

УДК 536.521, 533.9, 629.78

Измерение распределения температуры на поверхности образца при испытаниях в тепловых аэродинамических трубах

Казаков В.А.^{1*}, Сенюев И.В.^{2}**

¹*Национальный исследовательский университет «МЭИ»,*

ул. Красноказарменная, 17, Москва, 111250, Россия

²*Центральный аэрогидродинамический институт*

имени профессора Н.Е. Жуковского, ул. Жуковского, 1, Жуковский,

Московская область, 140180, Россия

**e-mail: kazakov44@rambler.ru*

***e-mail: senyuev@gmail.com*

Аннотация

В тепловых аэродинамических трубах возникают задачи, требующие измерения распределения температуры по поверхности исследуемой модели в диапазоне до 3000°С. Эти задачи решаются с помощью пирометрии — измерения собственного равновесного теплового излучения объекта исследования в видимой или ближней ИК области спектра. Сложность оптического измерения температуры связана с отсутствием информации о коэффициенте излучательной способности исследуемого материала модели, т. к. зачастую материал является новым, до конца неисследованным. В рамках работы был разработан многоканальный спектрометр на базе цифровой ПЗС камеры, который позволяет производить измерения температуры на поверхности испытываемой модели вдоль одной линии, не имея информации об излучательной способности.

Ключевые слова: тепловые аэродинамические установки, индукционный нагрев, плазма, бесконтактные измерения температуры, яркостная пирометрия, спектральная пирометрия, коэффициент излучательной способности, температурные поля.

Введение

При испытании теплозащитных материалов в тепловых аэродинамических установках необходимо измерять поле температуры на поверхности испытуемых образцов [1]. При этом измеряемая температура лежит в диапазоне от 1000 до 3000 К. На данный момент основным средством измерения температурных полей является яркостная пирометрия, которая измеряет яркостную температуру по абсолютной мощности излучения на определенной длине волны. Одним из преимуществ яркостной пирометрии является то, что можно получать изображение поверхности испытуемого образца целиком с заданной периодичностью, что позволяет отследить изменение полей температуры и процесс разрушения образца в течение эксперимента, если такое происходит.

Необходимо заметить, что яркостная температура отличается от термодинамической температуры поверхности. Для корректного перехода от яркостной температуры к термодинамической необходима информация о коэффициенте спектральной излучательной способности образца на длине волны, на которой измеряется яркостная температура. Причем погрешность определения термодинамической температуры по результатам измерения яркостной температуры зависит от того, насколько точно определен коэффициент спектральной

излучательной способности. Путем дифференцирования закона Планка можно получить связь относительных погрешностей:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\lambda k T}{hc} \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}, \quad (1)$$

где T – температура, ε – коэффициент спектральной излучательной способности, λ – длина волны, k – постоянная Больцмана, c – скорость света, h – постоянная Планка.

Для длины волны 1 мкм и температуры 2000К получаем:

$$\frac{\Delta T}{T} = -0.139 \cdot \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}, \quad (2)$$

При малых значениях коэффициента спектральной излучательной способности (белые тела), когда погрешность определения ε сравнима с его величиной, погрешность измерения термодинамической температуры достигает 300К.

Существуют таблицы значений коэффициента спектральной излучательной способности для множества материалов, которые были получены в лабораторных условиях [2]. Но, к сожалению, в аэродинамических установках испытываются новые материалы, для которых еще нет данных об излучательной способности. К тому же, во время испытаний образцов на их поверхности возникают сложные физико-химические процессы, которые приводят к изменению спектрального коэффициента излучения. Это обусловлено тем, что в тепловых аэродинамических установках воздух подогревается до высоких температур (до 9000 К), вследствие чего поток является химически активной средой. Также в нагретом воздухе могут содержаться продукты работы подогревателя, в частности, ионы и соединения меди, которые образуются при эрозии электродов электродугового подогревателя.

Из выше сказанного следует, что необходимо определять коэффициент спектральной излучательной способности во время эксперимента или разрабатывать методы измерения высоких температур, которые позволяют определять термодинамическую температуру поверхности, не имея информации о коэффициенте спектральной излучательной способности. Одним из таких методов является спектральная пирометрия [3].

Спектральная пирометрия

Методы оптической пирометрии основаны на измерении температуры поверхности по собственному тепловому излучению. Как известно тепловое излучение любого тела описывается двумя фундаментальными законами: Кирхгофа и Планка. Закон Кирхгофа связывает излучательную способность любого тела с излучательной способностью абсолютно черного тела:

$$\frac{M(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = \frac{M_0(\lambda, T)}{1}, \quad (3)$$

где $M(\lambda, T)$ – спектральная плотность мощности, излучаемая телом, α – поглощательная способность тела, $M_0(\lambda, T)$ – спектральная плотность мощности, излучаемая абсолютно черным телом. $M_0(\lambda, T)$ описывается законом Планка:

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (4)$$

где $C_1 = 3,7515 \cdot 10^{-16}$ Вт·м² и $C_2 = 1.43879 \cdot 10^{-2}$ м·К.

Учитывая, что отношение интенсивности любого тела к интенсивности абсолютно черного тела при той же температуре является излучательной способностью, закон Кирхгофа устанавливает равенство поглощательной и

излучательной способности $\varepsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T)$, т. е. спектр излучения любого непрозрачного тела описывается следующей формулой:

$$M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (5)$$

На практике в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин вместо закона Планка пользуются законом Вина, т. е. пренебрегают единицей в законе Планка ($\exp(c_2/\lambda T) \gg 1$). Возникающую при этом методическую погрешность можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{\Delta M_0(\lambda, T)}{M_0(\lambda, T)} = \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right). \quad (6)$$

При величине $\lambda T < 3 \times 10^{-3}$ К·м методическая погрешность не превышает 1%.

Спектральная пирометрия основывается на определении температуры по характеру распределения энергии в тепловом спектре излучения. В спектральной пирометрии удобна следующая запись закона Вина:

$$\ln[M(\lambda, T)\lambda^5] = -\frac{C_2}{\lambda T} + \ln[C_1\varepsilon(\lambda, T)], \quad (7)$$

которая в координатах $\ln(M(\lambda, T)\lambda^5)$ и $1/\lambda$ и при $\varepsilon(\lambda, T) = \text{const}$, имеет линейный вид, причем тангенс угла наклона прямой равен $-c_2/T$ [3]. Определив тангенс угла наклона, можно определить температуру поверхности.

В «МЭИ» более 10 лет ведутся разработки способов бесконтактного определения температуры объектов, используя спектр собственного теплового излучения при неизвестном коэффициенте излучения [4-11].

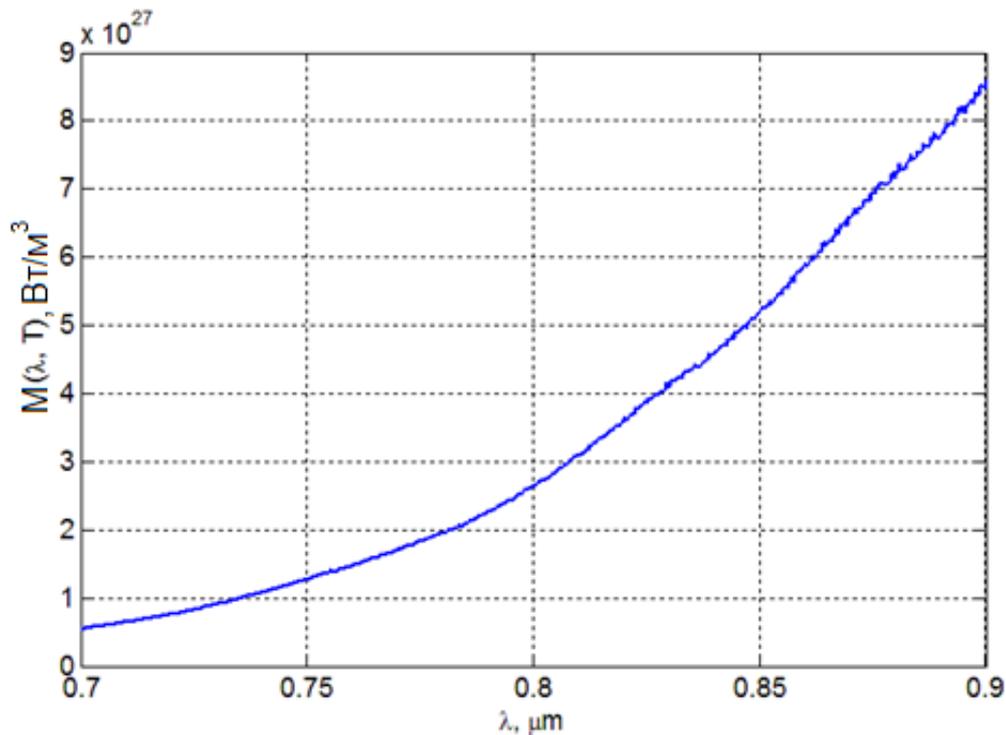


Рис. 1. Распределение спектральной плотности мощности.

Суть метода заключается в следующем. В спектральной плотности мощности (рис. 1), полученной, например, спектрометром на ПЗС-линейке, выбирается пара длин волн, по которой бихроматическим методом спектрального отношения рассчитывается температура по формуле (8):

$$T_{12} = \frac{C_2}{\Lambda} \left(\ln [M(\lambda_1, T)\lambda_1^5] - \ln [M(\lambda_2, T)\lambda_2^5] \right)^{-1}. \quad (8)$$

Путем попарного перебора значений длин волн λ_i, λ_j в регистрируемом спектре, по формуле (8), рассчитывают массив значений температур T_{ij} . Получаемое количество значений довольно велико (от спектра, содержащего 480 значений можно получить до 120000 значений температур), что позволяет использовать статистическую обработку данных.

В простейшем случае определяется математическое ожидание всех значений температур. На рис. 2 показан пример гистограммы всей совокупности значений температур, из которой можно определить математическое ожидание.

В работе [10] предложен усовершенствованный способ, по которому произведено разделение массива температур T_{ij} по группам с равным значением инструментальной погрешности измерения температуры. Для каждой группы определялось наиболее вероятное значение (математическое ожидание) температуры. По совокупности этих значений определялось среднее значение температуры, которое рассматривалось как промежуточный результат, позволяющий определить форму спектральной зависимости коэффициента излучения путем сопоставления экспериментальной спектральной зависимости и изотермы Планка, соответствующей найденной температуре.

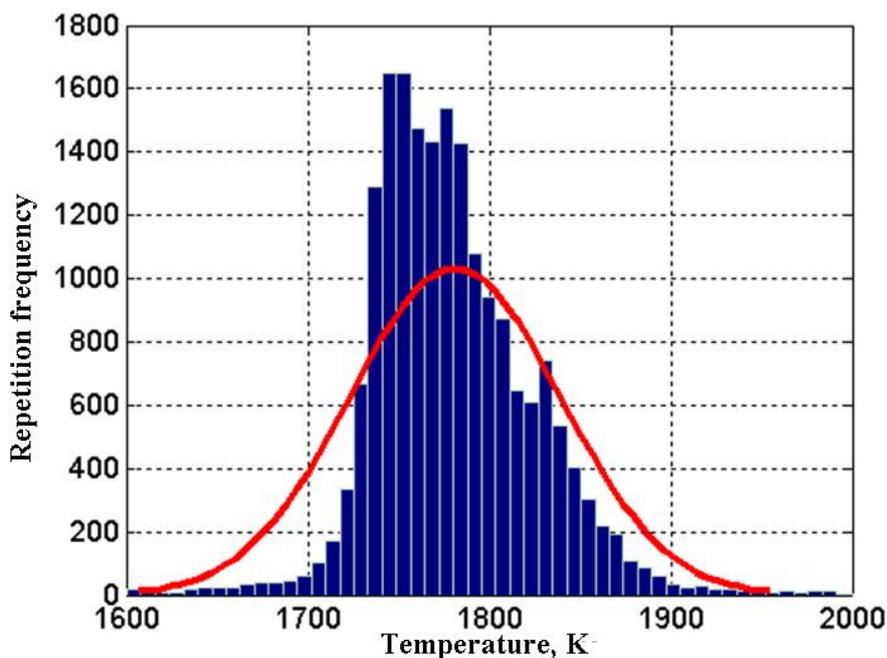


Рис. 2. Гистограмма распределения плотности вероятности значений температуры АЧТ T_{ij} .

Предложенный выше спектральный метод позволяет с высокой точностью определять значения температуры так называемых «серых» тел. Если обнаруживается монотонный характер спектральной зависимости излучательной способности (т. е. функция спектрального коэффициента излучения убывает или возрастает с ростом длины волны), то в предложенном выше методе возникает методическая ошибка [12]. Минимизировать указанную методическую ошибку можно, применив способ, основанный на поиске оптимальных параметров функции, которая аппроксимирует экспериментальное спектральное распределение плотности потока фотонов. В качестве аппроксимирующей функции выступает спектральная плотность мощности, излучаемая нагретой поверхностью с функцией спектрального коэффициента излучения $\varepsilon(\lambda)$. Применяется линейный тип аппроксимации спектральной зависимости коэффициента излучения, т. е.:

$$M_T(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda)M_0(\lambda, T) = [a + b\lambda]M_0(\lambda, T) = [a + b\lambda]C_1 / [\lambda^5(\exp(C_2 / \lambda T) - 1)]. \quad (9)$$

Аппроксимация будет проводиться по значениям спектральных отношений, вычисленных из экспериментально полученного спектра, путем подбора параметров a , b и T . Из различных критериев, позволяющих правильно подобрать параметры a , b и T использован критерий наименьших квадратов:

$$\begin{aligned} \min[\Delta(a, b, T)] &= \min \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{M_T(T, \lambda_i)}{M_T(T, \lambda_j)} - \frac{M_\circ(T_{II}, \lambda_i)}{M_\circ(T_{II}, \lambda_j)} \right]^2 \right] = \\ &= \min \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{(a + \lambda_i b)M_0(T, \lambda_i)}{(a + \lambda_j b)M_0(T, \lambda_j)} - \frac{M_\circ(T_{II}, \lambda_i)}{M_\circ(T_{II}, \lambda_j)} \right]^2 \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $M_T(T, \lambda_i)$, $M_T(T, \lambda_j)$ – теоретические значения интенсивности излучения спектральных составляющих, рассчитанных по формуле (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**); $M_{\varepsilon}(T_{II}, \lambda_i)$, $M_{\varepsilon}(T_{II}, \lambda_j)$ – экспериментальные значения спектральной плотности мощности составляющих излучения пирометрируемой поверхности, полученные при соответствующих длинах волн λ_i и λ_j .

Можно упростить выражение (9), если ввести коэффициент $k = b/a$. Тогда выражение примет вид:

$$\min[\Delta(k, T)] = \min \left[\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=i}^n \left[\frac{(1 + \lambda_i k) M_0(T, \lambda_i)}{(1 + \lambda_j k) M_0(T, \lambda_j)} - \frac{M_{\varepsilon}(T_{II}, \lambda_i)}{M_{\varepsilon}(T_{II}, \lambda_j)} \right]^2 \right] \quad (11)$$

Тогда для выполнения критерия (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**) необходимо подбирать уже параметры k и T , что уменьшит время обработки по отношению к формуле (9). Параметры k и T , при которых значение выражения (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**) оказывается минимальным, принимаются за решение.

Далее, при помощи полученной информации о коэффициенте излучения (подобранное значение k) производилась корректировка спектра излучения и повторный расчёт температуры по методу, описанному ранее.

Регистрация и обработка спектров излучения

Для определения температуры по спектру излучения необходимо одновременно регистрировать спектры излучения в широком диапазоне длин волн. Для этой цели хорошо подходят спектрометры на основе ПЗС линеек. В настоящей работе применялся спектрометр *OceanOptics HR4000* с ПЗС линейкой *Toshiba*

TCD1304AP, разрешением 3648 пикселей. Данный спектрометр позволяет регистрировать спектры излучения в диапазоне длин волн 200-1100 нм.

Излучение собирается из выбранной точки поверхности нагретого тела с помощью собирающей линзы проецируется на торец световода, по которому излучение подается в спектрометр. Управление спектрометром осуществляется от компьютера через *USB* интерфейс с помощью программного обеспечения.

ПЗС линейка, как правило, имеет неселективную спектральную чувствительность. Также от длины волны может зависеть функция спектрального коэффициента пропускания передаточного тракта. Следовательно, необходимо корректировать регистрируемые спектры на спектральную чувствительность измерительной системы.

Определение спектральной чувствительности фотоприемника проводится с помощью источника излучения с известным распределением интенсивности по спектру, в данной работе для этой цели применялась модель абсолютно черного тела (АЧТ). Регистрируется спектр излучения черного тела при заданной температуре, для той же температуры по формуле Планка рассчитывается распределение интенсивности в спектре. Отношение рассчитанного спектра Планка к зарегистрированному спектру модели АЧТ и есть спектральная чувствительность измерительной системы (рис. 3).

Так же с помощью спектрометра можно измерять яркостную температуру, для этого необходимо произвести абсолютную калибровку спектрометра [13]. Для яркостной пирометрии удобна следующая запись закона Вина:

$$\ln[M(\lambda, T)] = -\frac{C_2}{\lambda T} + \ln\left[\frac{C_1}{\lambda^5}\right] \text{ или } \ln[M(\lambda, T)] = a_\lambda \frac{1}{T} + b_\lambda, \quad (2)$$

из которой видно, что величины $\ln(E)$ и $1/T$ связаны линейно.

Абсолютная градуировка выполняется в той же измерительной системы, в которой определялась спектральная чувствительность. Процесс градуировки заключается в определении коэффициентов a_λ и b_λ для каждой длины волны. На модели АЧТ выставляется температура с определенным шагом и при каждой температуре регистрируется спектр излучения. Градуировочная характеристика в координатах $(\ln(I), 1/T)$, как уже было сказано, должна быть прямой, а наклон этой прямой должен соответствовать длине волны света, на которой осуществляется измерение яркостной температуры. Это критерии правильности градуировки. На рис. 4 представлены результаты градуировок при трех длинах волн, наклоны которых согласуются с соответствующими длинами волн.

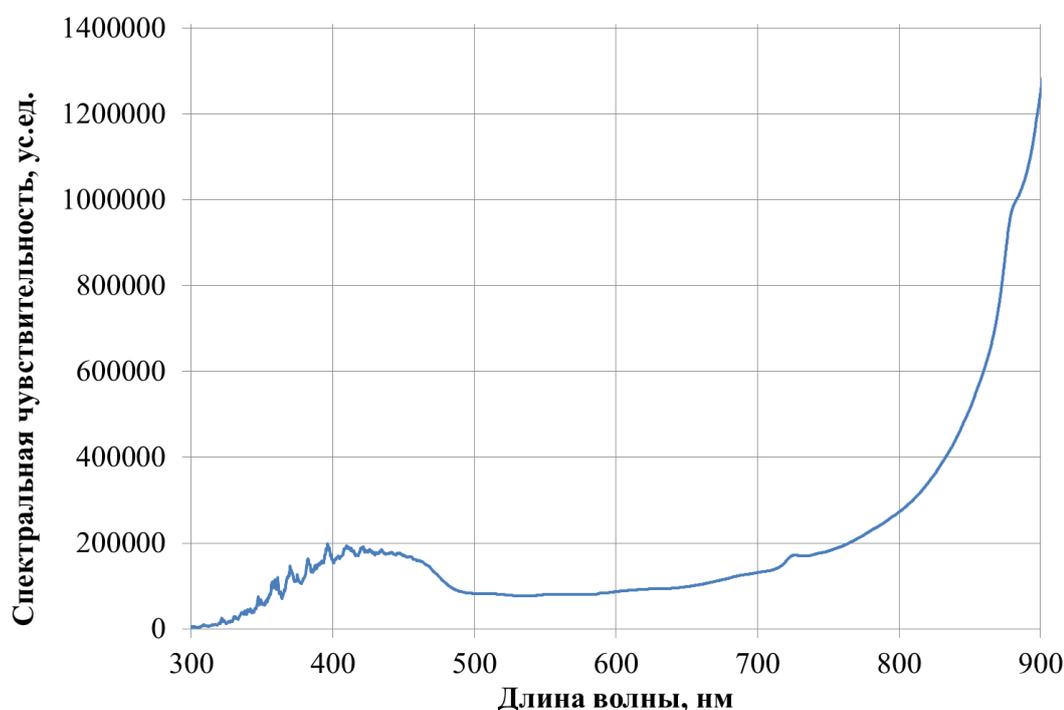


Рис. 3. Спектральная чувствительность измерительной системы.

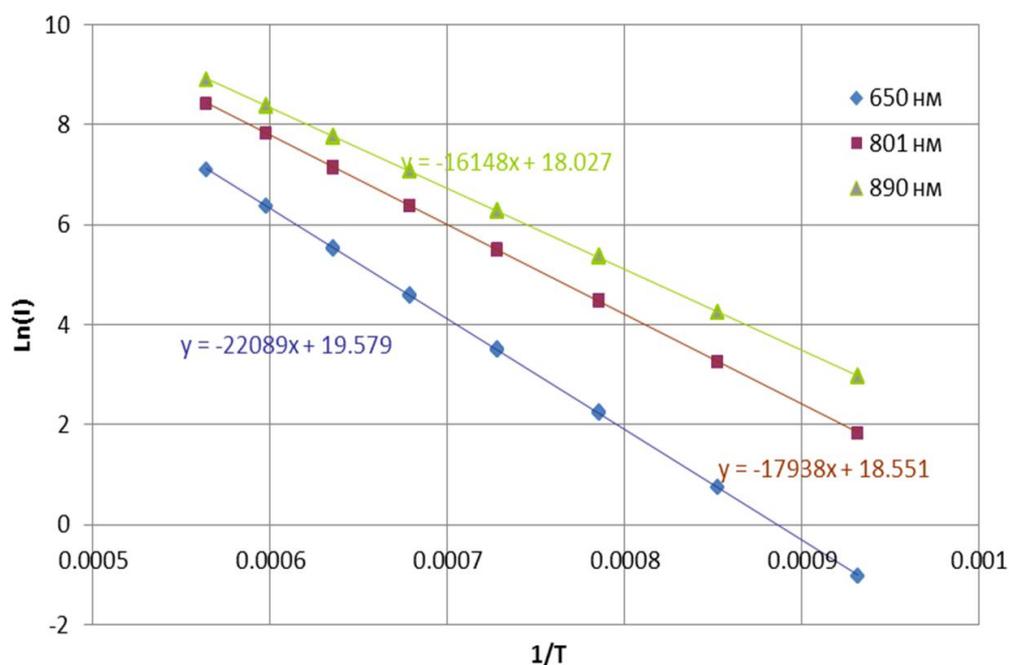


Рис. 4. Градуировочные характеристики спектрометра на трех длинах волн.

Имея полученные градуировочные характеристики спектрометра, по спектрам, зарегистрированным во время эксперимента, можно определить яркостную температуру на необходимых длинах волн и спектральную температуру. Имея одновременно значения спектральной и яркостной температуры в исследуемой точке на поверхности нагретого тела, можно определить излучательную способность тела в данной точке, используя следующую формулу:

$$\varepsilon(\lambda, T) = -\frac{M_0(\lambda, T_y)}{M_0(\lambda, T_c)} \quad (3)$$

где T_y и T_c – яркостная и спектральная температура соответственно.

Как было сказано выше, спектрометры на ПЗС линейке позволяют регистрировать спектры излучения от одной точки, и соответственно измерять излучательную способность только в одной точке на поверхности испытуемого образца.

Многоканальный спектрометр

На поверхности образца может быть некоторое распределение спектрального коэффициента излучения. Так как испытуемые образцы зачастую являются осесимметричными телами, достаточно измерять спектральную температуру вдоль образующей испытуемого образца. Для этой цели был разработан многоканальный спектрометр, который позволяет регистрировать спектры излучения вдоль одной линии [11]. Схема спектрометра представлена рис. 5. В ее состав входит телескопическая оптическая система, щелевая диафрагма, дифракционная решетка и телевизионная камера видимого диапазона. Излучение, идущее от нагретого пирометрируемого объекта, проходило через телескопическую систему, состоящую из двух объективов. Объективы построены по схеме телескопа Кеплера и формировали на выходе параллельный поток лучей. В качестве входного использовался объектив типа «88574» фирмы «*Edmund optics*». В качестве объектива-коллиматора применялся объектив типа «*Xenoplan*» фирмы «*Schneider-Kreuznach*». Для формирования изображения на матрице использовался объектив с фокусным расстоянием $f_{\text{кам}} = 50$ мм.

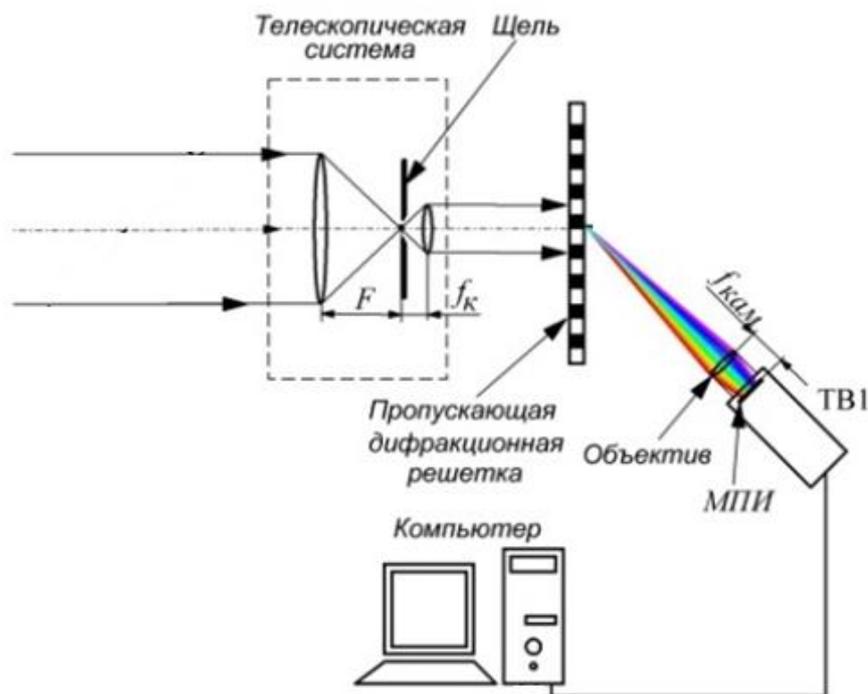


Рис. 5. Схема устройства

В плоскости промежуточного изображения стояла полевая диафрагма-щель, большие стороны которой были ориентированы параллельно штрихам дифракционной решетки. Ширина щелевой диафрагмы определяла разрешающую способность спектра и ширину области измерения на пиromетрируемой поверхности. В данном случае, щель вырезала на исследуемой поверхности полосу шириной 0.8 мм. Сформированный параллельный поток лучей падал на пропускающую дифракционную решетку и разлагался в спектр, изображение которого проецировалось на матричный приемник телевизионной камеры и затем оцифровывалось и вводилось в компьютер. Для регистрации изображения использовалась видеокамера «VAI-136-USB» фирмы ООО «ЭВС». В состав камеры входила светочувствительная КМОП-матрица форматом 1280x960 пикселей и диагональю 1/3".

В установке была использована одномерная пропускающая дифракционная решетка с прямоугольным профилем штрихов. Решетка имела 500 штрихов на 1 мм. Использование пропускающей решетки позволило упростить оптическую схему прибора.

Вырезаемую щелью протяженную область поверхности (т. е. область, у которой одна сторона много больше другой, при этом толщина его изображения укладывается в один пиксель) можно рассматривать как совокупность выстроенных в линию элементарных точечных источников теплового излучения. При этом изображение протяженного объекта должно быть ориентировано параллельно штрихам дифракционной решетки. Такое взаимное расположение оптических элементов позволило спроецировать спектры от каждого элемента поверхности на матрицу камеры и расположить спектры вдоль соответствующих строк матрицы. Таким образом, на фоточувствительной поверхности матричного приемника формировалась совокупность спектров теплового излучения, полученных от совокупности элементов поверхности, линейно расположенных на пирометрируемой поверхности.

На рис. 6 показана реализация устройства.



Рис. 6. Реализованный многоканальный спектрометр.

Аэродинамический стенд

Апробация метода спектральной пирометрии производилась на аэродинамической установке с индуктивным подогревателем АДТ ВАТ-104 ЦАГИ, позволяющей моделировать условия полета с большой сверхзвуковой скоростью в верхних слоях атмосферы (60-100 км) [14]. Скорость потока в АДТ составляет 4-4.5 км/с., числа Маха $M=4-8$, тепловой поток $Q=0.1-10$ МВт/м². Температура образцов при испытаниях материалов может достигать 3000 К. Труба оснащена высокочастотным индукционным подогревателем, обеспечивающим нагрев рабочего газа до температур 5000-9000 К без загрязнения потока примесями, что гарантирует отсутствие каких-либо загрязнений поверхности образца. Реализуется высокая стабильность режимов испытаний (не хуже 3%), возможность иметь непрерывное время цикла испытаний до 1 часа и большой общий ресурс (10^4 часов). Измерения температуры поверхности испытуемого образца производятся штатным яркостным пирометром на основе ПЗС матрицы с рабочей длиной волны 890 нм. В

данной работе измерения температуры проводились также с помощью спектрометра OceanOptics HR4000 и многоканального спектрометра.

Регистрация спектров излучения модели осуществлялась через наблюдательные окна в рабочей части аэродинамической установки. Так как размеры окон не позволяют разместить все три прибора в одном окне, каждый прибор был установлен в своем. Схематическое изображение расположения приборов по отношению к испытываемой модели показано на рис. 7. Испытуемая модель (7) была установлена на расстоянии 100 мм от среза сопла (9). Яркостный пирометр (1) установлен за смотровым окном (2) таким образом, чтобы была возможность одновременно регистрировать излучение с боковой поверхности модели (7), так и с носика модели через зеркало (8). Поле интенсивности, получаемое с помощью яркостного пирометра, приведено на рис. 8. Коллиматор (3) спектрометра OceanOptics HR4000 был установлен за окном (4), которое находится в той же плоскости, что окно (2) и сопло (9). Это было сделано, чтобы можно было сравнить результаты измерения яркостной температуры, измеренной с помощью яркостного пирометра и спектрометра. Точка сбора спектрометра находилась на расстоянии 5 мм от носика модели. Многоканальный спектрометр (5) был установлен за окном (6), которое находится в перпендикулярной плоскости по отношению к плоскости установки яркостного пирометра (1) и коллиматора спектрометра (3). Многоканальный спектрометр регистрировал спектры излучения вдоль образующей линии испытываемой модели.

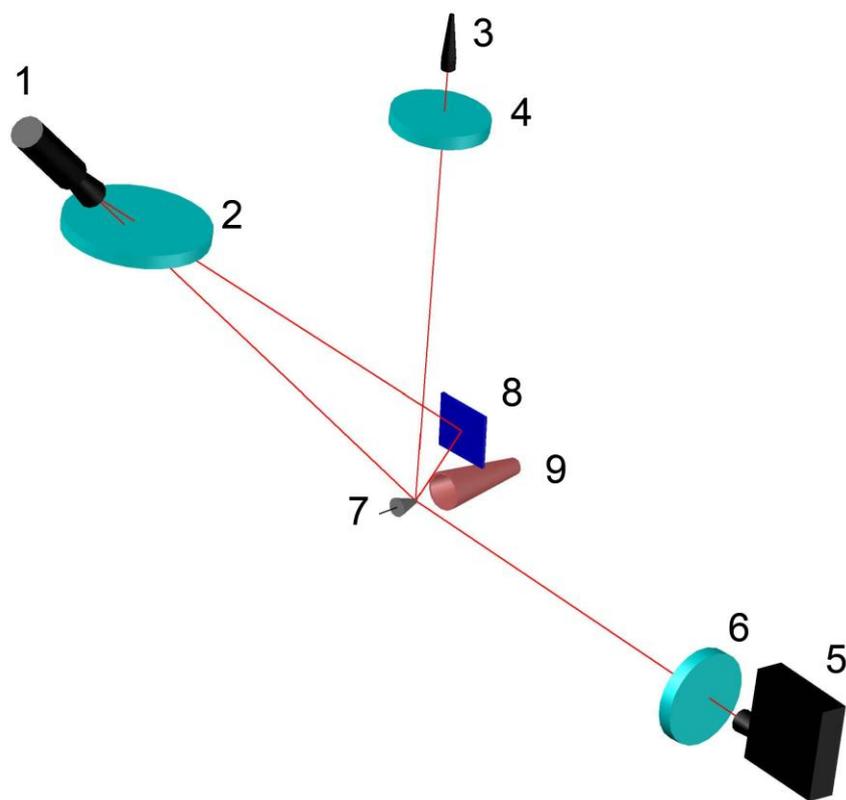


Рис. 7. Схематическое расположение приборов по отношению к испытуемой модели в АДТ.

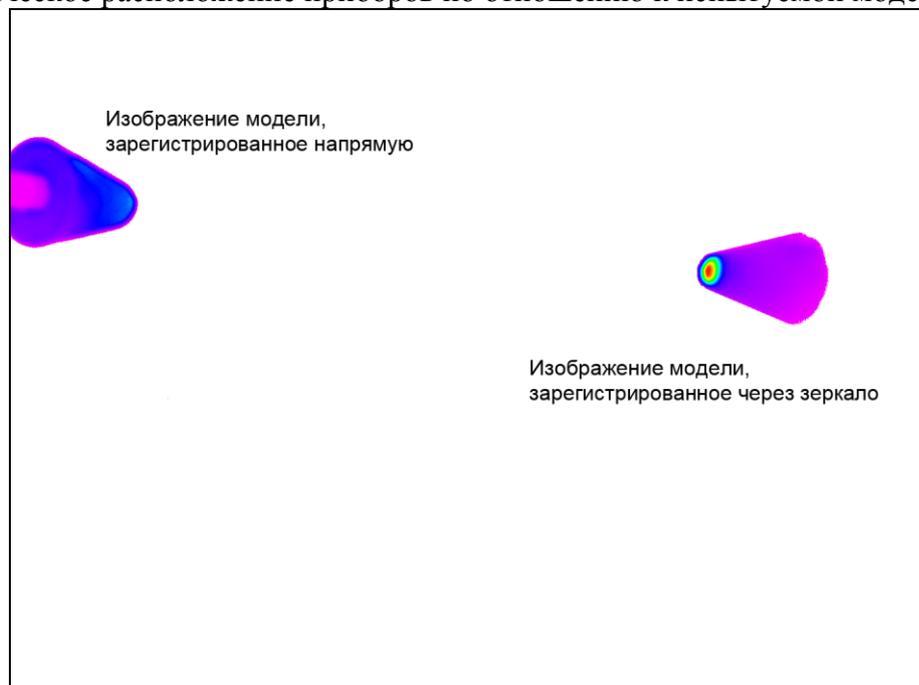


Рис. 8. Поле интенсивности, получаемое с помощью яркостного пирометра (псевдоцветовое представление).

Для корректного сопоставления результатов измерения спектрометра и яркостного пирометра после пуска было определено положение точки сбора спектрометра следующим образом. В световод со стороны спектрометра подавалось излучение от светодиода на длине волны 890 нм, которое коллиматор проецировал на поверхность модели, получая таким образом «зайчик» на поверхности испытуемого образца. «Зайчик» регистрировался с помощью яркостного пирометра.

Результаты измерений

В рамках данной работы был проведен один пуск продолжительностью 1540 с. Модель в процессе пуска побелела, что свидетельствует об изменении коэффициента излучения. Оказалось, что во время пуска изображение модели на ПЗС матрице смещалось. Данное явление могло возникнуть вследствие деформации поддерживающего устройства при высоких температурах под действием силы тяжести испытуемой модели. Так как определение положения точки сбора спектрометра на поверхности испытуемой модели производилось только после пуска, сопоставление результатов измерения яркостной температуры с помощью яркостного пирометра и спектрометра корректно ближе к концу пуска. На рис. 9. приведено сравнение измерения яркостной температуры с помощью яркостного пирометра и спектрометра OceanOptics HR4000. Результаты измерения температуры с помощью спектрометра приведены только с 200-ой секунды от момента начала опыта, это связано низкой чувствительностью спектрометра. Как видно из рисунка, начиная с 900 секунды пуска, результаты измерения яркостной температуры с помощью двух разных приборов совпадают.

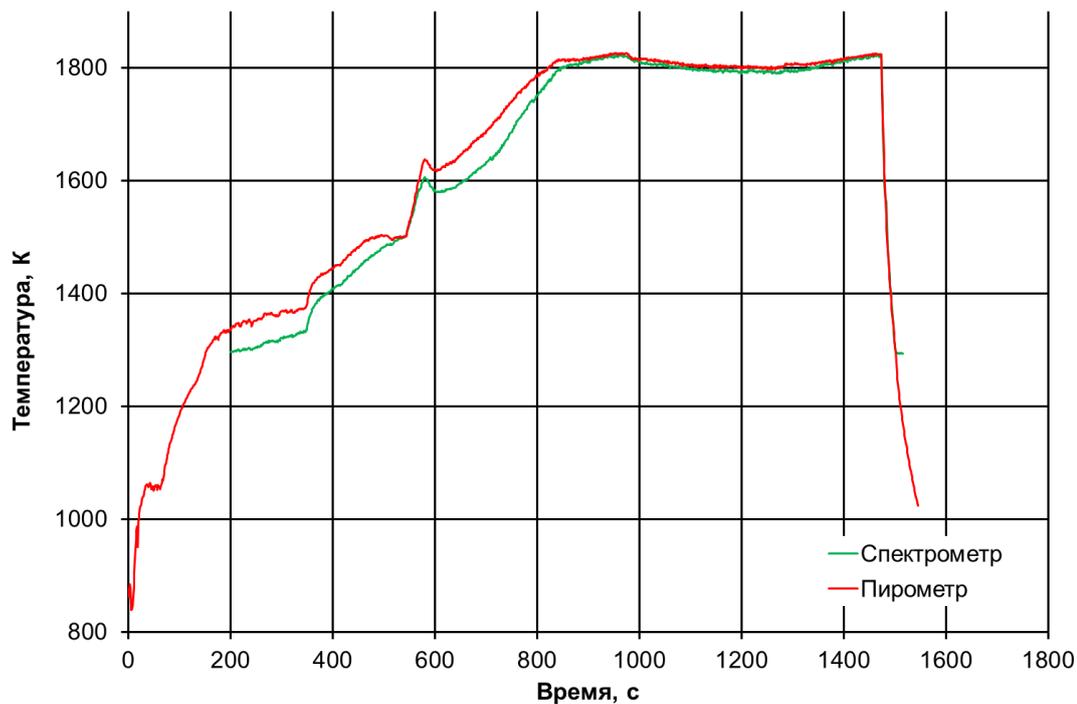


Рис. 9. Сравнение результатов измерения яркостной температуры с помощью яркостного пирометра и спектрометра.

На рис. 10. приведены результаты измерения яркостной температуры на длине волны 890 нм и спектральной температуры с помощью спектрометра.

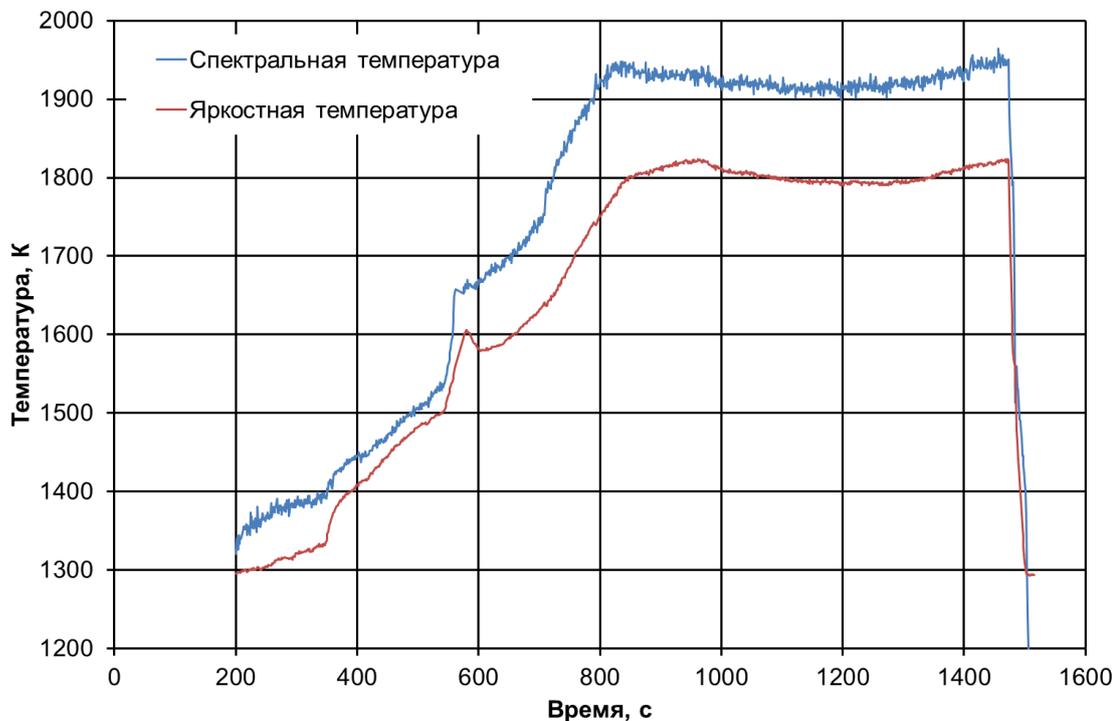


Рис. 10. Результаты измерений спектральной и яркостной температуры с помощью спектрометра.

По результатам измерения спектральной и яркостной температуры был определен коэффициент спектральной излучательной способности на длине волны 890 нм и его изменение в течение пуска, рис. 11. Подобное изменение коэффициента спектральной излучательной способности можно определить для всех длин волн из спектрального диапазона спектрометра.

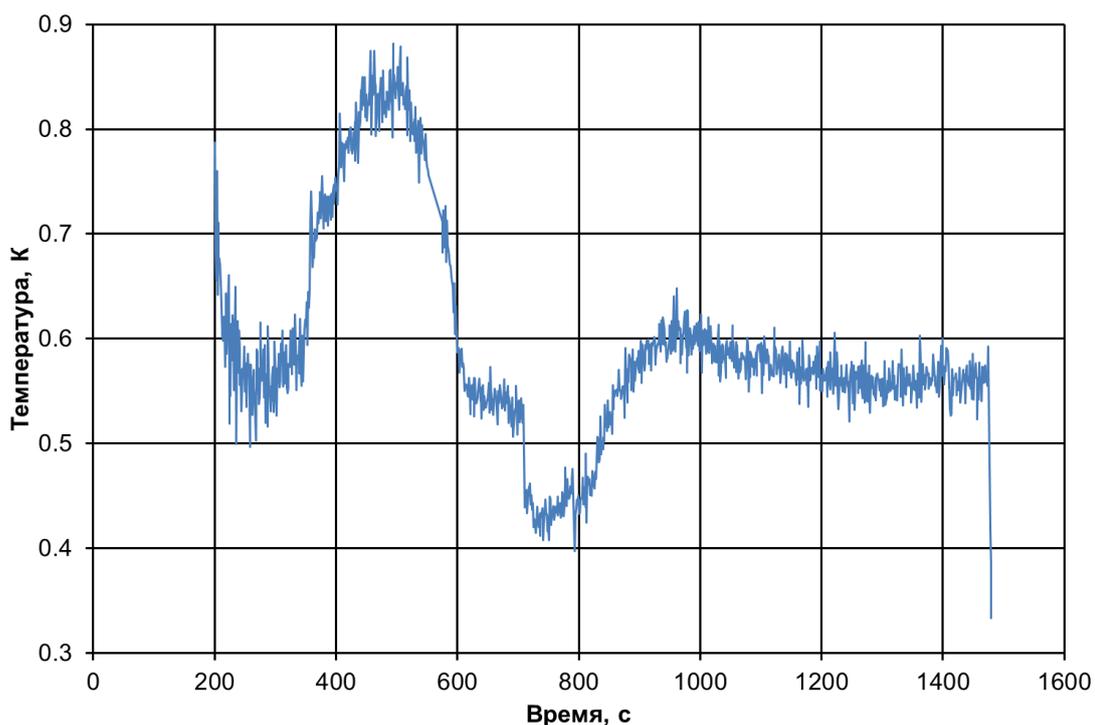


Рис. 11. Изменение коэффициента спектральной излучательной способности на длине волны 890 нм, полученного по результатам измерения спектральной и яркостной температуры.

Одновременно с определением яркостной температуры с помощью яркостного пирометра и температуры, определенной спектрометром OceanOptics HR4000, проводилось определение температуры многоканальным спектрометром. Результаты представлены на рис. 12 в виде трехмерного рельефа. По вертикальной оси откладывалась шкала температур, по горизонтальным осям – времени и координаты на объекте, начиная от вершины конуса. Для сравнения с другими

результатами, на рис. 13 приведены результаты измерения спектральной температуры с помощью одноканального спектрометра и результаты измерения температуры с помощью многоканального спектрометра. Провалы на рис. 12 и рис. 13 вызваны подстройкой чувствительности приемника излучения, во время которой многоканальный спектрометр необходимо было отключать.

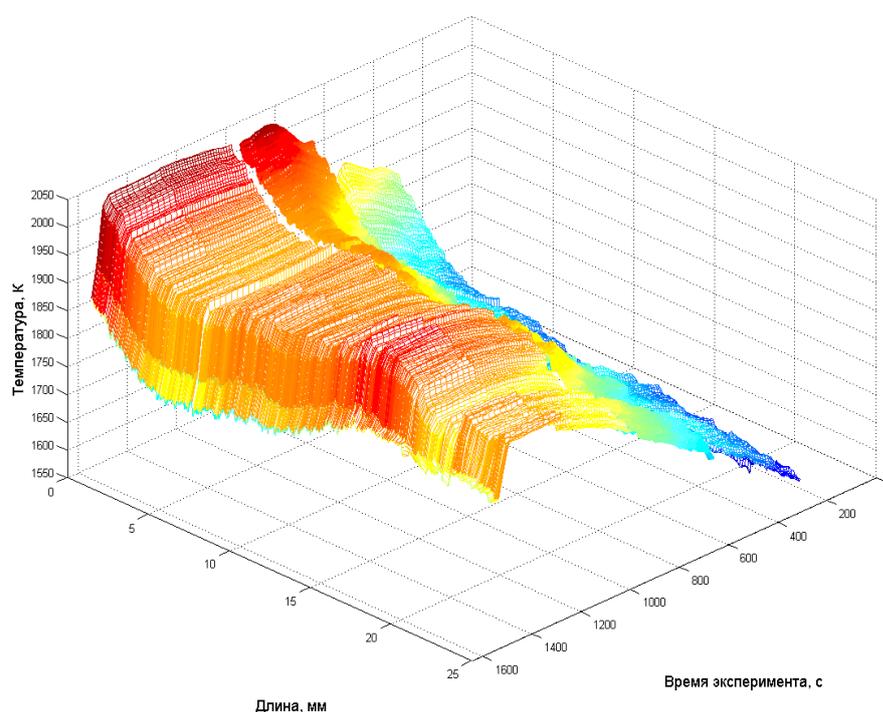


Рис. 12. Температурное распределение, полученное многоканальным спектрометром, вдоль боковой поверхности объекта измерения, изменяющееся со временем.

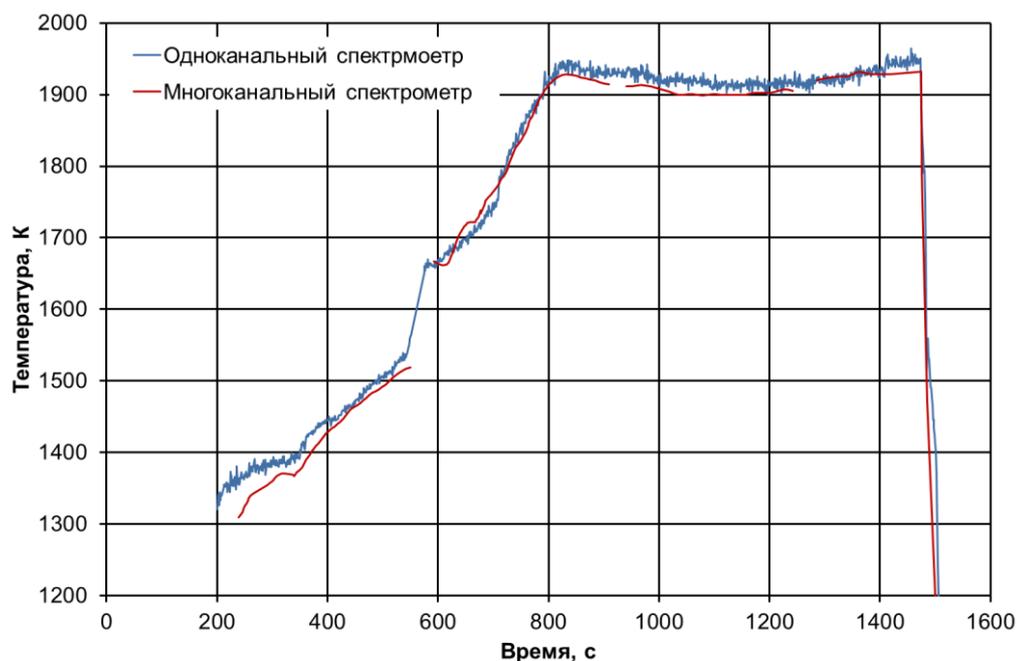


Рис. 13. Результаты определения температуры, полученные с помощью многоканального спектрометра, на вершине конуса образца.

Выводы

Рассмотрены методы яркостной и спектральной пирометрии применительно к задаче испытания теплозащитных материалов в тепловых аэродинамических трубах.

Разработан макет многоканального спектрометра, позволяющего одновременно регистрировать спектры излучения вдоль линии на исследуемой поверхности и по ним находить температуру образца вдоль этой линии.

Испытания многоканального спектрометра, проведенные в условиях аэродинамической установки с индуктивным подогревателем АДТ ВАТ-104 ЦАГИ, показали его работоспособность и перспективность.

Библиографический список

1. Сорокин В.А., Копылов А.В., Тихомиров М.А., Стирин Е.А., Логинов А.Н., Федоров Д.Ю., Валуй П.В. Построение системы теплозащиты из углеродных

композиционных материалов с покрытиями для теплонапряженных конструкций двигателей летательных аппаратов // Труды МАИ. 2015. № 84. URL: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=63029>

2. Шейндлин А.Е. Излучательные свойства твердых материалов – М.: Энергия, 1974. - 470 с.

3. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 248 с.

4. Бодров В.Н., Мухина В.И. О возможности использования свойств кривой спектрального распределения излучения для определения температуры // Вестник МЭИ. 2000. № 2. С. 87-93.

5. Бодров В.Н. Статистическая температура // Обзорение прикладной и промышленной математики. 2007. Т. 14. № 3. С. 515.

6. Бодров В.Н. Применение методов математической статистики в измерениях спектров теплового излучения и температуры // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48. №4. С. 623-629.

7. Бодров В.Н., Рассел М.М. Способ дистанционного определения температуры движущегося объекта. Патент RU 2396525. Бюлл. № 36, 10.08.2010.

8. Бодров В.Н., Обидин Г.И., Рассел М.М. Дистанционный измеритель температуры движущегося объекта. Патент RU 77425. Бюлл. № 29, 20.10.2008.

9. Рассел М.М. Оптико-электронное устройство дистанционного определения температуры: Дисс. канд. техн. наук. – М.: 2012. – 197 с.

10. Лебедев С.В. Спектральное устройство определения температуры и излучательной способности пирометрируемой поверхности: Дисс...канд. техн. наук. – М.: 2013. - 166 с.

11. Казаков В.А. Метод и спектральное устройство определения пространственного распределения термодинамической температуры: Дисс... канд. техн. наук. – М.: 2014. - 170 с.

12. Снопко В.Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. – Минск: Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 1999. - 224 с.

13. Мошаров В.Е., Радченко В.Н., Сенюев И.В. Пирометрия с использованием п.з.с. камер // Приборы и техника эксперимента. 2013. № 4. С. 132–137.

14. Жестков Б.Е. Комплекс стендов с индукционными подогревателями газа // Вестник Казанского технологического университета. 2011. № 19. С. 63-69.