

УДК 536.33:614.841

Радиационно-кондуктивный теплообмен в рабочем участке стенда с галогенными лампами накаливания

В.Н. Елисеев, В.А. Товстоног

Аннотация

Приведена математическая модель расчёта радиационного теплообмена в рабочем участке стенда с использованием для нагревания объекта испытания галогенных ламп накаливания (ГЛН). Рассматриваются варианты расчёта в спектральной и интегральной постановках. Учитывается вклад в суммарный поток излучения его составляющих в виде излучения тела накала и собственного излучения оболочки ГЛН. Оценивается их влияние на её температурное состояние.

Ключевые слова

теплообмен; излучение; поток; спектр; испытания; материал; конструкция; метод; температура.

В практике тепловых испытаний конструкционных материалов и конструкций летательных аппаратов широко используются установки и стенды, в которых в качестве нагревателей служат источники инфракрасного излучения [1-3].

Создание высокоскоростных летательных аппаратов тесно связано с решением проблемы обеспечения их теплового режима и его экспериментальной отработкой в наземных условиях.

Одной из частных задач указанной проблемы является поиск путей увеличения плотности потоков излучения нагревательных блоков и их надежности на основе хорошо зарекомендовавших себя источников излучения – трубчатых галогенных ламп накаливания (ГЛН).

Совершенствование методов расчёта теплообмена в рабочих участках таких стендов позволяет выявить дополнительные, близкие к предельным, возможности ГЛН и расширить диапазон их практического использования.

Рассматриваемые ниже модели расчёта теплообмена в рабочем участке с ГЛН учитывают ряд особенностей излучения самих источников, объекта испытания и ограждающих систему поверхностей, а также связь отдельных составляющих потока излучения ГЛН с причинами перегрева и разрушения их оболочек в нагревательных блоках с плотной компоновкой ламп.

Расчёт с использованием спектральных потоков излучения

Отличительная особенность теплообмена в замкнутой системе поверхностей рабочего участка с ГЛН состоит в том, что все поверхности в ней излучают энергию преимущественно в инфракрасной области спектра. При этом спектры отдельных участков поверхности могут сильно отличаться, в основном из-за различия их температур. Например, нагреваемый объект может значительно медленнее, чем сами источники излучения (ГЛН), выходить на стационарный режим теплообмена с изменением при этом спектрального распределения своего излучения. Температура колбы ГЛН в условиях слабого охлаждения в условиях естественной конвекции может изменяться от 700 до 1500 К, а основная доля энергии излучаться в существенно более длинноволновой области спектра по сравнению со спектром излучения тела накала, имеющего температуру от 2500 до 3500 К. В таком случае для расчёта радиационно-кондуктивного теплообмена в рабочем участке с достаточно высокой точностью его следует проводить с учётом конкретных спектров излучения участков поверхности, образующих замкнутую систему.

Целесообразность такого подхода к решению задачи радиационного теплообмена затруднена при наличии в нагревательном блоке большого числа ГЛН, например при плотном (особенно многорядном) их расположении. В этом случае более эффективным методом решения является метод расчёта с введением понятия условной поверхности с некоторой эффективной температурой \bar{T} , излучение которой эквивалентно излучению блока, и переходом от спектральных излучательных характеристик источников излучения к интегральным характеристикам этой условной поверхности.

Решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена проводится итерационным методом. В начале для заданных значений температур всех участков поверхности системы излучающих тел, кроме тех, на которых заданы потоки излучения, решается задача радиационного теплообмена и находятся потоки

падающего и результирующего излучений, используемые далее в качестве одного из граничных условий для решения кондуктивной части задачи, актуальность которой чаще всего связана с нагреваемым объектом. Температура других ограждающих поверхностей (например, охлаждаемого рефлектора) либо не изменяется во времени, либо изменяется слабо. Этот цикл расчётов проводится на каждом временном шаге до того момента, когда разность температур на соседних шагах не станет достаточно малой.

Для решения задачи радиационного теплообмена удобно использовать метод спектральных полос. Система уравнений, описывающих радиационный теплообмен в рабочем участке с ГЛН, может быть получена следующим образом. Разобьём все поверхности замкнутой системы на участки и выделим среди них две группы, участки одной из которых числом N_1 расположены на всех ограждающих поверхностях, кроме поверхностей источников излучения (ГЛН), а участки другой в количестве N_2 – на внешних поверхностях оболочек ГЛН.

Спектральный поток излучения, падающий на выбранный участок поверхности с номером i со стороны других участков рассматриваемой системы, равен сумме падающих эффективных потоков излучения

$$Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) = \sum_{j=1}^{N_1} Q_j^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^{\text{эф}}(\Lambda) \varphi_{k,i}. \quad (1)$$

Спектральный поток эффективного излучения любого непрозрачного участка поверхности из N_1 участков равен сумме его собственного и отраженного излучений, что в предположении непрозрачности участков в группе N_1 выражается соотношением

$$Q_j^{\text{эф}}(\Lambda) = \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{соб},0}(\Lambda) + R_j(\Lambda) Q_j^{\text{пад}}(\Lambda) \quad (2)$$

Выражение для спектрального потока эффективного излучения частично прозрачного участка поверхности из группы N_2 содержит дополнительное слагаемое в виде потока излучения $Q_k''(\Lambda)$ тела накала, проникающего сквозь оболочку ГЛН:

$$Q_k^{\text{эф}}(\Lambda) = \varepsilon_k(\Lambda) Q_{\text{об},k}^{\text{соб},0}(\Lambda) + R_k(\Lambda) Q_k^{\text{пад}}(\Lambda) + Q_k''(\Lambda) \quad (3)$$

Подставляя выражения для эффективного излучения из соотношений (2) и (3) в формулу (1) и группируя в левой части полученного уравнения все слагаемые, содержащие неизвестные потоки падающего излучения, получим

$$\begin{aligned}
& Q_i^{\text{пад}}(\Lambda) - \sum_{j=1}^{N_1} R_j(\Lambda) \varphi_{j,i} Q_j^{\text{пад}}(\Lambda) - \sum_{k=N_1+1}^N R_k(\Lambda) \varphi_{j,i} Q_k^{\text{пад}}(\Lambda) = \\
& = \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) Q_j^{\text{cob},0}(\Lambda) \varphi_{j,i} + \sum_{k=N_1+1}^N Q_k^u(\Lambda) \varphi_{k,i} + \sum_{k=N_1+1}^N \varepsilon_k(\Lambda) Q_{\text{об},k}^{\text{cob},0}(\Lambda) \varphi_{k,i}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где спектральные отражательные $R_j(\Lambda)$, $R_k(\Lambda)$, поглощательные $A_j(\Lambda)$, $A_k(\Lambda)$ и пропускательная $D_k(\Lambda)$ способности поверхностей j и k связаны соотношениями

$$\begin{aligned}
R_j(\Lambda) &= 1 - A_j(\Lambda); \\
R_k(\Lambda) &= 1 - A_k(\Lambda) - D_k(\Lambda).
\end{aligned} \quad (5)$$

Третье слагаемое в правой части (4) учитывает собственное излучение k -х участков поверхности оболочек ГЛН.

В состав рабочего участка могут входить элементы, частично прозрачные по отношению к падающему излучению. Это могут быть образцы испытываемых материалов или фрагменты конструкций (например, иллюминаторы ЛА), оболочки ГЛН, смотровые окна установки и т.п. Основная особенность таких объектов – объёмное поглощение и излучение энергии, а их оптические характеристики, входящие в выражение (5), следует рассматривать как некоторые эффективные характеристики.

В рассматриваемой геометрической системе полупрозрачным элементом является кварцевая оболочка ГЛН, для которой реализуются эффекты объёмного поглощения, испускания и поверхностного отражения излучения.

При разбиении поверхностей замкнутой системы на разные по размерам участки удобнее вместо потоков излучения использовать их плотности. В связи с этим, опуская для упрощения записи индекс «пад» и спектральный символ Λ , перепишем соотношение (4) в виде

$$\begin{aligned}
q_i F_i - \sum_{j=1}^{N_1} R_j \varphi_{j,i} q_j F_j - \sum_{k=N_1+1}^N R_k \varphi_{k,i} q_k F_k &= \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j \varphi_{j,i} q_j^{\text{cob},0} F_j + \\
+ \sum_{k=N_1+1}^N \left(\varphi_{k,i} q_k^u F_k + \varepsilon_k \varphi_{k,i} q_{\text{об},k}^{\text{cob},0} F_k \right) & \quad (6)
\end{aligned}$$

Преобразуя выражение (6) с использованием свойства взаимности угловых коэффициентов между поверхностями конечных размеров

$$\begin{aligned}
\varphi_{j,i} F_j &= \varphi_{i,j} F_i; \\
\varphi_{k,i} F_k &= \varphi_{i,k} F_i,
\end{aligned}$$

получим

$$\sum_{j=1}^{N_1} (\delta_{ij} - R_j \varphi_{i,j}) q_j - \sum_{k=N_1+1}^N R_k q_k \varphi_{i,k} = \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j q_j^{\text{cob},0} \varphi_{i,j} + \sum_{k=N_1+1}^N (q_k^u + \varepsilon_k q_{\text{об},k}^{\text{cob},0}) \varphi_{i,r}, \quad (7)$$

где

$$\begin{cases} \delta_{ij} = 1 & \text{при } i = j, \\ \delta_{ij} = 0 & \text{при } i \neq j. \end{cases}$$

Запишем выражение (7) в виде равенства

$$\sum_{j=1}^N a_{ij} q_j = c_i, \quad (8)$$

где

$$a_{ij} = \delta_{ij} - R_j(\Lambda) \varphi_{i,j} = \delta_{ij} - [1 - A_j(\Lambda)] \varphi_{i,j} \quad \text{для } 1 \leq i \leq N_1, \quad (9)$$

$$a_{ij} = -R_j(\Lambda) \varphi_{i,k} = -[1 - A_j(\Lambda) - D_j(\Lambda)] \varphi_{i,k} \quad \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N;$$

$$c_i = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j(\Lambda) q_j^{\text{cob},0}(\Lambda) \varphi_{i,j} & \text{для } 1 \leq i \leq N_1, \\ \sum_{k=N_1+1}^N [q_k^u(\Lambda) + \varepsilon_k(\Lambda) q_{\text{об},k}^{\text{cob},0}] \varphi_{i,k} & \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N, \end{cases} \quad (10)$$

Для решения системы уравнений (8) используется метод, изложенный в работе [4]. Рассчитанные таким образом потоки представляют собой спектральные потоки падающего на i -е площадки излучения и в приближении спектральных полос соответствуют потокам на средней для диапазона $\Delta\Lambda_m$ длине волны Λ_m , т.е. $Q_i = Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_m)$.

Спектральные потоки результирующего излучения $Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m)$ для любой площадки системы находят, используя формулу

$$Q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m) = q_i^{\text{рез}}(\Lambda_m) F_i = A_i(\Lambda_m) Q_i^{\text{пад}}(\Lambda_m) - \varepsilon_i(\Lambda_m) Q_i^{\text{cob},0}(\Lambda_m),$$

где $Q_i^{\text{cob},0}(\Lambda_m)$ – спектральный поток собственного излучения i -ой площадки нагреваемого объекта, определяемый функцией Планка.

Площадки, расположенные на водоохлаждаемом рефлекторе и ограждающих поверхностях, входят в число площадок N_1 и имеют, как правило, сравнительно низкую температуру и создаваемое ими излучение вносит малый вклад в общий

баланс потоков излучения. Собственное излучение площадок на поверхности нагреваемого объекта, также входящих в число N_1 , оказывает заметное влияние на теплообмен в системе, начиная с температур, больших 1000 К.

Расчёт с использованием интегральных потоков излучения

Этот метод наиболее удобен для расчёта радиационного теплообмена в нагревательных устройствах с плотным расположением ГЛН.

Суть метода для радиационного теплообмена в замкнутой системе состоит в замене излучения блока источников излучением условной поверхности, температуру которой следует предварительно определить.

Рассмотрим в качестве примера радиационный теплообмен в системе закрытого типа с плоским рефлектором и плотным размещением ГЛН, представленный на рис.1. Для определения температуры условной поверхности 3 коэффициент полезного действия одиночной ГЛН запишем в виде

$$\eta = 1 - \frac{q_k}{q_{л.н} + q_{об}^{соб} + q_k} = \frac{q_{л.н} + q_{об}^{соб}}{q_p}, \quad (11)$$

где $q_p = q_{л.н} + q_{об}^{соб} + q_k$ – плотность суммарного потока энергии, рассеиваемой внешней поверхностью; $q_{л.н}$ – плотность потока излучения спирали ГЛН, отнесенная к внешней поверхности оболочки; $q_{об}^{соб}$ – плотность потока собственного излучения оболочки, рассматриваемой как серое тело; q_k – плотность потока теплоты, передаваемой поверхностью оболочки в окружающую среду путем конвекции. Зависимость величины η от напряжения питания ГЛН КГ220-2000 приведена на рис.2.

Поток энергии, рассеиваемой всеми ГЛН блока за счёт излучения, составляет

$$Q_{\Sigma л} = (q_{л.н} + q_{об}^{соб}) S_n n, \quad (12)$$

где n – число ГЛН в блоке, S_n – площадь внешней поверхности ГЛН.

Суммарный поток излучения нагревательного блока, отходящий от условной поверхности 3 в сторону нагреваемого объекта $Q_{\Sigma об}$, равен

$$Q_{\Sigma об} = Q_{\Sigma л} \eta_3,$$

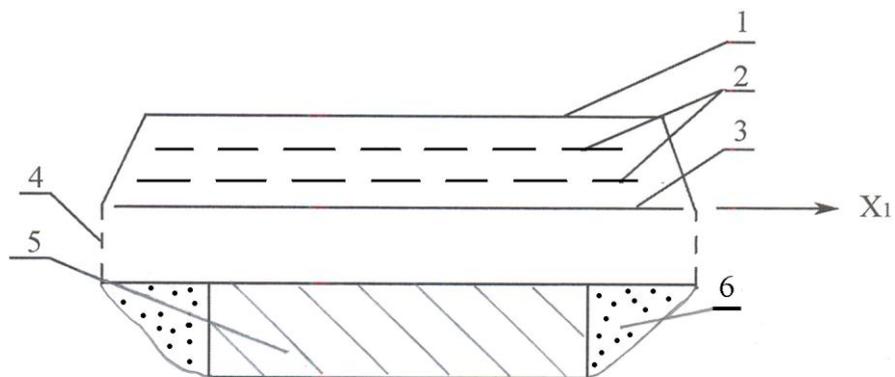


Рис.1 Схема устройства нагревательного блока с плотным расположением ГЛН: 1-рефлектор; 2 – места установки ГЛН; 3 – условная излучающая поверхность с температурой \bar{T}_k ; 4 – ограждающие поверхности; 5 – нагреваемый объект; 6 – изоляция.

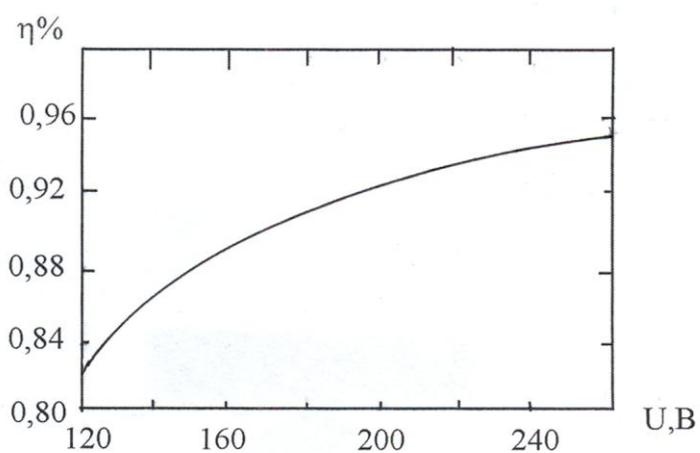


Рис.2 Коэффициент полезного действия одиночной ГЛН

где η_{σ} – доля потока $Q_{\Sigma n}$, зависящая от наличия рефлектора, его формы, отражательной способности и схемы расположения ГЛН.

Полагая, что поверхность 3 является абсолютно чёрной с температурой \bar{T}_k , получим

$$Q_{\Sigma \sigma} = Q_{\Sigma n} \eta_{\sigma} = \sigma_B \bar{T}_k^4 S_y,$$

где S_y – площадь условной поверхности.

Откуда с учётом выражений (11 и (12)) получаем

$$\bar{T}_k = \sqrt[4]{\frac{(q_{л.н} + q_{об}^{cob}) S_n n \eta_{\sigma}}{\sigma_B \cdot S_y}} = \sqrt[4]{\frac{q_p S_n n \eta_{\sigma}}{\sigma_B \cdot S_y}} \quad (13)$$

Для открытого нагревательного блока (без рефлектора) можно принять $\eta_{\sigma} \approx 0,5$ и при наличии рефлектора $\eta_{\sigma} \geq 0,5$.

Из формулы (13) видно, что температура \bar{T}_k учитывает присутствие в излучающей системе одновременно двух типов источников излучения в виде тела накала ($q_{л.н}$) и излучения нагретых оболочек ГЛН [$q_{об}^{cob} = \varepsilon_c(T_2) \sigma_B T_2^4$]. В общем случае величина \bar{T}_k есть функция координаты x_1 (рис.1) и может изменяться, в частности, вследствие того, что отдельные источники излучения или их группы в блоке могут работать одновременно при разных напряжениях питания в зависимости от задачи эксперимента. Это обстоятельство влияет на значения $q_{л.н}$ и $q_{об}^{cob}$ в формуле (13).

Расчёт радиационного теплообмена в системе, показанной на рис.1 с заменой потоков излучения блока на условную температуру поверхности $\bar{T}_k = \bar{T}_k(x_1)$ может быть выполнен и для иных схем размещения ГЛН, например, для блока с однорядным редким и параллельным расположением. В любом случае функцию $\bar{T}_k(x_1)$ необходимо предварительно определить для конкретной схемы расположения источников в блоке.

После определения температуры \bar{T}_k расчёт радиационного теплообмена в замкнутой системе поверхностей следует проводить с использованием соотношений аналогичных (8)-(10), но записанных для интегральной плотности потоков

излучения, а в выражении (10) для c_i от задания плотностей потоков перейти к заданию температур соответствующих площадок, связав их соотношениями:

$$q_j^{\text{cob},0} = \sigma_B T_j^4;$$

$$q_k^n + q_{\text{cob},k}^{\text{cob}} = q_{\text{л.н}} + q_{\text{cob},k}^{\text{cob}} = \frac{\sigma_B \bar{T}_k^4 S_y}{S_n n \eta_{\text{б}}}.$$

С учётом последнего замечания соотношения для расчёта радиационного теплообмена в рассматриваемой геометрической системе принимают вид

$$\sum_{j=1}^N a_{ij} q_j^{\text{пад}} = c_i, \quad (14)$$

где

$$a_{ij} = \delta_{ij} - R_j \varphi_{ij} = \delta_{ij} - (1 - A_j) \varphi_{ij} \quad \text{для } 1 \leq i \leq N_1,$$

$$a_{ij} = -R_j \varphi_{ik} = -(1 - A_j - D_j) \varphi_{ik} \quad \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N; \quad (15)$$

$$c_i = \begin{cases} \sum_{j=1}^{N_1} \varepsilon_j \sigma_B T_j^4 \varphi_{ij} & \text{для } 1 \leq i \leq N_1, \\ \sum_{k=N_1+1}^N b \sigma_B \bar{T}_k^4 \varphi_{ik} & \text{для } (N_1 + 1) \leq i \leq N, \end{cases} \quad (16)$$

$$\text{где } b = \left(\frac{S_y}{S_n n \eta_{\text{б}}} \right).$$

В уравнениях (14) и (15) неизвестными величинами являются плотности интегральных потоков излучения, падающих на все площадки, на которые разбита замкнутая система в количестве $N = N_1 + N_2$. Остальные величины в выражениях (15) и (16) считаются известными. При решении задачи радиационного теплообмена температура площадок на поверхности нагреваемого объекта T_j , как правило, изменяется во времени. В связи с этим в начале расчёта его температура принимается равной начальной и далее уточняется в итерационном процессе на каждом шаге по времени. Температура T_j всех других площадок, расположенных на ограждающих поверхностях, в большинстве случаев может быть принята равной нулю, а их поглощательная способность $A_j = 1$.

По найденным значениям плотностей потоков падающего излучения для каждой площадки системы вычисляются плотности интегральных потоков результирующего излучения по формуле

$$q_j^{\text{рез}} = A_j q_j^{\text{пад}} - \varepsilon_j q_j^{\text{cob},0}.$$

Определение плотности потоков $q_{лн}$ и $q_{об}^{cob,o}$, которые должны быть заданы в качестве известных величин, производится на основе предварительного расчёта температурного состояния оболочки из решения краевой задачи

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda_c \frac{dT}{dx} \right) + \bar{k} q_0 (1-A) e^{-\bar{k}x} + \bar{k} q_{0v} e^{-\bar{k}(h-k)} = 0; \quad (17)$$

$$-\left(\lambda_c \frac{dT}{dx} \right)_{x=0} = q_T + q_0 A; \quad (18)$$

$$-\left(\lambda_c \frac{dT}{dx} \right)_{x=h} = \alpha_b (T_2 - T_6) + q_{об}^{cob} - q_{тv}, \quad (19)$$

где $\lambda_c = \lambda_0 + b_1 T$; q_0 – плотность интегрального потока, излучаемого вольфрамовой спиралью в области частичной прозрачности кварцевой оболочки на её внутренней поверхности; q_{0v} – плотность потока излучения, проникающего через внешнюю поверхность ГЛН от соседних ламп в области частичной прозрачности стекла; A – поглощательная способность пленки вольфрама; α_b коэффициент теплоотдачи к воздуху; h – толщина стекла; $q_{тv}$ – плотность потока излучения, падающего на внешнюю поверхность оболочки ГЛН от соседних ламп в области непрозрачности стекла; q_T – плотность интегрального потока излучения тела накала (спираль), отнесенная к внутренней поверхности оболочки в области непрозрачности стекла; \bar{k} – интегральный коэффициент поглощения кварцевого стекла.

В результате решения задачи (17) – (19) получаются выражения для температуры оболочки в функции координаты x , начало которой расположено на внутренней поверхности оболочки

$$T = \frac{-\lambda_0}{b_1} + \frac{\sqrt{(\lambda_c)_T^2 + 2b_1 h \left\{ \left[(q_0 + q_T - q_{0v} e^{-Bu}) \left(1 - \frac{x}{h}\right) - q_0 (1-A) \frac{e^{-Bu_x} - e^{-Bu}}{Bu} \right] - q_{0v} \frac{e^{-Bu} \cdot e^{Bu_x} - 1}{Bu} \right\}}}{b_1}$$

её значение на внутренней поверхности оболочки

$$T_1 = \frac{-\lambda_0 + \sqrt{(\lambda_c)_{T_2}^2 + 2b_1 h \{ q_T + q_0 [1 - (1-A)(1 - \xi_1)] + q_{0v} \xi_2 \}}}{b_1} \quad (20)$$

и на внешней поверхности оболочки

$$T_2 = T_6 + \frac{q_T + q_0 [1 - (1 - A) e^{-Bu}] + q_{0v} (1 - e^{-Bu}) + q_{Tv} - q_{об}^{cob}}{\alpha_6} \quad (21)$$

где $\xi_1 = 1 - \frac{1 - e^{-Bu}}{Bu}$; $\xi_2 = (1 - \xi_1) - e^{-Bu}$; $Bu = \bar{k}h$; $Bu_x = \bar{k}x$ – критерий

Бугера и $(\lambda_c)_{E_2}^2 = (\lambda_0 + b_1 T_2)^2$.

В номинальном режиме работы ГЛН осаждение вольфрама на внутренней поверхности оболочки отсутствует и поглощательная способность A в формулах (20) и (21) равна нулю.

При работе одиночной лампы, когда соседние с ней лампы не оказывают влияния на её температурное состояние, формулы (20) и (21) упрощаются и принимают вид

$$T_1 = \frac{-\lambda_0 + \sqrt{(\lambda_c)_{T_2}^2 + 2b_1 h (q_T + q_0 \xi_1)}}{b_1} \quad (22)$$

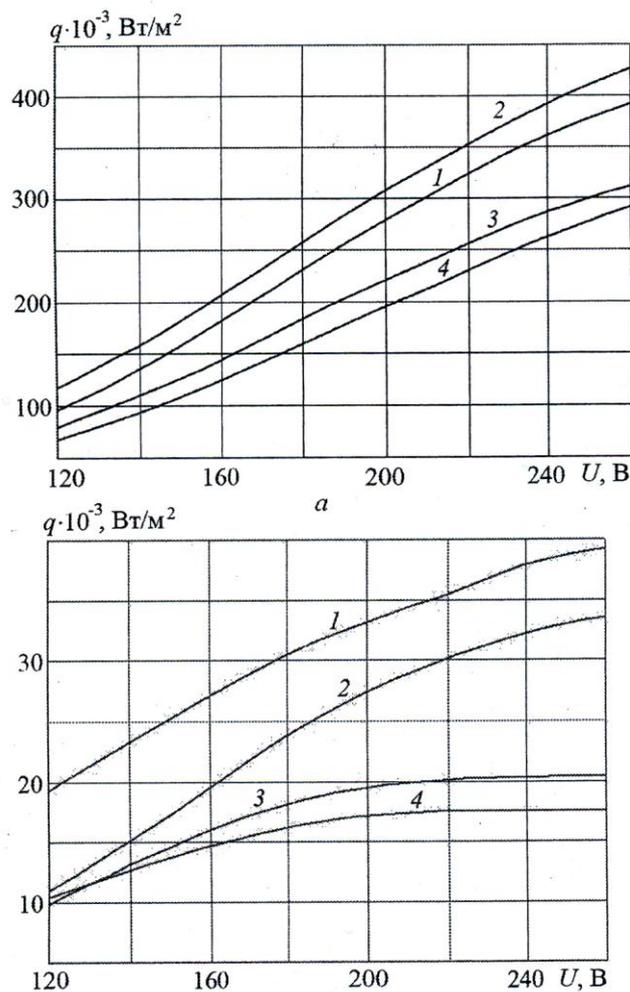
$$T_2 = T_6 + \frac{q_T + q_0 (1 - e^{-Bu})}{\alpha_b} - \frac{q_{об}^{cob}}{\alpha_b}. \quad (23)$$

Результаты расчёта составляющих потока излучения в формулах (20) - (23) и их количественные зависимости от величины питающего ГЛН напряжения приведены в статье [5], рис.3.

В качестве опорного параметра для указанного расчёта выбрана экспериментальная зависимость температуры тела накала ГЛН от питающего напряжения, что позволило связать с ней все составляющие потока ее излучения.

На основе выполненных расчётов, в частности, показано, что существуют две основные причины, ограничивающие допустимые режимы работы ламп в нагревательных блоках рабочих участков стендов. Первая – уменьшение прозрачности кварцевой оболочки из-за нарушения вольфрам-галогенного цикла и осаждения паров вольфрама на её внутренней поверхности, а вторая – взаимное облучение ГЛН в блоке при уменьшении расстояния между лампами.

Из формул (20) и (21) следует, что рост поглощательной способности осаждаемой пленки вольфрама вызывает повышение температуры оболочки и в пределе при $A \rightarrow 1$ (при $T_1 > 1200^0$ С) внутренняя поверхность оболочки



б

Рис.3. Зависимость компонентов плотности потока излучения от питающего напряжения:

а – 1–4 – соответственно $q_0, q_{\Sigma B}, q_{\Sigma н}, q_{лн}$;

б – 1–4 – соответственно $q_T, q_{об}^{cob}, (q_{об}^{cob})_{непроз}, q_k$,

становится непрозрачной. Для устранения этой причины необходимо обеспечить тепловой режим ГЛН, при котором $T \leq 1100^{\circ} \text{C}$.

Вторая причина перегрева оболочки связана с зависимостью её температуры от совокупности отдельных составляющих теплового потока, в том числе от излучения соседних ламп, зависящего от схемы размещения ламп и их мощности.

Например, для схемы двухрядной шахматной компоновки ГЛН при сближении ламп в блоке в условиях естественной конвекции роль потока излучения

q_{TV} оказывается определяющей причиной нагрева и разрушения оболочек, а наименьшее допустимое расстояние между оболочками составляет ~ 2 мм. При напряжении питания ГЛН ~ 200 В температура оболочки близка к предельно допустимой (1200° С) и небольшого дополнительного воздействия потока излучения со стороны соседних ламп в области непрозрачности стекла достаточно для достижения предельной температуры. В этом случае единственным средством понизить температуру является принудительное охлаждение ГЛН потоком воздуха со скоростью 20–40 м/с.

Представленная выше математическая модель расчёта теплообмена в рабочем участке стенда с ГЛН совместно с ранее опубликованными результатами ([5]) даёт возможность обоснованно подходить к проектированию эффективных нагревательных устройств с ГЛН и, при необходимости, реализовать режимы их работы близкие к предельно допустимым.

Библиографический список

1. Баранов А.Н., Белозеров Л.Г., Ильин Ю.С., Кутыинов В.Ф. Статические испытания на прочность сверхзвуковых самолётов.- М.: Машиностроение, 1974.- 344с.
2. Гофин М.Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов.- М.: Изд-во ЗАО «ТФ «Мир», 2003.- 672с.
3. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Характеристики источников излучения и излучательных систем высокоинтенсивного нагрева // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Машиностроение».-2001.-№ 4.- С.3-32.
4. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. – М.:, 1975.- 934 с.
5. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Анализ технических возможностей создания высокоэффективных установок радиационного нагрева для тепловых испытаний объектов аэрокосмической техники // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение.- 2011.- № 1.- С.57-70.

Сведения об авторах

Елисеев Виктор Николаевич, профессор Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, д.т.н.

2-ая Бауманская ул., дом 5, Москва, 105005;

email: v.n.eliseev @ gmail.com

Товстоног Валерий Алексеевич, профессор Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, д.т.н.

2-ая Бауманская ул., дом 5, Москва, 105005;

email:tovstonv@mail.ru