

ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОТОКА ЧАСТИЦ ПРИ НАПЫЛЕНИИ ПОРОШКОВЫХ ПОКРЫТИЙ

Иордан В.И., Соловьев А.А., Маркин В.Б.*

Алтайский государственный университет, г. Барнаул

*Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, г. Барнаул

Газо-термические технологии обработки материалов, напыления защитных и восстановительных покрытий занимают важное место в современном машиностроении и других отраслях промышленности. Чаще других используются плазменное, газоплазменное и детонационно-газовое напыление. Характерные особенности процессов взрыва и горения в технологии детонационно-газового напыления затрудняют использование как традиционных зондовых и контактных методов, так и бесконтактных оптических методов лазерной анемометрии и пирометрии для контроля скорости и температуры дисперсной фазы многофазного потока. При этом оптические методы требуют учитывать гетерогенность и излучательные характеристики материала частиц в потоке.

Также большинство применяемых в ряде современных технологий приборов контроля температурно-скоростных параметров высокотемпературных быстропротекающих технологических процессов получения покрытий и синтезируемых материалов не всегда учитывают дисперсность сред, высокую температуру, термодинамическую нестационарность процесса и его быстротечность. Создание высококачественного автоматизированного оборудования, обеспечивающего контроль, поддержание на заданном уровне и регистрацию технологических параметров процесса можно достичь применением в качестве датчиков быстродействующих фотоприемников и современных микроконтроллеров в измерительных системах.

Автоматические измерительные системы с быстродействующими фотоприемниками способны производить оперативную диагностику состояния дисперсной и газовой фаз в потоке и на напыляемой поверхности. Следовательно, можно производить также технологическую настройку оборудования на базе банка накопленных данных и программ.

Цель настоящей работы – обоснование и разработка по сути виртуального метода измерения температуры частиц металла, распыленных в процессе загрузки порошка в струю плазмотрона, посредством решения

обратной задачи на основе регистрации суммарного теплового спектра излучения от всего ансамбля частиц в двухфазном потоке [1]. Математическая модель суммарного теплового спектра распыленных металлических частиц порошка в плазменной или детонационно-газовой струе (1), «измерительное уравнение» (2), использующее выходной сигнал $B(\lambda)$ линейного многоэлементного фотоприемника в составе автоматизированного комплекса, и метод решения «обратной задачи» [1] определяют основу программно-аппаратной реализации виртуального метода и прибора измерения температуры потока частиц:

$$\begin{aligned} G(\lambda) &= \int_{-\infty}^{\infty} R(\lambda, T) \cdot X(T) dT = \\ &= \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} R(\lambda, T) \cdot X(T) dT = \\ &= \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \varepsilon(\lambda, T) \cdot \varphi(\lambda, T) \cdot X(T) dT \end{aligned} \quad (1)$$

$$B(\lambda) = \gamma(\lambda) \cdot G(\lambda), \quad (2)$$

где излучательная способность частиц $R(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot \varphi(\lambda, T)$, определяемая спектральным коэффициентом «черноты» $\varepsilon(\lambda, T)$ и функцией Планка $\varphi(\lambda, T)$, усредняется по температурному распределению частиц $X(T)$. Функция плотности температурного распределения $X(T)$, исходя из физических соображений, вне определенного

диапазона температур $(T_{\min}, T_{\max})$ равна нулю, но формально уравнение (1) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода. Выходной сигнал $B(\lambda)$ линейного многоэлементного фотоприемника пропорционален суммарному тепловому спектру частиц порошка $G(\lambda)$, прошедших зону регистрации за время накопления заряда с учетом аппаратной функции «сквозного

измерительного тракта», которая калибруется с помощью «эталонных» источников излучения:

$$\gamma(\lambda) = B_{эм}(\lambda) / G_{эм}(\lambda)$$

Отсчеты сигнала $B(\lambda)$ многоэлементного фотоприемника позволяют с помощью функции «калибровки виртуального прибора» $\gamma(\lambda)$ вычислить отсчеты модельного суммарного теплового спектра ансамбля частиц $G(\lambda)$. Обращение уравнения (1) итерационным методом, изложенным в [1], дает приемлемое решение обратной задачи в виде гистограммы, осуществляющей «редукцию» плотности температурного распределения частиц $X(T)$. При этом в интегральном уравнении Фредгольма (1) учитывается «виновское» приближение функции Планка $\varphi(\lambda, T)$ для видимого и ближнего ИК-диапазона. А именно, можно положить, что в первом приближении относительная излучательная способность частиц $\varepsilon(\lambda, T)$ равна константе, так как она для металлов является слабоменяющейся функцией. Тогда суммарный тепловой спектр излучения частиц потока с точностью до нормировки будет определяться функцией Планка $\varphi(\lambda, T)$ и плотностью температурного распределения частиц $X(T)$:

$$G(\lambda) = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \varphi(\lambda, T) \cdot X(T) dT \quad (3)$$

Так как верхняя температурная граница $T_{\max}$ в технологиях напыления обычно не превышает 2500 °K и верхняя граница $\lambda_{\max}$ длин волн, регистрируемых кремниевыми фотоприемниками, ограничена в ближнем ИК-диапазоне значением 1 мкм, тогда для функции Планка можно использовать в «виновское» приближение и выражение (3) будет выглядеть следующим образом:

$$G(\lambda) = c_1 \cdot \lambda^{-5} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} e^{-c_2 / (\lambda T)} \cdot X(T) dT \quad (4)$$

или

$$P(\lambda) = \lambda^5 G(\lambda) / c_1 = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} e^{-c_2 / (\lambda T)} \cdot X(T) dT.$$

В силу свойства аддитивности интеграл (4) можно представить суммой аналогичных интегралов по интервалам разбиения с уче-

том замены непрерывного температурного распределения на ее гистограмму ($T_0 = T_{\min}, T_n = T_{\max}$):

$$P(\lambda) = \sum_{i=1}^n \int_{T_{i-1}}^{T_i} e^{-c_2 / (\lambda T)} \cdot X(T) dT \cong \sum_{i=1}^n X_i \int_{T_{i-1}}^{T_i} e^{-c_2 / (\lambda T)} dT \quad (5)$$

Производя замену переменной интегрирования: $y = e^{-c_2 / (\lambda T)}$, $y_i = e^{-c_2 / (\lambda T_i)}$, $T = -c_2 / (\lambda \cdot \ln y)$, $dT = c_2 dy / (\lambda \cdot y \cdot \ln^2 y)$, получим

$$P(\lambda) \cong \sum_{i=1}^n X_i \int_{y_{i-1}}^{y_i} e^{-c_2 / (\lambda T)} dT = \frac{c_2}{\lambda} \sum_{i=1}^n X_i \int_{y_{i-1}}^{y_i} \frac{dy}{\ln^2 y} = \frac{c_2}{\lambda} \sum_{i=1}^n X_i \int_{y_{i-1}}^{y_i} \Phi(y) dy \quad (6)$$

Значения интегралов вида

$$\int_{y_{i-1}}^{y_i} \Phi(y) dy = \int_{y_{i-1}}^{y_i} \frac{dy}{\ln^2 y} \text{ можно с определенной точностью вычислять с помощью усеченного ряда, либо, например, с помощью метода Монте-Карло, так как они имеют аналитическое представление только лишь в виде ряда.}$$

$$\int_{y_{i-1}}^{y_i} \Phi(y) dy = \int_{y_{i-1}}^{y_i} \frac{dy}{\ln^2 y} = \overline{\Phi}_i \cdot (y_i - y_{i-1}) = \overline{\Phi}_i \cdot (e^{-c_2 / (\lambda T_i)} - e^{-c_2 / (\lambda T_{i-1})}) \quad (7)$$

В соответствии с методом Монте-Карло средние значения $\overline{\Phi}_i$ равны

$$\overline{\Phi}_i = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \Phi(y_{i,k}) = \left(\frac{\lambda}{c_2} \right)^2 \cdot \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m T_{i,k}^2 = \left(\frac{\lambda}{c_2} \right)^2 \beta_i \quad (8)$$

где

$$\beta_i = \frac{1}{m} \cdot \sum_{k=1}^m T_{i,k}^2 \quad (9)$$

Значения $\{T_{i,k}; k = 1, 2, \dots, m\}$ формируются генератором «псевдослучайных» чисел. Из соотношений (4)-(8) следует

$$\begin{aligned}\Psi(\lambda) &= \frac{c_2 \cdot \lambda^4}{c_1} G(\lambda) \cong \\ &= \sum_{i=1}^n X_i \cdot \beta_i \cdot (e^{-c_2/(\lambda T_i)} - e^{-c_2/(\lambda T_{i-1})}) = \quad (10) \\ &= \sum_{i=0}^n \gamma_i \cdot e^{-c_2/(\lambda T_i)}\end{aligned}$$

где

$$\begin{cases} \gamma_0 = -X_1 \cdot \beta_1, \\ \gamma_i = X_i \cdot \beta_i - X_{i+1} \cdot \beta_{i+1}, \quad i = 1, 2, \dots, n-1 \\ \gamma_n = X_n \cdot \beta_n. \end{cases} \quad (11)$$

Таким образом, зарегистрированные с помощью откалиброванного дискретного фотоприемника спектральные отсчеты $\{G(\lambda_j); j = 1, 2, \dots, J\}$ можно пересчитать в массив $\{\Psi(\lambda_j); j = 1, 2, \dots, J\}$ согласно выражению (10). К тому же для спектральной функции $\Psi(\lambda)$ выражение (10) определяет математическую модель в виде линейной комбинации с искомыми коэффициентами разложения $\{\gamma_i; i = 0, 1, \dots, n\}$ по базисным функциям, которые в «виновском» приближении соответствуют излучательной способности частиц с температурами $\{T_i; i = 0, 1, 2, \dots, n\}$. То есть, выражение (10) записывается в эквивалентном виде

$$\begin{aligned}\Theta(\lambda) &= \frac{G(\lambda)}{\lambda} \cong \\ &\cong \sum_{i=0}^n \frac{\gamma_i}{c_2} \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} e^{-c_2/(\lambda T_i)} =, \quad (12) \\ &= \sum_{i=0}^n \omega_i \cdot \varphi(\lambda, T_i)\end{aligned}$$

где $\omega_i = \gamma_i / c_2$. В процессе аппроксимации экспериментальных данных $\{G(\lambda_j); j = 1, 2, \dots, J\}$ либо пересчитанных данных $\{\Psi(\lambda_j); j = 1, 2, \dots, J\}$ методом «наименьших квадратов» (или каким-либо другим эффективным методом) можно найти коэффициенты разложения по «виновским» спектрам $\{\gamma_i; i = 0, 1, \dots, n\}$. Полученные в результате аппроксимации значения $\{\gamma_i; i = 0, 1, \dots, n\}$ и соотношения (11) позволяют восстановить значения X_i для гистограммы температурного распределения. В процессе восстановления гистограммы

могут возникать малые отрицательные компоненты (иногда и не малые значения), так как «крайние слева и крайние справа» значения гистограммы являются малыми. Этот факт связан с «некорректностью» обратной задачи восстановления гистограммы температурного распределения по суммарному тепловому спектру излучения потока частиц. Регуляризацию решения удается достигать на основе (11) с помощью метода [1], который имеет много общего с известным методом «встречных прогонок».

Аппаратное обеспечение измерительного комплекса включает в себя оптическую систему, спектрограф, линейный ПЗС-фотоприемник, систему регистрации теплового спектра. Оптический сигнал от источника излучения фокусируется на входную щель спектрографа, а на месте выходной щели закреплена ПЗС-линейка. Система регистрации (СР) обеспечивает необходимые управляющие сигналы для ПЗС-линейки и осуществляет аналого-цифровое преобразование отсчетов спектра с его выхода. В комплексе применение различных ПЗС обеспечивается установкой с компьютера необходимых значений параметров ПЗС на этапе инициализации, что делает комплекс более гибким в использовании. СР имеет два режима работы: регистрация с записью отсчетов в память с последующей передачей на ЭВМ и регистрация с непосредственной передачей без записи отсчетов в память.

Для любых измерений доступна регистрация в режиме с записью в память, режим с непосредственной передачей в ЭВМ может быть использован через интерфейс USB со скоростью 12 Mbit/s, если число кадров в секунду не превышает 100. Переданные отсчеты проходят первичную нормировку с учетом калибровочных коэффициентов и сохраняются в оперативную память ЭВМ для дальнейшей обработки. Также возможно сохранение отсчетов на энергонезависимый носитель информации (HDD, Flash). Все отсчеты логически группируются в кадры размером в зависимости от количества активных ячеек ПЗС, при этом возможно выделение определенного отрезка спектра из кадра. В отдельный модуль выделено восстановление температурного распределения частиц (решение обратной задачи). На его вход поступают нормированные отсчеты спектра, на выход – значения «столбцов» гистограммы температурного распределения частиц в потоке плазменной струи.

ВИРТУАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОТОКА ЧАСТИЦ ПРИ НАПЫЛЕНИИ ПОРОШКОВЫХ ПОКРЫТИЙ

Калибровка ПЗС-линейки доступна в пределах 800-2000 °С при помощи эталона абсолютно черного тела ТРУ-1100, температура которого пропорциональна проходящему через него току, стабилизируемого специально разработанным цифровым прецизионным источником тока. В составе автоматизированного измерительного комплекса реализована «система принятия решений», необходимая для контроля получаемых температурных распределений и снижения участия оператора в технологическом процессе.

Зависимость спектра излучения галогеновой лампы от времени (форма питающего напряжения – прямоугольный импульс 20 мс) представлена на рисунке 1, где Ncell – номера ячеек фотоприемника (соответствует длинам волн), Nframe – номера кадров (соответствуют различным моментам времени), I – интенсивность излучения, длительность одного кадра – 5 мс. Нарастание и спад интенсивности вдоль оси Nframe обуславливается конечной длительностью питающего напряжения.

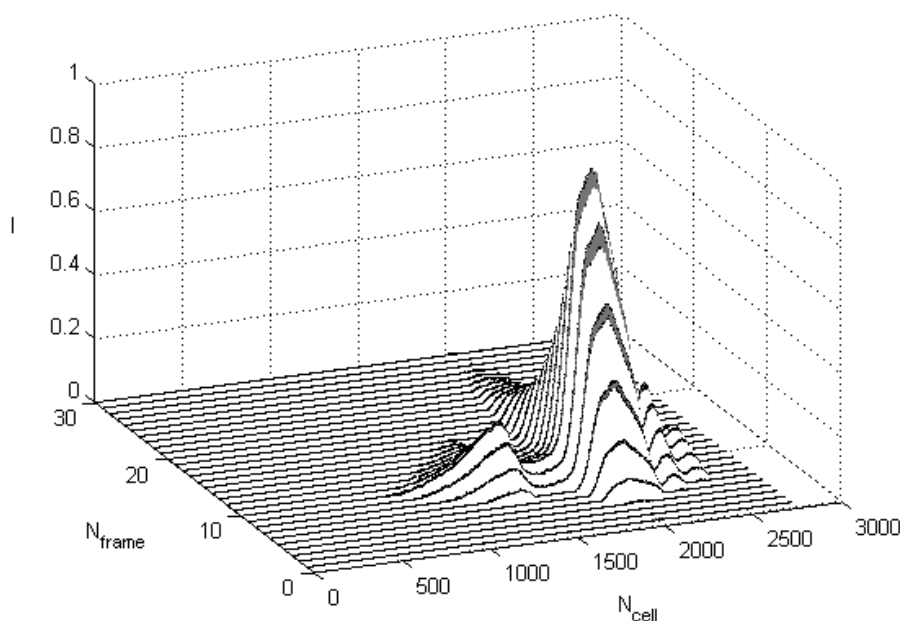


Рисунок 1 – Временная развертка спектра излучения галогеновой лампы

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе разработанной полуавтоматической системы регистрации интегрального теплового спектра излучения импульсных гетерофазных потоков реализован виртуальный метод и прибор измерения распределенной в потоке струи температуры частиц порошка, что позволяет производить контроль и управление технологическим процессом в технологиях детонационно-газового и плазменного нанесения порошковых покрытий. Основными особенностями системы являются высокая скорость спектральных измерений (более 1000 кадров в секунду), высокая разрешающая способность (более 70 dB),

полуавтоматический способ работы автоматизированного комплекса измерения температурной характеристики потока частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иордан В.И. Восстановление гистограммы температурного распределения частиц многофазных потоков по «виновским спектрам» / В.И. Иордан, В.Б. Маркин, А.А. Соловьев // Материалы XI-го Всероссийского семинара «Моделирование неравновесных систем», 26-28 сентября 2008 г. // Под ред. В.В. Слабко. - Красноярск: ИВМ СО РАН, 2008.- 233 с.- С. 100-103.