

03;07;12

Измерение локальных тепловых потоков при теплообмене поверхности с вихревой структурой

© В.П. Самсонов

Сургутский государственный университет
E-mail: svp@iff.surgu.ru

Поступило в Редакцию 2 апреля 2003 г.

Изучено влияние вихревой структуры на интенсивность теплообмена „опрокинутого“ пламени с плоской поверхностью. Предложен поляризационно-оптический метод визуализации и измерения неоднородного температурного поля на поверхности и внутри стенки теплоприемника. Показано, что вращение газа в крупных вихревых ячейках приводит к увеличению локальных тепловых потоков. Обнаружено, что в „опрокинутом“ пламени в интервале чисел Рейнольдса $50 < Re < 400$ тепловой поток на поверхности теплообмена больше на $20 \div 30\%$, чем при натекании на поверхность ламинарного пламени.

Измерение коэффициента теплоотдачи на поверхности тела при теплообмене с неоднородным и неизотермическим потоком является сложной задачей, особенно при наличии больших градиентов температур в направлении, касательном к поверхности. Применяемые для визуализации тепловых неоднородностей и измерения температур традиционные оптические методы обладают тем существенным недостатком, что позволяют получить лишь интегральные характеристики тепловой неоднородности [1]. Например, порядок интерференционных линий на изображении тепловой неоднородности обусловлен разностью фаз $\Delta\varphi$ интерферирующих световых волн:

$$\Delta\varphi = \left[2\pi \int_0^l (n_0 - n) dx \right] / \lambda,$$

где λ — длина волны света, n_0 и n — показатели преломления среды в тепловой неоднородности и в окружающей атмосфере, l — геометрическая длина пути луча. Решение интегрального уравнения

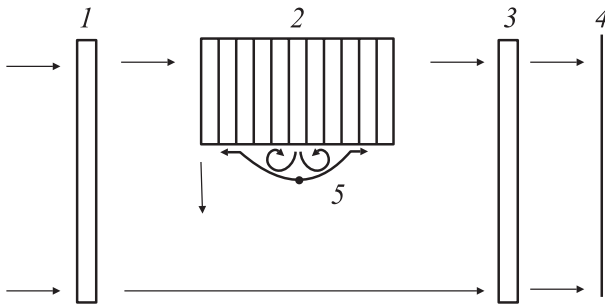


Рис. 1. Схема визуализации „опрокинутого“ пламени и температурного поля в стенке теплоприемника: 1 и 3 — поляратор и анализатор световой волны, 2 — теплоприемник, составленный из отдельных пластинок, 4 — экран, 5 — „опрокинутое“ пламя.

в случае оптической неоднородности произвольной формы не может быть найдено. В некоторых случаях тело, на поверхности которого экспериментально исследуется теплообмен, может быть изготовлено составным из ряда тонких прозрачных пластинок. Разность фаз световой волны в отдельной пластине будет определяться простым соотношением: $\Delta\varphi = 2\pi \cdot \Delta x \cdot (n_0 - n_i) / \lambda$, где n_i — показатель преломления в i -й точке пластины, Δx — толщина пластины, λ — длина волны света.

Для выяснения механизма влияния вихревой структуры в „опрокинутом“ пламени на интенсивность теплообмена с плоской поверхностью температурное поле в стенке теплоприемника визуализировали поляризационно-оптическим методом. „Опрокинутое“ пламя формируется при горении газа, поступающего из вертикально расположенного сопла горелки вниз. Вектор скорости потока на оси сопла совпадает по направлению с вектором ускорения свободного падения. Главным элементом экспериментальной установки, схематически представленной на рис. 1, является теплоприемник, представляющий собой пакет из плотно сжатых прямоугольных плексигласовых пластинок в форме прямоугольного параллелепипеда. Выбор материала обусловлен способностью плексигласа к поляризации света. Прозрачности пакета добивались полировкой боковых поверхностей пластинок. В центре пакета сверлили вертикальный цилиндрический канал для подачи горючего газа на горизонтальную нижнюю поверхность пакета. Диаметр канала

равнялся 0.001 м. Ось канала располагали в плоскости соприкосновения пластин. При определенной скорости горячего газа вблизи поверхности теплообмена в пламени формируется вихревая структура [2]. Помещая теплоприемник между поляризатором и анализатором полярископа-поляриметра ПКС-125, получали изображение интерференционной картины температурного поля в теле теплоприемника, образованное в результате интерференции обыкновенного и необыкновенного лучей света. Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей света определяется соотношением $n_o - n_e = c \cdot \sigma$, где c — оптико-механический коэффициент. Компонента температурного внутреннего напряжения в направлении распространения световой волны σ равна: $\sigma = -\alpha \cdot T \cdot E$, где α — коэффициент температурного расширения, T — температура, E — модуль Юнга. Просвечивание каждой отдельной пластины из пакета позволяет получить интерференционные изображения температурного поля в плоских зонах, где разность фаз световой волны определяется выражением $\Delta\varphi = 2\pi\Delta x(-c \cdot \alpha \cdot T \cdot E)/\lambda$. По измеренной заранее температуре стенки в одной точке и порядку интерференционной линии в этой точке можно вычислить температуру в любой другой точке внутри стенки теплоприемника.

После нагревания нижней поверхности теплоприемника пакет можно при необходимости разобрать и наблюдать интерференционную картину температурного поля в произвольной плоскости стенки теплоприемника. Время, в течение которого можно было разобрать пакет, в описанных экспериментах равнялось $1 \div 2$ с. Очевидно, что относительная погрешность измерения температуры по порядку интерференционной полосы при просвечивании пластины в направлении, перпендикулярном ее плоскости, связана с изменением формы тепловой неоднородности. Порядок величины погрешности определяется отношением толщины пластины к радиусу тепловой неоднородности. В условиях опытов, проведенных в данной работе, диаметр тепловой неоднородности изменялся от 0.015 до 0.070 м, а толщина пластины равнялась 0.002 м. Погрешность, с которой интерференционные линии можно считать изотермами, находится в интервале значений от 2.5 до 13%.

На рис. 2 представлена интерференционная картина тепловой неоднородности в стенке теплоприемника, соответствующая пластине, находящейся на радиальном расстоянии 0.018 м от канала при радиусе тепловой неоднородности на поверхности теплообмена, равном 0.036 м. Верхний край темной горизонтальной полосы в нижней

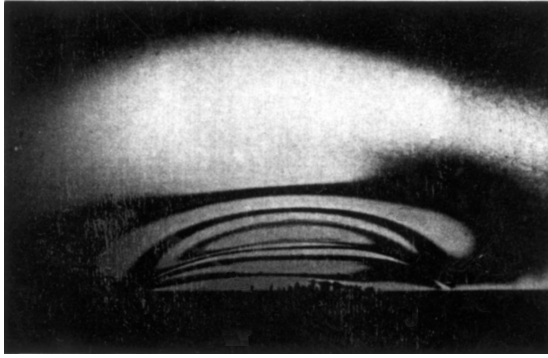


Рис. 2. Интерференционная картина тепловой неоднородности в стенке теплоприемника.

части фотографии, на котором прерываются интерференционные линии, соответствует положению границы нагреваемой снизу поверхности теплоприемника. Фотография иллюстрирует проникновение тепловой волны в глубь стенки теплоприемника. Скорость распространения тепловой волны пропорциональна величине теплового потока, зависящей от температуры поверхности. Температура любой точки внутри тела теплоприемника определяется порядком интерференции световых волн, вычисляемым по номеру интерференционной линии, начиная от верхнего или нижнего края на изображении тепловой неоднородности. При известных масштабе изображения и коэффициенте теплопроводности материала стенки χ величину теплового потока на поверхности теплообмена вычисляли по соотношению $q = \chi \cdot \Delta T / \Delta y$, где ΔT — разность температур, вычисляемая по номерам соседних интерференционных полос, Δy — расстояние между соседними интерференционными полосами в направлении, перпендикулярном поверхности теплообмена.

На рис. 3 представлены результаты расчета радиальных распределений тепловых потоков на горизонтальной поверхности теплоприемника при ее нагревании вихревым „опрокинутым“ пламенем и ламинарным пламенем при одинаковых диаметрах сопел горелок (0.001 м) и объемных расходах горючего газа ($1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$). В качестве горючего газа использовали пропан. Горелку ламинарного пламени располагали

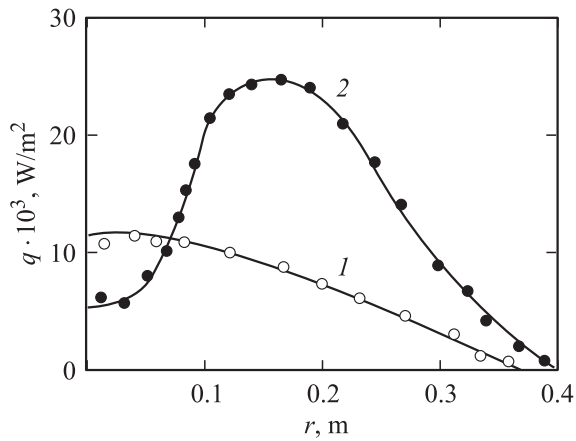


Рис. 3. Радиальные распределения тепловых потоков на поверхности теплообмена: 1 — вихревое „опрокинутое“ пламя, 2 — ламинарное пламя.

вертикально, а срез сопла устанавливали на расстоянии 0.002 м от поверхности теплообмена. Максимум графика 2 зависимости $q(r)$, построенного для вихревого „опрокинутого“ пламени, располагается в области вихря, где вектор скорости продуктов горения направлен к поверхности теплоприемника. Из сравнения графиков 1 и 2 видно, что увеличение теплового потока в „опрокинутом“ пламени связано с конвективным переносом тепла при вращательном движении продуктов горения в вихревой структуре.

Список литературы

- [1] Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973. 240 с.
- [2] Алексеев М.В., Самсонов В.П., Фатеев И.Г. // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25. № 6. С. 47–50.