборы автоматизации и испытания холодильных машин / Под ред. А. В. Быкова. М.: Легкая и пищевая промышленность, 1984. 248 с.
8. Кунтыш В. Б., Кузнецов Н. М. Тепловой и аэродинамический расчеты оребренных теплообменников воздушного охлаждения. СПб.: Энергоатомиздат, 1992. 280 с.
9. Сборник задач по процессам теплообмена в пищевой и холодильной промышленности / Г. Н. Данилова, В. Н. Филаткин, М. Г. Щербев, Н. А. Бучко. 4-е изд., М.: Колос, 1995. 303 с.
10. Krischer O., Kast W. Wärmeübertragung und Wärmespannungen bei Rippenrohren // VDI - Forschungsh. 1959. Nr. 474. S. 5 - 58.
11. Кунтыш В. Б., Марьина З. Г., Топоркова М. А. Исследование облученности оребренных труб аппаратов воздушного охлаждения // Изв. вузов. Энергетика. 1981. №10. С. 119 - 122.