

УДК 532.526+536.24.083

## ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

М. П. Голубев, А. А. Павлов, Ал. А. Павлов, А. Н. Шиплюк

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Предложен новый оптический метод регистрации полей тепловых потоков. Датчиком служит плоскопараллельная пластина, изготовленная из прозрачного материала. Вид интерференционной картины, возникающей в результате суперпозиции волн, отраженных от передней и задней граней датчика, изменяется во времени в зависимости от распределения тепловых потоков. Приведено соотношение для расчета тепловых потоков по сдвигу интерференционных полос. Проведено сравнение измерений оптическим методом и с помощью паспортизованного термопарного датчика. Получено хорошее согласие результатов. Выполнены оценки чувствительности и пространственного разрешения метода.

Ключевые слова: регистрация тепловых потоков, оптическая интерферометрия.

1. Регистрация тепловых потоков имеет важное значение при исследовании аэродинамического нагрева стенок летательных аппаратов, при изучении работы газовых турбин, компрессоров, авиационных двигателей, теплообменников и других машин [1]. В некоторых случаях измерение тепловых потоков дает дополнительную информацию о характере течения вблизи стенок аэродинамической модели. В частности, использование панорамных оптических методов позволяет визуализировать переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентное состояние, области отрыва и присоединения, продольные вихревые структуры и другие особенности течения.

Большинство методов измерения тепловых потоков основано на регистрации температуры в исследуемой области обтекаемой поверхности с помощью термопар, термосопротивлений или иных датчиков. Подобные методы позволяют с приемлемой точностью и за относительно малый промежуток времени регистрировать тепловые потоки при решении различных научно-исследовательских и прикладных задач. Существенным недостатком данных методов является локальность измерения и необходимость сложного препарирования модели. Альтернативным решением может служить применение оптических методов визуализации и регистрации поверхностной температуры или непосредственно тепловых потоков, к числу которых относятся методы, основанные на использовании термоиндикаторных покрытий (термочувствительных красителей, индикаторов плавления, жидкокристаллических покрытий), и методы регистрации температуры обтекаемой поверхности с помощью тепловизоров.

Достоинствами оптических методов являются относительная простота подготовки поверхности модели и возможность регистрации интересующего параметра на большой площади. В то же время эти методы имеют определенные недостатки. Например, термоиндикаторные покрытия на основе термочувствительных красителей и индикаторов плавления резко меняют окраску при достижении определенного значения температуры и позволяют визуализировать одну или несколько изотерм. Жидкокристаллические покрытия, обладая высокой чувствительностью, имеют малый динамический диапазон и как следствие узкий интервал рабочих температур. В связи с этим расширение набора доступных метрологических средств является актуальной задачей и увеличивает возможности аэрофизического эксперимента.

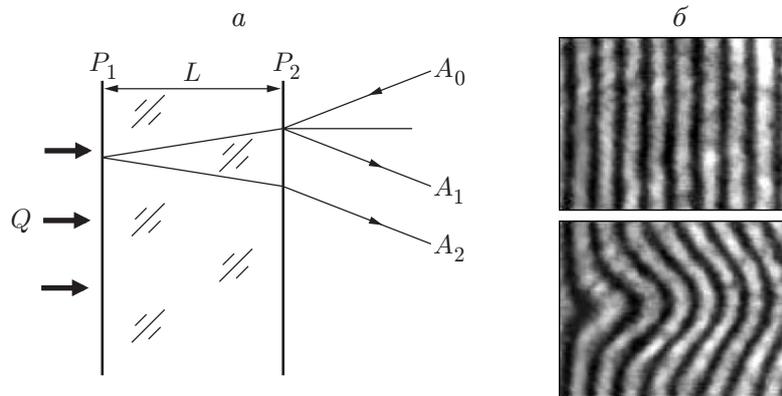


Рис. 1. Оптическая схема метода (а) и фрагменты типичных интерферограмм, полученных при регистрации полей тепловых потоков (б)

В данной работе предложен новый оптический метод регистрации полей тепловых потоков (GIHF meter — global interferometer heat flow meter) [2] и приводятся некоторые результаты, подтверждающие его работоспособность и перспективность.

2. Метод основан на изменении оптической длины пути в слое прозрачного вещества в зависимости от температуры. Оптическая схема приведена на рис. 1, а. На плоскопараллельную пластину толщиной  $L$ , изготовленную из прозрачного вещества, например из стекла, падает коллимированный пучок когерентного излучения  $A_0$ . Часть излучения отражается от передней грани пластины  $P_1$ , а часть, преломившись и пройдя через пластину, отражается от задней грани  $P_2$ . Таким образом, в отраженном излучении присутствуют две плоские волны  $A_1$  и  $A_2$ , интерферирующие между собой. Под действием теплового потока  $Q$  через обтекаемую поверхность происходит изменение температуры в объеме стекла, что приводит к тепловому расширению и изменению коэффициента преломления. Это, в свою очередь, приводит к изменению оптической длины пути световой волны внутри пластины и тем самым к изменению интерференционной картины. По сдвигу интерференционных полос на интерферограммах, зарегистрированных через известный промежуток времени, можно определить значение теплового потока в соответствующей области поверхности. При выводе соотношения, выражающего зависимость сдвига интерференционных полос от теплового потока, приняты следующие допущения.

1. Температурные изменения показателя преломления не приводят к изменению направления распространения световой волны внутри стекла. Это стандартное допущение, используемое в оптической интерферометрии. Угол отклонения  $\delta\varepsilon$  луча при прохождении в неоднородной среде определяется градиентом оптической длины пути [3]. В нашем случае эта величина, а значит, и  $\delta\varepsilon$  не превышали  $5 \cdot 10^{-3}$ , что вполне допускает применение данного условия.

2. Используется схема с ортогональным направлением распространения зондирующего излучения относительно поверхности датчика. Очевидно, что полученные далее соотношения при необходимости можно легко распространить на случай косоугольного падения зондирующего излучения.

3. При нахождении изменения оптического пути в зависимости от температуры учитывались только температурный коэффициент изменения показателя преломления  $\beta = \partial n / \partial T$  и температурный коэффициент линейного расширения  $\alpha = \partial L / L \partial T$ . Влияние упругости и пьезооптических эффектов на изменение оптической длины пути не учитывалось.

4. Распространение тепла вдоль поверхности датчика не учитывалось, т. е. решалась одномерная задача.

Таблица 1

Вещество	$n$	$\beta \cdot 10^6,$ К <sup>-1</sup>	$\alpha \cdot 10^7,$ К <sup>-1</sup>	$\rho,$ г/см <sup>3</sup>	$C_p,$ Дж/(г·К)	$k,$ Дж/см <sup>2</sup>	$\varkappa \cdot 10^3,$ Вт/(К·см)
ЛК5	1,476	6,2	33,9	2,270	0,674	4,440	10
ТФ2	1,667	5,7	79,4	4,090	0,490	3,438	7,83
КРС5	2,564	251	600	7,370	0,126	0,074	4,605
ОС	1,492	—	350	1,18	1,48	0,442	—
“Balzers”	—	—	—	—	—	5,155	—

С учетом принятых допущений разность хода интерферирующих волн в момент времени  $t$  можно представить в виде

$$\Delta S_t = 2 \int_L n(l, T_t) dl. \quad (1)$$

Разность хода и коэффициент преломления в выражении (1) могут быть различными для разных точек обтекаемой поверхности. Так как решается одномерная задача, то в дальнейшем используется упрощенная запись уравнений без явного указания функциональных зависимостей используемых параметров от координат поверхности.

При наличии теплового потока распределение температуры внутри пластины меняется с течением времени. Изменение дифференциала разности оптических путей  $d\Delta S = 2n(l, T) dl$  за время  $\delta t$  может быть представлено в виде

$$\delta d\Delta S(l) = d\Delta S_{t1} - d\Delta S_{t0} = \frac{\partial d\Delta S}{\partial T} \delta T(l) = 2\delta T(l)(\beta + n\alpha) dl. \quad (2)$$

Соотношение (2) записано в предположении постоянства  $\alpha$  и  $\beta$  в диапазоне максимального по оптическому пути изменения температуры. Множитель  $\beta + n\alpha$  с точностью до малых второго порядка также можно считать константой. В результате для изменения разности оптических путей имеем

$$\delta\Delta S = 2(\beta + n\alpha) \int_L \delta T(l) dl. \quad (3)$$

С учетом того, что интеграл в правой части с точностью до множителя  $\rho\sigma C_p$  ( $\rho$  — плотность,  $C_p$  — теплоемкость при постоянном давлении) определяет количество тепла, прошедшего через элементарную площадку  $\sigma$ , соотношение (3) легко преобразуется к виду

$$Q(x, y) = k \frac{dN(x, y)}{dt}, \quad (4)$$

где  $Q$  — тепловой поток;  $N$  — номер интерференционной полосы;  $k = \lambda\rho C_p / (2(\beta + n\alpha))$  — коэффициент, зависящий от свойств вещества, используемого для изготовления датчика;  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения. Численно коэффициент  $k$  равен количеству тепловой энергии, прошедшей через единичную площадку рабочей поверхности датчика, необходимой для сдвига интерференционной картины на один порядок.

В табл. 1 приведены оптические характеристики некоторых стекол и кристалла КРС5 для длины волны  $\lambda = 656,3$  нм [4, 5] и значения рассчитанного по ним коэффициента  $k$  для  $\lambda = 650$  нм. Там же указаны коэффициенты теплопроводности  $\varkappa$ . Для органического стекла (ОС) и стекла фирмы “Balzers” коэффициент  $k$  получен из экспериментальных данных. Особый интерес представляют кристаллические материалы на основе галогенидов таллия, обладающие существенно большей чувствительностью по сравнению со стеклами. Так,

для КРС5 (твердый раствор TlBr 42 % + TlI 58 %) предполагаемая чувствительность в 60 раз выше, чем для стекла ЛК5. Кроме того, подобные материалы имеют более низкую, чем у стекол, теплопроводность, что существенно для увеличения пространственного разрешения и уменьшения минимально возможной толщины оптического датчика.

**3.** Важнейшими характеристиками любого метода являются его потенциальная чувствительность и точность. Для рассматриваемой методики непосредственно измеряемыми величинами являются сдвиг интерференционных полос  $\Delta N$  и промежуток времени  $\Delta t$ . В нашем случае погрешность определения  $\Delta t$  не превышала  $10^{-6}$  с, что практически не влияет на точность измерений. Более существенной является случайная ошибка регистрации  $\Delta N$ . Точность измерения данной величины практически определяет чувствительность метода и обычно составляет  $\delta\Delta N \approx 0,05$ . При этом абсолютная погрешность определения теплового потока составляет

$$\delta Q(x, y) = k \frac{\delta\Delta N(x, y)}{\Delta t} = \frac{k}{20\Delta t}.$$

В реальном эксперименте ошибка определения  $\Delta N$  может быть существенно больше при шаге интерференционных полос, сравнимом с пространственным разрешением телекамеры. Как правило, при обработке интерферограмм положение максимума или минимума интерференционной полосы приписывается координате центра определенного пикселя на полученном изображении. Если шаг полос составляет  $m$  пикселей, то  $\delta\Delta N \geq 1/m$ .

Более сложными для анализа являются ошибки измерений, связанные с процессами, не учитываемыми при выводе соотношения (4), а именно растеканием тепла вдоль поверхности датчика и эффектами фотоупругости. Тепловые потоки вдоль поверхности датчика могут вносить существенные погрешности в результаты измерений при  $Q(x, y) \neq \text{const}$ . При этом ошибка регистрации интегральной по площади величины теплового потока может быть малой. Эффект проявляется в основном в погрешности определения локальных значений и ухудшает пространственное разрешение. При этом результаты измерений зависят не только от условий эксперимента, но и от пространственных частот полей тепловых потоков. В работе не производилась теоретическая оценка возможных погрешностей, обусловленных растеканием тепла, однако ниже приводятся некоторые результаты экспериментальной оценки данного эффекта.

При неравномерном по объему нагреве датчика в нем возникают упругие напряжения, которые могут приводить к не учитываемым соотношением (4) деформациям и, следовательно, к дополнительным изменениям разности хода интерферирующих волн. Механические напряжения также могут вызывать изменение показателя преломления за счет эффекта фотоупругости. Изменения компонент тензора диэлектрической проницаемости, определяющего коэффициенты преломления, линейно связаны с компонентами тензора напряжений и деформаций через тензоры упругооптических напряжений и деформаций соответственно [3]. В данной работе эти эффекты не рассматриваются. Однако при регистрации мощных неравномерных по площади датчика тепловых потоков, приводящих к возникновению больших градиентов температуры и как следствие сильных упругих напряжений в объеме датчика, влияние эффектов фотоупругости может быть существенным, и этот вопрос требует проведения как теоретических, так и экспериментальных исследований.

При выводе соотношения (4) предполагалось, что все тепло, вошедшее через рабочую поверхность, остается в объеме датчика. Поскольку в реальном эксперименте датчик, как правило, крепится на поверхности исследуемой модели, это предположение может не выполняться из-за наличия теплового потока через его заднюю поверхность. Используя решение уравнения теплопроводности для полубесконечного тела [6], можно показать, что при включении в момент времени  $t = 0$  постоянного в дальнейшем теплового потока  $Q_1$ ,

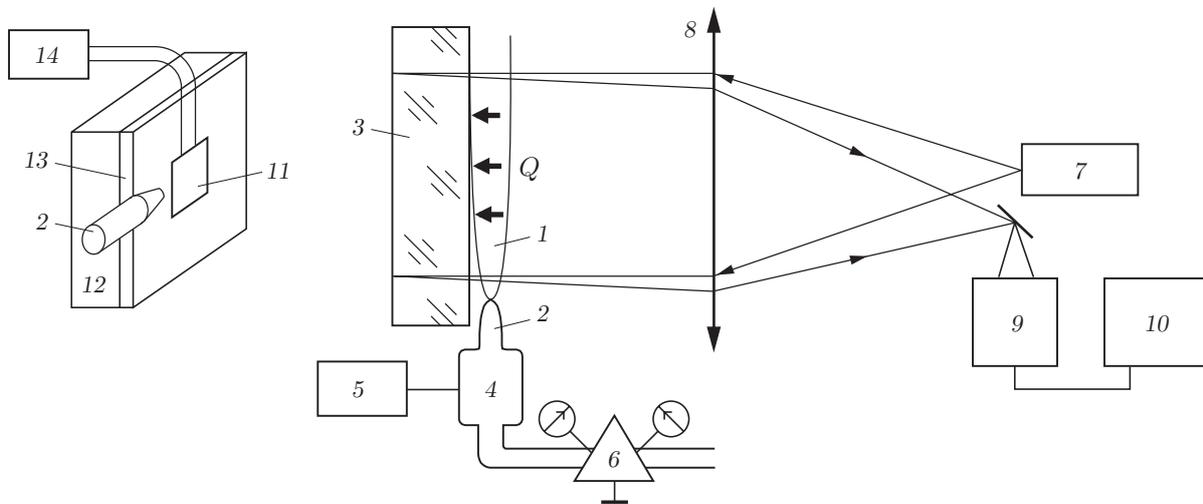


Рис. 2. Схема регистрации тепловых потоков:

1 — струя; 2 — сопло; 3 — датчик; 4 — подогреватель; 5 — источник тока; 6 — редуктор; 7 — полупроводниковый лазер; 8 — линза; 9 — телевизионная камера; 10 — компьютер; 11 — датчик на основе термопар; 12 — термостат; 13 — защитное покрытие; 14 — цифровой вольтметр

проходящего через рабочую поверхность датчика, тепловой поток через его заднюю поверхность составляет

$$Q_2(t) = Q_1[1 - \operatorname{erf}(\sqrt{L^2/(4\eta t)})]. \quad (5)$$

Здесь  $\operatorname{erf}(\cdot)$  — интеграл ошибок;  $L$  — толщина датчика;  $\eta$  — коэффициент температуропроводности. При этом предполагается равенство температуропроводности для материалов датчика и модели. Тепловой поток  $Q_2 \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow 0$ ,  $L \rightarrow \infty$  и малых значениях  $\eta$ . Наоборот, для тонких слоев и больших времен регистрации  $Q_2$  стремится к предельному значению  $Q_1$ . Погрешности измерений можно представить как отношение интеграла по времени от теплового потока  $Q_2$  к интегралу от регистрируемого потока  $Q_1$ . При увеличении теплопроводности подложки тепловой поток  $Q_2$  будет более интенсивным, и наоборот. Соотношение (5) позволяет оценить максимально возможное время регистрации и минимальную толщину датчика для обеспечения заданной точности.

На основе сказанного выше можно сделать следующие выводы. Для увеличения чувствительности метода необходимо использовать телекамеры с низким уровнем шумов, максимально возможным динамическим диапазоном и высоким пространственным разрешением. Получение высококачественных интерферограмм позволяет существенно увеличить точность определения сдвига полос. Сокращение временного интервала регистрации тепловых потоков ухудшает чувствительность метода. Однако в этом случае, так же как и при увеличении толщины рабочего слоя датчика  $L$ , увеличивается пространственное разрешение и повышается точность измерений. Это связано с ослаблением влияния тепловых потоков вдоль поверхности датчика и через его заднюю поверхность, контактирующую с моделью.

4. Для проверки работоспособности метода проводились измерения теплового потока от нагретой струи, распространяющейся вдоль плоской поверхности (рис. 2). Струя подогретого газа, истекающая из сопла, распространяется вдоль поверхности датчика, представляющего собой плоскую пластину с размерами  $80 \times 80$  мм и толщиной 10 мм, изготовленную из стекла ЛК5. Степень нагрева струи определялась мощностью подогревателя  $W$ . Расход воздуха регулировался редуктором. Излучение полупроводникового

Таблица 2

$W$ , Вт	$Q_t$ , мВт/см <sup>2</sup>	$Q_{opt}$ , мВт/см <sup>2</sup>	$Q_{opt}/Q_t$
44,0	1238,4	1297,7	1,048
24,9	662,4	682,7	1,031

лазера ( $\lambda = 0,65$  мкм) формировалось в плоскопараллельный пучок линзой с фокусным расстоянием 500 мм. Интерферограммы в отраженном свете регистрировались телевизионной камерой и сохранялись на компьютере. Для проверки достоверности результатов, полученных с помощью оптического метода, при тех же параметрах и положении струи относительно рабочей плоскости проводились измерения тепловых потоков с помощью паспортизованного датчика на основе термопар (ДТП) с рабочей площадкой  $10 \times 10$  мм и чувствительностью  $288$  Дж/(мВ·м<sup>2</sup>). ДТП крепился на массивной плоской пластине, изготовленной из алюминиевого сплава Д16Т, выполняющей также роль термостата. Для изоляции термостата от теплового потока от струи, истекающей из сопла, и создания плоской рабочей поверхности устанавливалось защитное покрытие, выполненное из органического стекла. Показания датчика регистрировались цифровым вольтметром. Как для оптического, так и для термопарного датчиков предусматривалась возможность быстрого ввода в поток.

Регистрация тепловых потоков проводилась последовательно термопарным, оптическим и вновь термопарным датчиками без изменения параметров истечения струи. Так как ДТП регистрирует средний по своей площади тепловой поток, результаты оптических измерений также усреднялись по соответствующей площади. На рис. 1,б представлены типичные интерферограммы, полученные при проведении тестовых экспериментов. В табл. 2 приведены результаты измерений тепловых потоков термопарным ( $Q_t$ ) и оптическим ( $Q_{opt}$ ) датчиками, усредненные по двум сериям экспериментов, при различных мощностях подогрева струи  $W$ . Совпадение результатов измерений с точностью до 5 % подтверждает возможность использования соотношения (4) для обработки экспериментальных данных.

Как показали расчеты с использованием табличных данных [2, 4], коэффициенты  $k$  для обычных стекол различаются не более чем в два раза. Это существенно ограничивает возможности применения метода при регистрации малых тепловых потоков. Использование более чувствительных материалов типа КРС5 ограничено их высокой стоимостью и сложностью оптической обработки. Однако известно, что многие пластики, в том числе полиметилметакрилат (органическое стекло), обладают более высоким коэффициентом теплового расширения и более сильной зависимостью коэффициента преломления от температуры по сравнению с обычными оптическими стеклами. Это позволяет ожидать, что данные материалы обладают и более высокой чувствительностью при регистрации тепловых потоков. Трудность заключается в том, что для подобных веществ достаточно трудно найти все параметры, необходимые для расчета коэффициента  $k$ . В связи с этим его значение для ОС определялось экспериментально. Для этого одновременно с тестовыми измерениями тепловых потоков с помощью ДТП и оптического датчика на основе ЛК5 проводились измерения с помощью датчика, изготовленного из органического стекла. Проведенные измерения показали, что чувствительность ОС в 10 раз выше чувствительности ЛК5 (см. табл. 1).

5. Одним из основных достоинств обсуждаемого метода является возможность получения информации о распределении тепловых потоков на большой площади исследуемой поверхности. На рис. 3 представлены интерферограммы, зарегистрированные при исследовании обтекания струей цилиндра диаметром 5 мм и высотой 15 мм, установленного

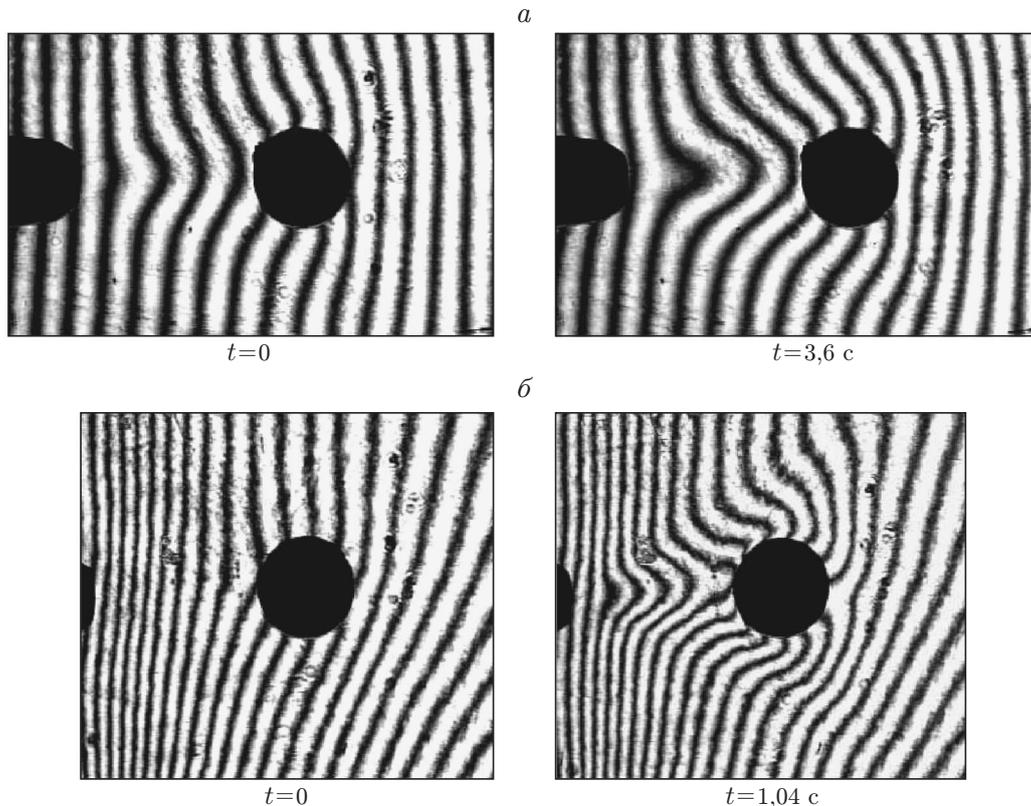


Рис. 3. Интерферограммы, полученные при обтекании цилиндра ( $D = 5$  мм,  $H = 15$  мм) нагретой струей с использованием различных датчиков: *a* — датчик из стекла ЛК5 ( $W = 44$  Вт); *б* — датчик из ОС ( $W = 24,9$  Вт)

вертикально на плоской поверхности. Из рис. 3 следует, что ОС обладает значительно более высокой чувствительностью по сравнению со стеклом ЛК5. Для менее нагретой струи и за меньшее время сдвиг полос  $\Delta N$  для ОС существенно больше, чем для ЛК5. Кроме того, ОС обладает и более высоким пространственным разрешением. Сдвиг интерференционных полос в областях с градиентами теплового потока для ОС более четко выражен. Это объясняется более низким коэффициентом температуропроводности для ОС по сравнению с ЛК5.

В нашем случае все интерферограммы регистрировались в конечных полосах. Это определялось наличием угла клиновидности между поверхностями датчика. Так как в соотношении (4) тепловой поток не зависит от толщины датчика, это не приводит к изменению результатов измерений. Небольшие по сравнению с базовой вариации толщины ( $\delta L/L \ll 1$ ) не оказывают влияния на точность определения тепловых потоков и при учете погрешностей, обусловленных тепловыми потерями через заднюю поверхность датчика. Действительно, для получения по полю интерферограммы 20 полос необходимо обеспечить изменение разности хода интерферирующих лучей  $20\lambda$ . При показателе преломления стекла  $n \approx 1,5$  изменение толщины датчика  $\delta L$  составляет около 4 мкм.

Основным достоинством интерферометрии в конечных полосах является довольно простая обработка полученных результатов. В нашем случае не менее важной является возможность использования в качестве датчиков слоев вещества с не абсолютно плоскими поверхностями. Кривизна отражающих поверхностей приводит к изгибу базовых интерференционных полос. Однако при измерениях регистрируется не форма, а изменение порядка

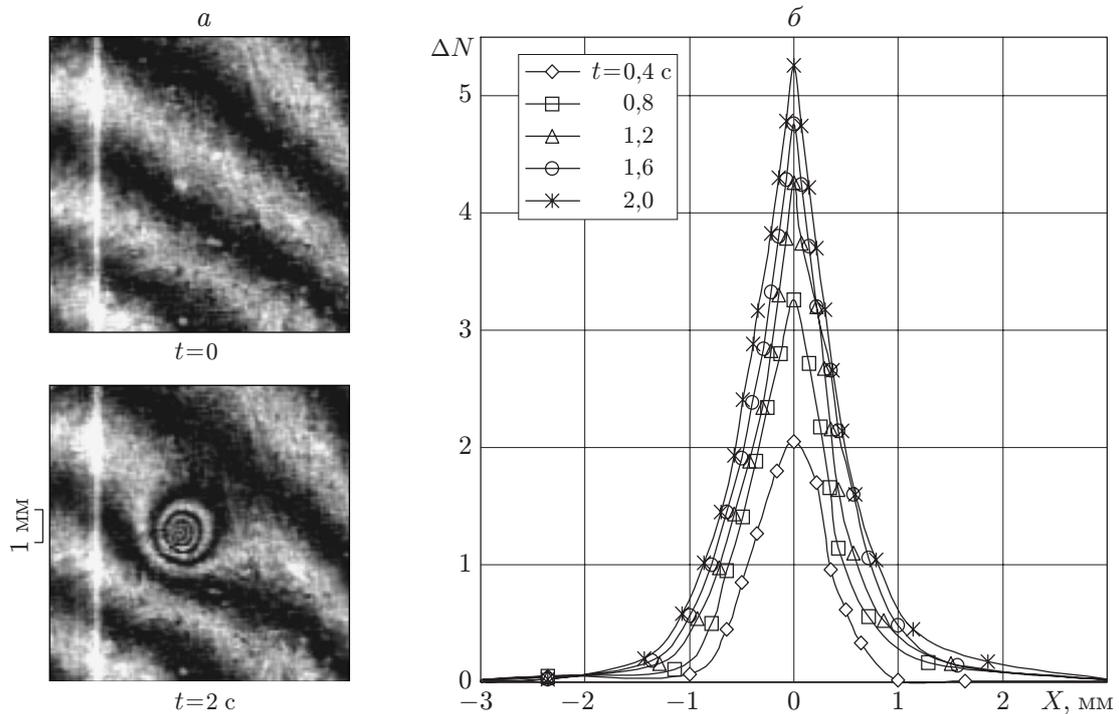


Рис. 4. Интерферограммы (а) и графики сдвигов интерференционных полос  $\Delta N$  (б), иллюстрирующие растекание тепловой метки

интерференционной полосы, проходящей через данную точку, и изгиб полос не влияет на результат (предполагается, что кривизна поверхностей достаточно мала, чтобы обеспечить регистрацию интерферограмм). Это позволяет снизить требования, предъявляемые к обработке поверхностей, а иногда и исключить ее. В частности, интерферограммы, приведенные на рис. 3, б, получены с помощью датчика, изготовленного из технического листового органического стекла толщиной 10 мм без дополнительной обработки поверхностей.

**6.** Для оценки пространственного разрешения метода исследовалось растекание тепловой метки от точечного источника, в качестве которого использовалось сфокусированное на поверхность оптического датчика излучение полупроводникового лазера мощностью 25 мВт. Более полное поглощение излучения обеспечивалось нанесением на поверхность тонкого слоя (толщиной примерно 0,2 мкм) черного лака. Подобные тепловые метки применялись и при оценке глубины проникновения тепла от точечного теплового источника, что необходимо для выбора приемлемой толщины датчика и времени измерений.

На рис. 4 показаны интерферограммы и графики сдвига интерференционных полос для различных моментов времени после включения лазера, полученные с помощью датчика из ОС для одиночной тепловой метки. Видно, что в течение 0,8 с энергия точечного теплового источника в основном локализована в пятне диаметром менее 1 мм. Это свидетельствует о том, что пространственное разрешение при временах регистрации менее 1 с составляет около 1 мм. Это подтверждается результатами, полученными для двух тепловых источников, расположенных на расстоянии 1 мм друг от друга [2]. Экспериментальная оценка пространственного разрешения позволяет определить допустимые интервалы времени измерений и может быть использована при планировании эксперимента.

Как отмечалось выше, на результаты измерений существенное влияние может оказывать тепловой поток через заднюю поверхность датчика. Следовательно, информация о скорости проникновения тепла внутрь датчика важна для выбора его толщины и времени

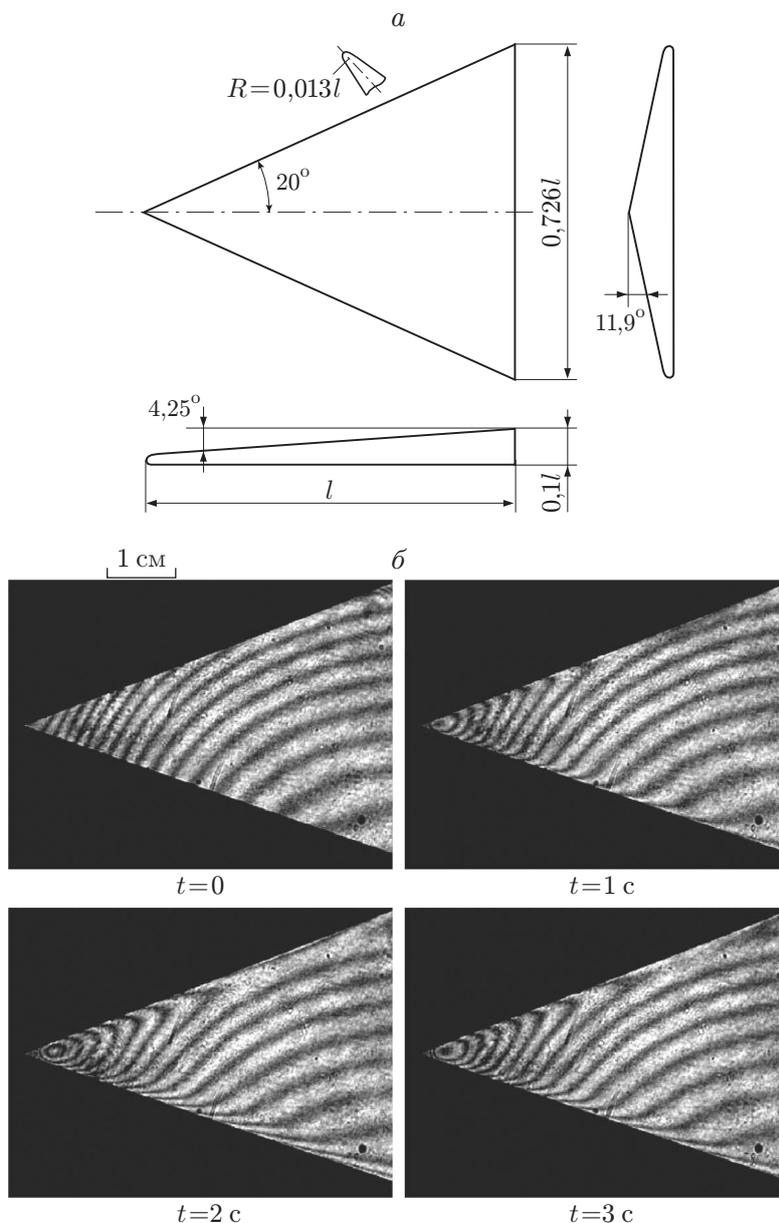


Рис. 5. Схема дельта-крыла (а) и типичные интерферограммы, полученные при регистрации тепловых потоков на наветренной стороне крыла (б)

измерений. Эксперименты по регистрации глубины проникновения тепла в зависимости от времени показали, что в течение времени  $\Delta t \approx 2$  с глубина заметного распространения тепловой метки в органическом стекле не превышает 1 мм [2].

7. Метод использовался при исследовании обтекания модели в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327 Института теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО РАН. Измерения выполнены при числе Маха  $M_\infty = 21$ , температуре торможения  $T_0 = 1700$  К и давлении торможения  $P_0 = 84$  МПа. Труба снабжена графитовым подогревателем газа перед форкамерой, устройством ударного запуска и системой выхлопа газа в вакуумную емкость. Устройство ударного запуска обеспечивает время установления режима в рабочей камере  $0,5 \cdot 10^{-3}$  с. Максимальная длительность работы установки составляет 240 с.

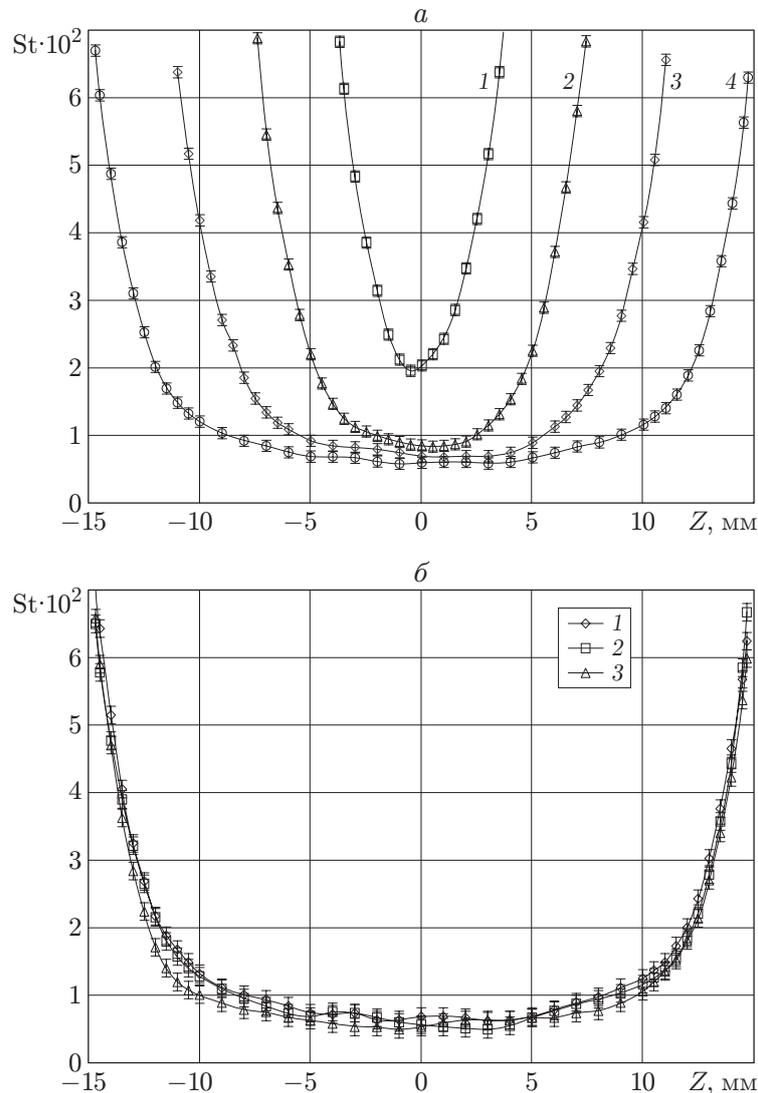


Рис. 6. Распределение тепловых потоков по размаху крыла:  
 а — 1 —  $X = 10 \text{ мм}$ , 2 —  $X = 20 \text{ мм}$ , 3 —  $X = 30 \text{ мм}$ , 4 —  $X = 40 \text{ мм}$ ; б — 1 — эксперимент 1, 2 — эксперимент 2, 3 — эксперимент 3

Модель представляет собой десятипроцентное дельта-крыло (рис. 5) с углом стреловидности  $\chi = 70^\circ$  и затупленными передними кромками, изготовленное из стекловолонита АГ-4В ( $\alpha = 0,453 \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$ ;  $\eta = 0,231 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ). Длина модели 100 мм. На плоскую верхнюю поверхность модели наклеен оптический датчик толщиной 1,5 мм, изготовленный из стекла фирмы “Balzers”. Коэффициент  $k$  для данного стекла определялся экспериментально по той же методике, что и для органического стекла.

Измерения проводились для углов атаки  $\alpha = 0, 5, 10^\circ$ . На рис. 5 приведены типичные интерферограммы, полученные в ходе экспериментов при  $\alpha = 5^\circ$ . Время измерения составляло 3 с. На рис. 6,а показаны распределения числа Стэнтона  $St$  по размаху крыла для сечений, удаленных от носика модели на 10, 20, 30 и 40 мм, усредненные по трем экспериментам. На рис. 6,б приведены данные для сечения 40 мм, полученные в разных экспериментах. На графиках показан также доверительный интервал, рассчитанный по погрешности определения сдвига интерференционных полос, с учетом времени регистра-

ции и усреднения. Наблюдается хорошее согласие результатов для разных экспериментов. Разброс значений тепловых потоков, полученных в разных экспериментах, в основном не превышает доверительного интервала. Полученные результаты показывают перспективность использования оптического метода для регистрации тепловых потоков при гиперзвуковых режимах обтекания. Однако для увеличения точности измерений необходимо использовать датчики, изготовленные из более чувствительных материалов.

8. Предлагаемый метод, по мнению авторов, существенно расширяет возможности эксперимента при регистрации полей тепловых потоков. Результаты тестирования и использования методики на гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-327 показывают ее работоспособность и перспективность. Тем не менее для развития метода требуются дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования. Важным является учет эффектов растекания тепла вдоль поверхности и по глубине датчика, а также эффектов, обусловленных упругостью и фотоупругостью используемых материалов. Требуется проведение более детальных исследований по выбору перспективных для применения в подобных измерениях веществ.

Предлагаемый метод может использоваться не только для получения количественной информации, но и быть полезным для визуализации полей тепловых потоков. Интересные результаты должно дать использование датчиков, позволяющих работать в полосах бесконечной ширины. При этом возможно существенное увеличение чувствительности метода по сравнению с его реализацией в полосах конечной ширины. Важнейшим направлением исследований по усовершенствованию методики является расширение возможностей ее использования на криволинейных, произвольно ориентированных поверхностях. Очевидно, что на основе предлагаемой технологии возможно изготовление не только панорамных, но и локальных датчиков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
2. Павлов А. А., Голубев М. П., Павлов Ал. А. Оптический метод регистрации тепловых потоков. Новосибирск, 2002. (Препр. / СО РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 3-2002).
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
4. Таблицы физических величин: Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
5. Блистанов А. А., Бондаренко В. С., Переломова Н. В. и др. Акустические кристаллы: Справ. / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.

*Поступила в редакцию 30/XII 2002 г.*