

6
А-2

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НЕФТЯНОЙ ИНСТИТУТ имени акад. И. М. ГУБКИНА

На правах рукописи

Инженер Н. Ф. ВОЛКОВ

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТОПКАХ
ТРУБЧАТЫХ ПЕЧЕЙ

Автореферат диссертации
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Москва 1954 г.

ВХОД. № 2017

29.04.54

54

Расчет лучистого теплообмена в топках является одной из наиболее трудных задач теплопередачи, первые попытки решения которой относятся еще к концу прошлого столетия.

Накопление и анализ экспериментального материала по теплопередаче в топках и теоретические исследования лучистого теплообмена привели в настоящее время к двум основным направлениям в решении задачи о прямой отдаче в топках — методу, основанному на применении теории подобия, и новому аналитическому методу, основанному на совместном решении уравнений лучистого теплообмена и теплового баланса топки.

Несмотря на известные достижения, процессы теплообмена в топках изучены еще далеко не достаточно.

Материалы дискуссий, проведенных в последние годы на страницах журналов «Котлотурбостроение» и Известий ВТИ по методам А. М. Гурвича и В. Н. Тимофеева, на страницах Известий АН СССР ОТН в связи с аналитическим методом Н. И. Белоконь и статьей Г. Л. Поляка и С. Н. Шорина «О теории теплообмена в топках», и дискуссия по работам П. К. Конакова на страницах журнала «Техника железных дорог» показали необходимость дальнейшего развития теоретических и экспериментальных исследований процесса теплообмена в топках.

Остаются нерешенными такие вопросы, как определение средней эффективной температуры и степени черноты пламени, составляющие основу современных методов расчета. Принятие ряда допущений, связанных с определением этих величин, ограничивает применимость расчетных формул. Формулы, рекомендуемые для расчета котельных топок, дают значительные расхождения с экспериментальными данными при расчетах топок трубчатых печей нефтеперерабатывающей промышленности. В связи с этим для последних рекомендуются другие формулы.

Применение различных формул для расчета топок трубчатых печей и паровых котлов не может быть оправдано различием характера процессов, происходящих в этих топках. Расчетная формула, действительно отражающая физическую сущность процессов лучистого теплообмена, должна давать одинаковую точность при расчетах этих топок.

72483

В реферируемой работе на основе современных теоретических представлений о процессе лучистого теплообмена в поглощающей среде рассматриваются существующие методы расчета теплообмена в топках, проводится анализ экспериментального материала по теплопередаче в газовых и мазутных топках трубчатых печей и паровых котлов с целью выяснения зависимостей между основными величинами, определяющими топочное излучение, и предлагается формула для расчета теплообмена в топках, основанная на аналитическом методе.

1. Новый аналитический метод

Основные положения этого метода развиты в трудах советских ученых Н. И. Белоконов, С. Н. Шорина, Г. Л. Поляка и др.

Аналитическое построение расчетной формулы следует считать наиболее прогрессивным и именно в этом направлении можно ожидать достаточно полного и точного решения задачи о теплообмене в топке.

Решение уравнения теплового баланса топки и уравнения теплопередачи излучением и конвекцией

$$x\beta_s^4 + \beta_s - 1 = 0, \quad (1)$$

где
$$x = \frac{10C_s H_s}{BGC_{pm} + \alpha_k H_{pk}} \left(\frac{T_{max} - \Delta\theta}{1000} \right)^3,$$

$$\beta_s = \frac{T_p}{T_{max} - \Delta\theta},$$

$$\Delta\theta = \frac{\alpha_k H_{pk} (T_{max} - \theta) - C_s H_s \theta^4 \cdot 10^{-8}}{BGC_{pm} + \alpha_k H_{pk}},$$

может быть приведено к виду

$$\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} x_0 \beta^4 + \beta - 1 = 0. \quad (1a)$$

В выражении (1a):

λ_k — параметр, учитывающий теплопередачу конвекцией и обратное излучение экрана;

$$\lambda_k = 1 + \frac{\alpha_k H_{pk}}{\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} C_s H_s} \frac{(T_p - \theta) \cdot 10^{-8}}{T_p^4} - \frac{\theta^4}{T_p^4};$$

ϵ_T — приведенная степень черноты топочного излучения;
 $\Psi(T)$ — характеристика температурного поля пламени (функция распределения температур в топке);

$$\Psi(T) = \frac{T_p^4 - \theta^4}{T_v^4 - \theta^4};$$

x_0 — топочный критерий;

$$x_0 = \frac{C_s H_s T_{max}^3 \cdot 10^{-8}}{BGC_{pm}}$$

β — безразмерная температура газов на выходе из топки;

$$\beta = \frac{T_p}{T_{max}};$$

θ — температура лучевоспринимающей поверхности, °К.

При современном состоянии аналитического метода основной задачей исследований является определение средних эффективных величин, обуславливающих топочное излучение: степени черноты пламени ϵ_v , определяющей при заданных геометрических характеристиках топки приведенную степень черноты топочного излучения ϵ_T , и функции распределения температур в топке $\Psi(T)$. Обе эти характеристики излучающего объема топки не поддаются аналитическому определению.

Работы по уточнению опытных величин, входящих в расчетные зависимости в аналитическом методе, не будут изменять вид основного расчетного уравнения, полученного на основе осреднения величин, определяющих топочное излучение, и вскрывающего физическую картину процесса.

Эти опытные величины при аналитическом построении основного уравнения теплообмена в топке обладают свойствами, значительно облегчающими исследование.

В методе, основанном на теории подобия, решение исходных интегро-дифференциальных уравнений дается в виде критериальной зависимости, физическая картина процесса в которой не представлена в явном виде. Уточнение этих зависимостей, связанное с введением новых, ранее откинутых, критериев и перестройкой формулы, представляется задачей значительно более сложной.

2. Функциональные зависимости между величинами, определяющими топочное излучение

Сложность физической природы теплопередачи, движения продуктов сгорания и процессов горения в топке делают неизбежным

введение ряда допущений при исследовании взаимодействия этих явлений.

Для вывода функциональных зависимостей между величинами, определяющими топочное излучение, рассматриваем группу подобных излучающих объемов, процессы в которых достаточно полно описываются уравнениями распространения лучистой энергии и энергетического баланса элемента объема.

Излучение среды считаем подчиняющимся закону Стефана-Больцмана, что возможно при постоянстве коэффициента поглощения k по всему спектру (серая поглощающая среда):

$$\frac{dE_\omega}{dl} = \frac{k}{\pi} \sigma_s T^4 - kE_\omega \quad (2)$$

$$4k\sigma_s T^4 - k \int_{4\pi} E_\omega d\omega = -div(C_p \gamma T \vec{\omega}) + q_u \quad (3)$$

В приведенных выражениях:

- E_ω —угловая плотность полной энергии излучения в рассматриваемой точке по направлению \vec{l} ;
- $-div(C_p \gamma T \vec{\omega})$ — количество тепла, полученного единицей объема путем конвективного переноса;
- q_u —тепловыделение в единице объема;
- $4k\sigma_s T^4$ —собственное излучение единицы объема;
- $k \int_{4\pi} E_\omega d\omega$ —поглощенная энергия лучистых потоков, пересекающих рассматриваемый объем по всевозможным направлениям.

Условия гидродинамического подобия и условия подобия процессов сгорания предполагаем выполненными.

Граничные условия определяются лучистыми потоками, идущими внутрь излучающего объема от ограждающих поверхностей топки, и начальной температурой среды, вступающей в топочную камеру.

Последнее условие для тех случаев, когда количество тепла, вносимое в топку подогретым воздухом и топливом, невелико по сравнению с тепловыделением внутри топочного объема от сгорания топлива, можно не учитывать отдельно. В этом случае можно принять, что тепло, вносимое в топку, равносильно с точки зрения эффекта излучения теплу, выделяемому в топочном объеме.

Для лучевоспринимающей поверхности можно написать следующее выражение для лучистых потоков, направленных внутрь объема:

$$E_{\omega n} = \frac{\cos \varphi}{\pi} \left[(1 - \epsilon_n) \int_{2\pi} E_\omega \cos \psi d\omega + \epsilon_n \sigma_s \theta^4 \right], \quad (4)$$

где φ — угол между направлением излучения элементарной площадки и нормалью к ней;

ψ — угол между направлением падающего луча на элементарную площадку и нормалью к ней.

Пользуясь методом теории подобия, из приведенных уравнений можно получить следующее выражение для функции распределения температур:

$$\Psi(T) = f \left(\frac{\sigma_s H_n T^3_{max}}{BGC_{pm}}, kl, \frac{\sigma_s \theta^4}{lq_u} \right). \quad (5)$$

Критерий kl определяет среднюю эффективную степень черноты топочной среды ϵ_v . Величина ϵ_v , определяемая только критерием kl , т. е. физическими свойствами излучающей среды (коэффициентом поглощения k) и формой и размерами излучающего объема, может рассматриваться как определяющий критерий, который может быть введен под знак функциональной зависимости (5) взамен kl .

$$\Psi(T) = F \left(\frac{\sigma_s H_n T^3_{max}}{BGC_{pm}}, \epsilon_v, \frac{\sigma_s \theta^4}{lq_u} \right) \quad (6)$$

Отметим, что величина ϵ_v в отличие от $\Psi(T)$ не является функцией процесса лучистого теплообмена, описываемого уравнениями (2) и (3).

Критерий $\frac{\sigma_s \theta^4}{lq_u}$, представляющий отношение количества тепла, излучаемого экранными поверхностями, к общему тепловыделению в топке, не будет, очевидно, оказывать существенного влияния на функцию распределения температур в топке в случае относительно низких температур экранной поверхности.

Величина ϵ_v может рассматриваться как постоянная в некоторой области, автотемельной по критерию kl . В этой области выполняется условие

$$e^{-kl} = idem.$$

В промышленных топках с большими линейными размерами при обычных значениях концентраций излучающих компонент это условие можно считать выполненным.

При этих условиях можно рассматривать зависимость $\Psi(T)$ только от одного критерия

$$\Psi(T) = F_0 \left(\frac{\sigma_s H_n T^3_{max}}{BGC_{pm}} \right) = F_0(x_0). \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) определяют функцию распределения температур $\Psi(T)$ в геометрически подобных системах. Отклонение от

геометрического подобия должно учитываться путем введения геометрических симплексов под знак функциональной зависимости для $\Psi(T)$. Для топок обычных конфигураций в первом приближении отклонение от геометрического подобия можно учитывать через степень экранирования топки

$$\Psi(T) = F_1(x_0, \psi). \quad (8)$$

Полученные выражения могут быть использованы для исследования функции распределения температур $\Psi(T)$ при анализе экспериментального материала по теплопередаче в топках.

3. Приведенная степень черноты топочного излучения

В существующих расчетных формулах и при обработке экспериментального материала по теплопередаче в топках приведенная степень черноты топочного излучения ϵ_T определяется обычно при следующих основных допущениях:

1. Пламя однородно по своим поглощательным свойствам по всему объему топки.

2. Средняя эффективная длина лучей, падающих на любую поверхность топки, одинакова для всех поверхностей, ограничивающих топку, и определяет среднюю эффективную степень черноты пламени (или его поглощательную способность) — ϵ_v .

3. Любая пара поверхностей топки осуществляет лучистый теплообмен через поглощающую среду, степень черноты которой также равна ϵ_v .

4. Температура среды, заполняющей топку, одинакова по всему объему и равна средней эффективной температуре пламени T_v .

Приведенная степень черноты топочного излучения с учетом отраженного излучения при указанных допущениях может быть представлена в виде:

$$\epsilon_T = \frac{\epsilon_v \epsilon_n [\epsilon_v + (\rho_{FN} + \rho_{NF})(1 - \epsilon_v)]}{[\epsilon_n + \epsilon_v (1 - \epsilon_n)] [\epsilon_v + \rho_{FN} (1 - \epsilon_v)] + \rho_{NF} (1 - \epsilon_v) (1 - \epsilon_n) \epsilon_v}. \quad (9)$$

Известные формулы для определения ϵ_T в различных методах расчета теплообмена в топках получаются как частный случай выражения (9) при введении дополнительных упрощающих допущений (угловые коэффициенты взаимной видимости обмуровка-экран ρ_{FN} и экран-обмуровка ρ_{NF} определяются для случаев размещения экрана на одной стене или равномерного размещения экранных труб по всей поверхности топки, степень черноты экранной поверхности ϵ_n принимается равной 1).

При современном состоянии вопроса ни одна из этих формул не дает преимуществ с точки зрения точности получаемых результатов,

так как основная величина, определяющая излучательную способность топки — средняя эффективная степень черноты пламени ϵ_v , не поддается точному определению.

Для раздельного определения величин ϵ_v и $\Psi(T)$ при обработке опытного материала по теплопередаче в топках представляет интерес использование следующего выражения для приведенной степени черноты топочного излучения:

$$\epsilon_T = \frac{\epsilon_v}{\epsilon_v + (1 - \epsilon_v) \psi}. \quad (10)$$

Это выражение выведено из предположения равномерного размещения экранных труб по поверхности топки и $\epsilon_n = 1$.

Для опытов с постоянными ϵ_v и $\Psi(T)$ экспериментальные точки в координатах $\frac{\Psi(T)}{\epsilon_T}$ — ψ должны располагаться на прямой с уравнением

$$\frac{\Psi(T)}{\epsilon_T} - \Psi(T) = \Psi(T) \frac{1 - \epsilon_v}{\epsilon_v} \psi. \quad (11)$$

4. Исключение влияния теплопередачи конвекцией и обратного излучения экрана при исследовании величины $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$

При обработке экспериментального материала на основе уравнения (1a) необходимо определить условия, при которых исключается влияние параметра λ_k на характер изменения величины $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$.

Для топок трубчатых печей, в которых параметр λ_k может изменяться в широких пределах, такому условию удовлетворяют серии опытов, проведенных на одной радиантной камере. Ввиду того, что режимные условия работы любой топки, определяющие величину коэффициента теплопередачи конвекцией α_k , меняются в сравнительно узких пределах, можно считать величину α_k постоянной для данной топки. Постоянной является также температура экрана. Изменение температуры газов в выходном сечении в серии опытов на одной топке, как показывают вычисления, не вызывает существенных изменений в величине λ_k при постоянных прочих величинах.

Таким образом, для серии опытов, проведенных на одной топке, характер изменения величины $\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$, получаемой при обработке экспериментального материала, определяется в основном изменением величины $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$.

Другая возможность исключения влияния величины λ_k при исследовании характера изменения $\frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ заключается в использовании опытов с топками, где влиянием теплопередачи конвекцией и обратным излучением экрана можно пренебречь.

Таковыми топками являются экранированные топки паровых котлов. Температура газов на выходе из этих топок в большинстве случаев превышает 900°C . Расчеты показывают, что при этих условиях параметр λ_k меняется незначительно при возможных диапазонах изменения величин, определяющих этот параметр.

5. Анализ экспериментального материала

Экспериментальный материал по теплопередаче в топках трубчатых печей взят из различных литературных источников и неопубликованных отчетов о промышленных испытаниях трубчатых печей. В последних имеется ряд опытов, проведенных при участии автора и под его руководством.

Экспериментальный материал по теплопередаче в газовых и мазутных топках паровых котлов заимствован из книги А. М. Гурвича «Теплообмен в топках паровых котлов», 1950 г. Всего обработано 213 опытов, проведенных на 51 топке. Серии опытов классифицированы по степени их надежности.

Величина $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ при обработке опытного материала определяется с некоторой погрешностью, зависящей в основном от точности замеров температуры газов, покидающих топку.

Отношение вычисленной при этих условиях величины $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ к ее действительному значению определяется выражением

$$\frac{\left[\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} \right]_{\text{вычисленное}}}{\left[\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} \right]_{\text{действительное}}} = \frac{1 - \beta_0 \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right)}{\left[1 - \beta_0 \right] \left(\frac{\beta}{\beta_0} \right)^4},$$

где β — безразмерная температура на выходе из топки по замерам;
 β_0 — действительная безразмерная температура.

Возможные ошибки в определении величины $\beta = \frac{T_p}{T_{max}}$ в эксперименте до 5% вызывают значительные погрешности в определении $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$, достигающие 20—30% при $\beta \approx 0,5$ и 50—70% при $\beta \approx 0,9$.

Отмеченное свойство величины $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$, получаемой из опытных данных, определяет ту степень точности, к которой необходимо стремиться при выводе расчетных зависимостей для определения этой величины.

Попытки найти зависимости, определяющие величину $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ с большей точностью, не могут быть успешными.

С другой стороны, эта степень точности достаточна для практических расчетов. Возможность определения $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ с невысокой степенью точности и объясняет применение на первый взгляд совершенно различных способов определения соответствующих величин в существующих методах расчета теплообмена в топках при практически удовлетворительных результатах расчетов в тех случаях, для которых они рекомендованы.

Принимая во внимание постоянство величины λ_k и приведенной степени черноты топочного излучения ε_T в серии опытов, проведенных на одной топке, можно записать

$$\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi(x_0). \quad (12)$$

При рассмотренных условиях выражение для $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$ можно представить также в следующем виде:

$$\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_1(\beta). \quad (13)$$

Такая запись основана на том, что β в этом случае является однозначной функцией от x_0 .

Нанесение опытных точек в координатах $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} - \beta$ дает более отчетливое представление о характере изменения величины $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)}$, чем в координатах $\lambda_k \frac{\varepsilon_T}{\Psi(T)} - x_0$.

Зависимость (13) имеет вполне ясный физический смысл. Поскольку средняя эффективная температура пламени T_v лежит где-то между T_p и T_{max} , можно ожидать, что с увеличением разрыва между T_p и T_{max} отношение $\frac{T_p}{T_v}$ будет уменьшаться, вызывая соответствующее уменьшение величины $\Psi(T)$.

Величина $\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ для условий, характеризующихся постоянными значениями ϵ_T и λ_k , должна уменьшаться с увеличением β . Это положение подтверждается опытными данными в любой серии опытов, где пределы изменения величины β достаточно широки. Опытные данные показывают также возможность в первом приближении исключить из рассмотрения изменения величины ϵ_T для опытов на разных топках, имеющих близкие степени экранирования. Для топок трубчатых печей, степень экранирования которых составляет 0,138—0,497, опытные точки дают достаточно отчетливое снижение величины $\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ с увеличением β . Разброс точек не выходит за пределы степени точности опытных данных, отмеченных линиями, соответствующими погрешности в определении $\beta \pm 5\%$. В пределах изменения β от 0,5 до 0,8, представленных в опытах с топками трубчатых печей, рассматриваемая зависимость достаточно точно изображается прямой линией.

Вычисления параметра λ_k в этих опытах показывают, что зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_2(\beta)$, несмотря на некоторое смещение отдельных точек, не отличается от зависимости $\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_1(\beta)$. Таким образом, влияние теплопередачи конвекцией и обратного излучения экрана при практически реализуемых режимных условиях в топках трубчатых печей, представленных в экспериментальном материале, по существу не выходит за пределы точности экспериментального материала.

Для топок трубчатых печей со степенью экранирования $\phi > 0,5$ также получается однозначная зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_2(\beta)$. Значение $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ для этих топок получается меньше, что соответствует характеру изменения ϵ_T при увеличении степени экранирования.

Опыты с топками трубчатых печей не дают возможности установить различие в величинах $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ для жидкого и газообразного топлива. Это можно объяснить тем, что в трубчатых печах пламя заполняет обычно лишь часть объема топки, а остальная, большая часть, заполнена газообразными продуктами сгорания с меньшей поглощательной способностью.

Экспериментальные значения $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ (при $\lambda_k = 1$) для любых

топок паровых котлов также показывают вполне отчетливое снижение величины $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ с увеличением β при достаточно широких пределах изменения аргумента.

В топках паровых котлов малопрозрачное пламя, получающееся при сгорании жидкого топлива, обуславливает весьма незначительное влияние степени экранирования топки на величину $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$. Для степеней экранирования от 0,170 до 0,712, представленных в экспериментальном материале, влияние степени экранирования находится по существу в пределах точности этого материала. Для всех этих топок получается практически однозначная зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от β .

Для газовых топок паровых котлов представляется возможным получить однозначную зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от β для топок со степенями экранирования меньше 0,5.

При значениях $\phi > 0,5$ также получается однозначная зависимость. Влияние степени экранирования для этих групп топок находится в пределах точности экспериментального материала.

Приближенные средние значения ϵ_v и $\Psi(T)$ можно найти, обрабатывая опытные данные на основе уравнения (11).

Для опытов с газовыми топками паровых котлов получены значения $\Psi(T) = 0,8$ и $\epsilon_v = 0,32$. Интересно отметить, что эти значения совпадают со средними величинами $\Psi(T)$ и ϵ_v для топок трубчатых печей, полученными проф. Н. И. Белоконов:

$$\Psi(T) = 0,80 - 0,85 \text{ и } \epsilon_v = 0,30 - 0,35.$$

Вместе с тем, действительные значения $\Psi(T)$ и ϵ_v в отдельных опытах могут значительно отклоняться от полученных средних значений.

Значительно большими возможностями для исследования величин $\Psi(T)$ и ϵ_v обладает прием, основанный на предположении о постоянстве величины ϵ_v для серии опытов, проведенной на одной топке, и экстраполировании опытной зависимости $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_2(\beta)$ до величины β , равной единице. С приближением величины β к единице функция распределения температур $\Psi(T)$ также стремится к единице.

Для использования этого приема необходимо наличие серий опытов с достаточно большим количеством опытов при широком диапазоне изменения величины β (например, от 0,5 до 0,9). Этому условию отвечает одна из серий опытов с газовой топкой парового кот-

ла, для которой зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = \varphi_2(\beta)$ (при $\beta > 0,5$) вполне удовлетворительно может быть представлена прямой с уравнением

$$\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = 1,54 - 1,04 \beta.$$

Величина ϵ_v для данной топки, если принять для ϵ_T выражение (10), равно 0,29, а $\Psi(T)$ определяется из выражения

$$\Psi(T) = \frac{0,5}{1,54 - 1,04 \beta}$$

Для топок, имеющих другую степень экранирования и значение ϵ_v , зависимость $\Psi(T) = f(\beta)$ будет отличаться от полученной.

Характер изменения $\Psi(T)$ в зависимости от β при различных значениях ϵ_v и ψ может быть выяснен при накоплении соответствующего опытного материала.

6. Построение расчетных зависимостей

В общем случае не представляется возможным определение величин $\Psi(T)$ и ϵ_v с достаточной степенью точности.

В то же время значительная стабильность величины $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ позволяет во многих случаях использовать приближенные средние значения $\Psi(T)$ и ϵ_v для расчета теплопередачи в топках. Использование этих значений позволяет выбирать расчетную степень экранирования на основе той или иной формулы, определяющей приведенную степень черноты топки при данной величине ϵ_v , и оценивать влияние степени экранирования на результирующий эффект теплообмена в топке. Однако независимое определение $\Psi(T)$ и ϵ_v без учета влияния величин ϵ_v и ψ на $\Psi(T)$ может приводить к результатам, достаточно далеким от действительности, и по существу к неверной оценке влияния степени экранирования.

В основу построения метода расчета теплообмена в топках можно положить зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от β , полученную при анализе экспериментального материала. Эта зависимость может быть принята прямолинейной при значениях β выше 0,5, причем с увеличением β величина $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ уменьшается. При значениях β меньше 0,5 имеется небольшое количество опытных точек, которые показывают, что увеличение $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ при $\beta < 0,5$ не наблюдается.

Зависимости $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от β для топок трубчатых печей совмещаются с аналогичными зависимостями для газовых топок паровых котлов при соответствующих степенях экранирования ($\psi > 0,5$ и $\psi < 0,5$).

Этот результат свидетельствует о возможности построения единого аналитического метода расчета топок трубчатых печей и паровых котлов, дающего одинаковую точность при расчетах этих топок.

Уравнение прямой, выражающей зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от β :

$$\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = a - b \beta. \quad (14)$$

Значения коэффициентов a и b в уравнении (14) приведены в таблице 1.

Таблица 1

Топки	$\beta > 0,5$		$\beta < 0,5$	
	a	b	a	b
Мазутные паровых котлов	1,45	0,9	1,0	0,0
Трубчатых печей и газовые паровых котлов $\psi < 0,5$	1,305	0,81	0,9	0,0
То же $\psi > 0,5$	1,1	0,8	0,7	0,0

Решение системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} &= a - b \beta \\ \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} x_0 \beta^n + \beta - 1 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

позволяет установить зависимость $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ от x_0 . Эта зависимость может быть представлена в виде степенной функции

$$\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = C x_0^n. \quad (16)$$

Значение коэффициента C и показателя степени n приведены в таблице 2.

Таблица 2

Топки	x_0	C	n
Мазутные паровых котлов	$x_0 \leq 8$	0,77	0,13
	$x_0 > 8$	1,0	0,0
Трубчатых печей и газовые паровых котлов $\psi < 0,5$	$x_0 \leq 8$	0,69	0,13
	$x_0 > 8$	0,90	0,0
То же $\psi > 0,5$	$x_0 \leq 10$	0,46	0,18
	$x_0 > 10$	0,70	0,0

Показано, что предлагаемые некоторыми авторами выражения для определения величины ϵ_v в зависимости от коэффициента избытка воздуха являются по существу чисто эмпирическим приближением к зависимости (16).

Учет теплопередачи конвекцией и обратного излучения экрана для топок трубчатых печей при температурах экранной поверхности до 500°C не дает существенных уточнений в результатах расчетов, т. е. можно принять

$$\lambda_k \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} \cong \frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} = Cx_0^n.$$

Для проверки полученных зависимостей для $\frac{\epsilon}{\Psi(T)}$ и оценки степени точности расчетов по этим зависимостям проведено определение температуры на выходе из топок по формуле

$$\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)} x_0 \beta^1 + \beta - 1 = 0. \quad (17)$$

Величина $\frac{\epsilon_T}{\Psi(T)}$ определялась из выражения (16) с соответствующими значениями C и n .

Расчеты по формуле (17) дают практически одинаковую точность для топок трубчатых печей и паровых котлов. Около 90% опытов дают при расчете температуры на выходе из топок отклонения менее 70°C , что является наилучшим результатом по сравнению с расчетами, проведенными по другим формулам.

