

УДК 533.6.071.3

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ДАТЧИКЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРМОЖЕНИЯ ПОТОКА В ИМПУЛЬСНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

И. С. Цырюльников, Т. А. Коротаева, А. А. Маслов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
E-mails: tsivan@itam.nsc.ru, korta@itam.nsc.ru, maslov@itam.nsc.ru

Рассматривается проблема измерения температуры потока газа с помощью термопар, для которых время достижения равновесной температуры меньше времени процесса измерения. Представлены результаты численного моделирования течения газа в датчике, используемом для измерения температуры торможения в аэродинамических трубах кратковременного действия. Решается сопряженная задача обтекания датчика сверхзвуковым потоком и рассчитывается поле течения внутри камеры торможения. Определяется температура термопары, установленной в торце камеры торможения. Результаты моделирования показаний термопары зависят от времени и параметров набегающего потока. Полученные показания датчика температуры торможения принимаются в качестве данных виртуального эксперимента, которые обрабатываются с помощью методов экспериментальной аэродинамики. Для восстановления температуры торможения используются метод “ступенчатого процесса” и метод “двух термопар”. Разность показаний термопар представляет собой нормированную аппаратную функцию термопары. Истинные показания температуры восстанавливаются методом деконволюции. Восстановленные показания сравниваются с исходными значениями температуры торможения в набегающем на датчик потоке. Определяются источники погрешностей, возникающих при измерении, и обосновывается применимость экспериментальных методов для определения температуры торможения в аэродинамических установках кратковременного действия, в том числе с уменьшающимися со временем значениями параметров.

Ключевые слова: численное моделирование, датчик температуры торможения, термопара, постоянная времени, деконволюция, импульсные аэродинамические трубы.

DOI: 10.15372/PMTF20220308

Введение. Испытания в аэродинамических трубах (АДТ) кратковременного действия играют большую роль при создании высокоскоростных летательных аппаратов. Для использования результатов таких испытаний необходимо учитывать параметры течения, главными из которых являются давление и температура [1]. Измерение давления в настоящее время не вызывает больших сложностей, однако измерение температуры в течение коротких периодов времени работы импульсных АДТ все еще затруднено.

Работа выполнена в рамках государственного задания (номер государственной регистрации 121030500162-7).

© Цырюльников И. С., Коротаева Т. А., Маслов А. А., 2022

Для определения температур торможения в установках кратковременного действия применяются оптические [2], термодинамические [3] или контактные методы [4]. Заметим, что при проведении серийных испытаний в АДТ необходим простой метод измерения температуры, основанный на использовании термопар. Основной проблемой при использовании термопар в кратковременных пусках является определение постоянной времени, характеризующей запаздывание реакции термопары на изменение температуры окружающей ее среды [5].

Для получения инструментальной функции термопары предлагаются различные методы [5–7], наиболее непротиворечивый из которых описан в [7]. Суть метода заключается в том, что измерения проводятся двумя одинаковыми термопарами в одном пуске, но при различных начальных температурах. Показано, что в этом случае можно восстановить аппаратную функцию.

Предложенный метод использовался для определения температуры в рабочей части АДТ ИТ-302М Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича (ИТПМ) СО РАН. В данной установке традиционно применяется метод, основанный на измерении давления, газодинамических соотношениях для расчета температуры торможения [3, 9] и большом количестве предположений. В установке опробованы также другие подходы к определению температуры торможения [3, 10, 11]. Значения температуры, полученные различными методами, различаются на $50 \div 100$ К. При этом не ясно, какой метод позволяет получить значения, наиболее близкие к значениям температуры торможения, вследствие чего возникают расхождения.

Наиболее физически обоснованным и свободным от ограничений можно считать метод, описанный в работе [7], в которой сформулированы проблемы, связанные с отсутствием данных о течении газа в датчике. Однако остался открытым вопрос о соотношении значения температуры, которое определяется термопарой, и истинной температуры торможения набегающего потока.

В последнее время при исследовании течения жидкости и газа большое внимание уделяется подходам, основанным на использовании численных методов. Так, еще в первой половине 90-х гг. XX в. в NASA для моделирования космических челноков была разработана специализированная система — виртуальная аэродинамическая труба [12], представляющая собой набор программ, позволяющих рассчитать поля течения с заданными параметрами в ее рабочей части. Виртуальная модель помещается в полученные поля течения, и определяются ее характеристики.

В настоящей работе аналогичный подход предлагается использовать для датчика температуры. Результаты численного моделирования течения по заданным параметрам набегающего потока позволяют получить полную картину течения в приемнике и температуру термопары. Используя расчетные показания термопары, можно восстановить температуру торможения и сравнить ее с первоначально заданной. Такой подход позволяет определить источники погрешностей измерения и проверить метод, предложенный в [7].

В данной работе также проведены исследования поведения виртуального датчика температуры при сверхзвуковой скорости течения. Решена сопряженная задача обтекания датчика и получены поля течения в его полости, распределение температуры в датчике и зависимость температуры термопары от времени. Определены особенности течения и проанализированы возможные источники погрешностей. Для восстановления температуры торможения используются методы ступенчатого процесса и двух термопар. Показания температуры, близкие к точным, восстанавливаются методом деконволюции. Сопоставление восстановленных параметров с исходными данными показало высокую точность предложенного в [7] метода.

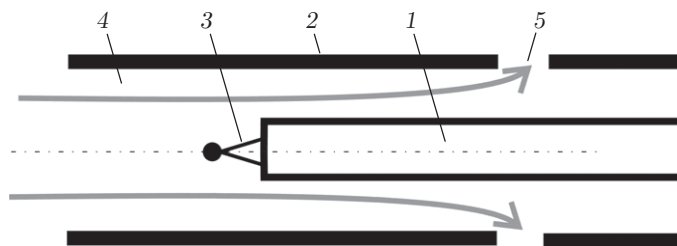


Рис. 1. Схема камеры торможения:

1 — керамический цилиндр, 2 — стальной цилиндр, 3 — термопара, 4 — поток, 5 — боковые отверстия

1. Датчик для измерения температуры торможения. Для измерения температуры торможения в газодинамических установках традиционно используются датчики полной температуры [4], которые позволяют определять температуру торможения с приемлемой точностью с коэффициентом восстановления до 0,98 в установках продолжительного действия. Без каких-либо дополнительных обоснований такой датчик применяется также в установках кратковременного действия.

На рис. 1 приведена схема реального датчика, который используется в импульсной АДТ ИТ-302М. Поток замедляется в камере торможения, представляющей собой тонкостенную стальную цилиндрическую трубку, открытый торец которой ориентирован навстречу потоку. Толщина стенок цилиндра составляет 1 мм, диаметр 9 мм, длина 53 мм. Противоположный торец трубки закрыт сплошным керамическим цилиндром меньшего диаметра (4 мм). В стенках камеры выполнены четыре боковых отверстия диаметром 1 мм. Зазор между керамической вставкой и боковыми отверстиями обеспечивают проток газа в датчике без образования застойных зон. Перед керамической вставкой в центре камеры на расстоянии 2 мм от ее торца располагается термопара.

2. Постановка задачи для численного моделирования. По данным, представленным на рис. 1, строилась математическая модель для численного исследования процессов теплообмена в виртуальном приемнике температуры. Горячий спай термопары моделировался с помощью медного шара диаметром 200 мкм, расположенного перед керамической вставкой в центре цилиндрической части. Считалось, что отток тепла по проводам, соединяющим термопару с измерительной аппаратурой, пренебрежимо мал. Задача решалась численно в осесимметричной постановке. В связи с этим отверстия во внешнем цилиндре в эксперименте были заменены в расчетах на щель в виде кольца, обеспечивающую тот же расход, что и в реальном датчике. В качестве рабочего тела в АДТ принимался азот. В расчетах использовались реальные параметры потока, натекающего на датчик: число Маха $M = 6$, статическое давление 2831 Па, температура торможения 1130 К, единичное число Рейнольдса $Re_1 = 13 \cdot 10^6$.

Сопряженная задача решалась численно с использованием коммерческого пакета программ ANSYS 18. Регулярная расчетная сетка в области решения насчитывала приблизительно 300 000 ячеек. Блочн-структурированная сетка строилась с помощью приложения ANSYS ICEM CFD. Фрагмент расчетной сетки представлен на рис. 2, где показана половина области над осью симметрии. Для адекватного разрешения пограничного слоя сетка сгущается в окрестности медного шара, а также по мере приближения к поверхностям цилиндров.

В рамках ANSYS FLUENT нестационарные уравнения Навье — Стокса, осредненные по Рейнольдсу, решались для турбулентного режима течения с использованием $(k-\omega)$ -SST-модели турбулентности. Применялся основанный на плотности решатель ANSYS

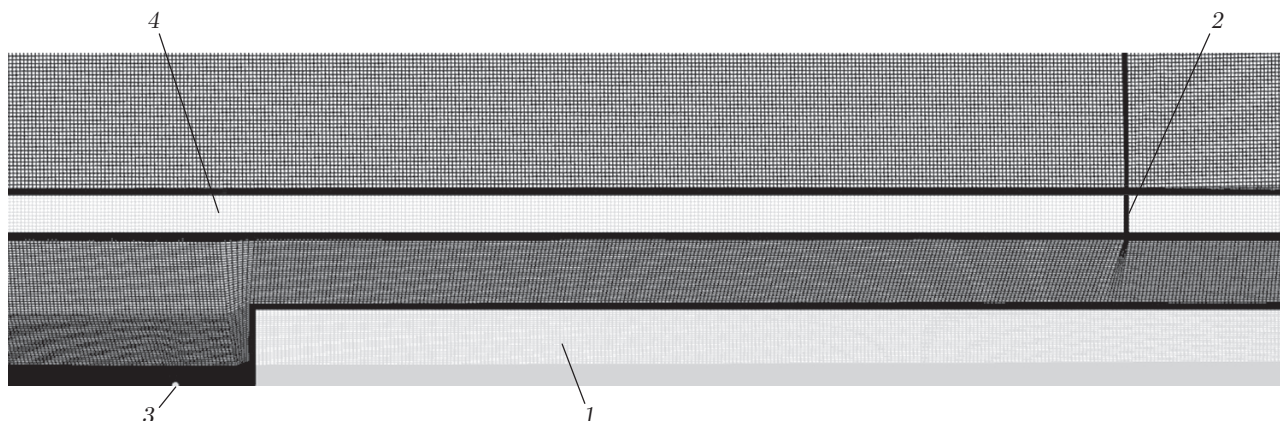


Рис. 2. Фрагмент расчетной сетки для решения сопряженной задачи:

1 — керамический цилиндр, 2 — кольцевая щель, 3 — термопара, 4 — стальной цилиндр

FLUENT, в котором давление определяется из уравнения состояния. Также использовалась неявная разностная схема Роу второго порядка точности. В качестве уравнения состояния газа, натекающего на датчик температуры, принималась модель совершенного газа, теплоемкость C_p полагалась постоянной, вязкость изменялась по закону Сазерленда. Для внешнего и внутреннего цилиндров и медного шара задавались плотность, теплоемкость, теплопроводность стали, керамики и меди соответственно.

Граничные условия определялись следующим образом: на входной и верхней границах расчетной области задавались число Маха, статическое давление и температура, на выходной границе — выходные граничные условия, на оси использовалось условие симметрии, на твердых стенках — граничное условие четвертого рода, описывающее условие на границе контакта тел с различными теплофизическими характеристиками. В качестве начального распределения параметров в области решения, за исключением области медного шара, задавались температура 300 К и давление 300 Па. Внутри шара начальная температура в различных вариантах варьировалась в диапазоне $300 \div 900$ К.

3. Поля течения и распределение температуры в приемнике. Стационарное газодинамическое течение в датчике устанавливалось в течение приблизительно 5 мс. Структура установившегося течения представлена на рис. 3, где показаны поля статической температуры и чисел Маха. Видно, что в датчике установилось дозвуковое течение с числом Маха $M \approx 0,03$. Результаты решения сопряженной задачи показывают, что теплообмен с поверхностью стального цилиндра не оказывает существенного влияния на температуру внутри датчика. Поскольку число Маха в полости датчика мало и теплообмен со стенками слабый, обеспечивается совпадение статической температуры и температуры торможения. В начальный момент температура шара $T_{ш0} = 600$ К существенно ниже температуры торможения. Далее в процессе решения медный шар нагревается. Причем в различных областях внутри шара температура в каждый момент времени практически одинакова, различие составляет сотые доли градуса. Это видно на рис. 4, где приведено распределение температуры внутри медного шара и в его окрестности в момент времени $t = 70$ мс (показана половина области над осью симметрии). За время пуска АДТ весь медный шар прогревается равномерно, однако его температура не достигает температуры торможения.

Поскольку температура внутри шара в каждый момент времени практически постоянна, в качестве ее среднего значения для обработки данных можно использовать темпе-

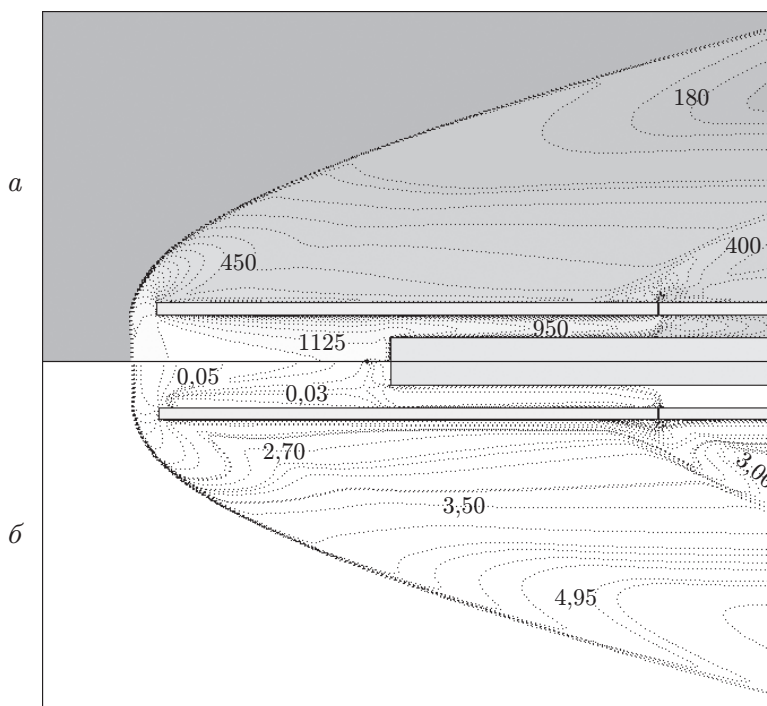


Рис. 3. Структура установившегося течения:

а — поле статической температуры, б — поле чисел Маха

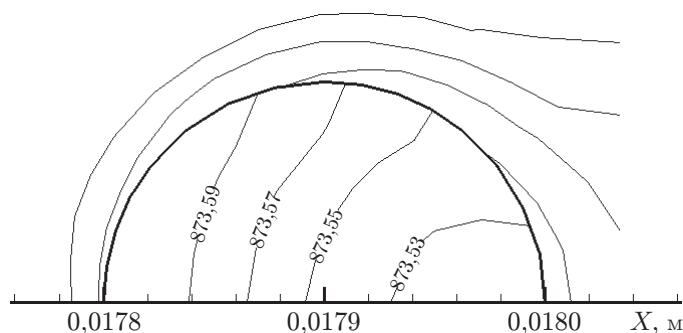


Рис. 4. Распределение статической температуры внутри медного шара и в его окрестности

ратуру в центре шара. В реальном приемнике, когда шар представляет собой термопарный спай, возникающая термическая электродвижущая сила определяется температурой, осредненной по некоторому внутреннему сечению шара и соответственно наиболее близкой к температуре в центре шара. Как правило, точность измерения температуры с помощью термопар на практике не позволяет установить различие между температурой в центре шара и температурой, осредненной по сечению шара. Поэтому в настоящей работе принимается, что измерительный элемент, сигнал которого в дальнейшем обрабатывается для восстановления температуры торможения, описывает температуру в центре шара.

4. Восстановление температуры торможения приемником. Восстановление температуры в приемнике полной температуры будем проводить методом деконволюции в соответствии с работой [6].

Пусть $f(t)$ — показание измеренного сигнала, $g(t)$ — показание истинного сигнала. Связь между $f(t)$ и $g(t)$ задается интегралом в виде свертки, учитывающим временную

задержку измеренного сигнала:

$$f(t) = \int g(t')K(t-t')dt'. \quad (1)$$

Здесь $K(t-t')$ — ядро (аппаратная функция), описывающее реакцию термопары на внешнее воздействие. Для восстановления истинного сигнала необходимо найти $K(t)$.

В случае если аппаратная функция определена, стандартный подход к решению уравнения свертки заключается в использовании связи между преобразованиями Фурье функций f , g , K в уравнении (1):

$$f_\nu(\nu) = g_\nu(\nu)K_\nu(\nu), \quad (2)$$

в котором преобразование Фурье $g_\nu(\nu)$ неизвестной функции $g(t)$ определяется из простого алгебраического соотношения. Результаты, полученные с использованием данного подхода, зависят от случайного шума экспериментальных данных, поэтому для подавления высокочастотных шумов применяются методы регуляризации [6, 8]:

$$g_\alpha(t) = F^{-1}\left(f_\nu(\nu) \frac{K_\nu^*(\nu)}{K_\nu(\nu)K_\nu^*(\nu) + \alpha_r\nu^2}\right),$$

где F^{-1} — оператор обратного преобразования Фурье; знак “*” соответствует комплексному сопряжению; α_r — параметр регуляризации. Значения параметра регуляризации α_r для восстановления температур выбираются согласно [7].

Основная сложность данного подхода заключается в определении аппаратной функции. Ниже рассмотрены два подхода к ее определению: метод ступенчатого процесса и метод двух термопар.

4.1. *Восстановление аппаратной функции с помощью метода ступенчатого процесса.* Рассматривается процесс, в котором при $t = 0$ горячий поток набегае на холодный датчик. В момент $t = 0$ происходит скачок от начального значения температуры в потоке до значения температуры торможения. Параметры потока вне датчика остаются постоянными. Основное допущение данного подхода состоит в том, что нормированное поведение температуры определяется функцией Хевисайда, т. е. при $t < 0$ $T(t) - T_{\text{ш0}} = 0$, при $t \geq 0$ $(T(t) - T_{\text{ш0}})/(T(0) - T_{\text{ш0}}) = 1$. Такой процесс характерен для импульсных АДТ с мультипликатором давления. В отсутствие тепловой инерции зависимость показаний датчика от времени аналогична зависимости температуры потока от времени и является ступенчатой. В действительности вследствие тепловой инерции термопары ее показания изменяются в течение всего процесса измерений.

Поскольку внутри медного шара устанавливается практически однородная температура, его внутренняя теплопроводность значительно больше коэффициента теплоотдачи. Тогда уравнение охлаждения тела можно записать в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\tau}(T^* - T),$$

где $\tau = C/(\alpha S)$; T^* , C , α , S — температура окружающей среды, теплоемкость, коэффициент теплоотдачи и площадь поверхности тела соответственно.

Поскольку нагрев шара происходит ступенчатым образом, температура тела приближается по экспоненте к температуре окружающей среды. Экспериментально аналогичный вывод получен в [7]. В проведенных измерениях зависимость $T(t)$ аппроксимировалась экспонентой с большой точностью. Аппаратная функция представляет собой производную от температуры по времени и описывается экспонентой.

Рассматриваются процессы, длительность $(0; t_k)$ которых приблизительно равна времени тепловой инерции термопар. Температура термопары увеличивается в течение всего

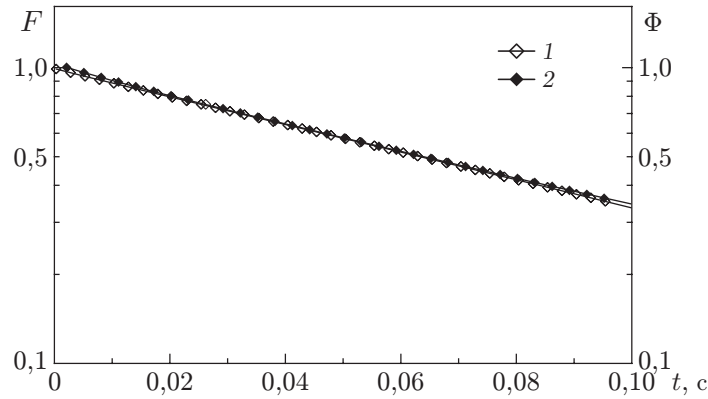


Рис. 5. Зависимости нормированной температуры в центре шара (1) и нормированной производной температуры (2) от времени при $T_{ш0} = 600$ К:

точки — расчет, линия — аппроксимация производной температуры экспоненциальной зависимостью

времени измерений, однако не превышает температуру насыщения. Определение ненулевых значений аппаратной функции вне интервала измерения после окончания процесса t_k не предполагается. Это условие накладывает определенные ограничения на метод определения аппаратной функции. Поэтому в настоящей работе сначала вычислялись значения производной температуры от времени на интервале $(0; t_k)$, которые аппроксимировались функциями вида $-(A/\tau)e^{-t/\tau}$ (A — константа; τ — характерное время релаксации температуры).

В процедуре восстановления сигналов важно доопределить их на интервале времени, для которого отсутствуют данные “измерений”, для того чтобы исключить появление флуктуаций восстановления на интервале измерений. Температура шара на интервале $t \in [-3 \text{ с}; 0)$ полагалась равной $T_{ш0}$, на интервале $t \in (0,1 \text{ с}; 3,0 \text{ с}]$ экстраполировалась. Предполагаемый подход позволяет определить аппаратную функцию для восстановления температуры потока при использовании метода ступенчатого процесса длительностью порядка времени тепловой инерции термопар.

Покажем, что существует значение температуры T^* , при котором нормированная разность температур $\Phi(t) = (T^* - T)/(T^* - T_{ш0})$ и нормированная производная от этой разности $F(t) = -(\tau/(T^* - T_{ш0})) \partial T / \partial t$ совпадают на интервале измерений $(0; t_k)$. Результаты расчетов показывают, что для рассматриваемых значений $T_{ш0}$ значение T^* может быть найдено в диапазоне $T_0 = 0,93 \div 0,98$. На рис. 5 приведены зависимости нормированной разности температур Φ в центре шара от времени процесса и нормированная производная изменения этой разности температур $F(t)$ при начальной температуре шара $T_{ш0} = 600$ К. Для представленного на рис. 5 случая температура близка к значению $T^* = 1101$ К. Видно, что нормированная разность температур (кривая 2) и производная от этой разности (кривая 1) практически совпадают, а также соответствуют функции $e^{-t/\tau}$ при характерном времени релаксации температуры $\tau = 0,093$ с.

Результаты расчетов показывают, что отклонения разности температур $T^* - T_{ш0}$ от экспоненциальной зависимости при различных значениях начальной температуры $T_{ш0}$ незначительны и при $t > 5$ мс составляют доли градуса, причем в случае высоких температур $T_{ш0}$ отклонения значительно меньше. Так, при $T_{ш0} = 900$ К зависимость соответствует экспоненте с точностью до сотых долей градуса.

4.2. *Восстановление аппаратной функции с помощью метода двух термопар.* Метод двух термопар, предложенный в [7], заключается в следующем. Перед началом экспе-

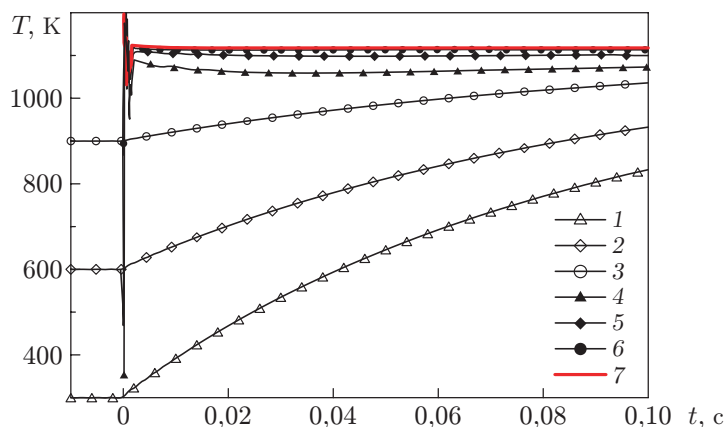


Рис. 6. Зависимость от времени температуры торможения потока, восстановленной с использованием экспоненциальной зависимости производной температуры от времени в случае ступенчатого процесса при различных значениях начальной температуры шара:

1–3 — температуры в центре шара, 4–6 — восстановленные температуры торможения, 7 — статическая температура потока в трубке; 1, 4 — $T_{ш0} = 300$ K, 2, 5 — $T_{ш0} = 600$ K, 3, 6 — $T_{ш0} = 900$ K

римента два датчика предварительно нагреваются до различной температуры. Как и в подп. 4.1, рассматривается процесс, в котором при $t = 0$ горячий поток набегает на датчики. В момент $t = 0$ происходит скачок от начального значения температуры датчиков до значения температуры торможения, одинаковой для обоих датчиков. При этом разность показаний датчиков для $t > 0$, в случае если датчики регистрируют температуру потока без задержки, должна стать равной нулю как при стационарном течении, так и при нестационарном. Основное допущение данного подхода состоит в том, что поведение нормированной разности температур датчиков определяется обратной функцией Хевисайда. В работе [7] показано, что аппаратная функция термопары определяется как производная измеренной разности температур по времени. Более того, разность показаний термопар представляет собой нормированную аппаратную функцию измерительного прибора, а аппаратная функция согласно сигналам термопар, полученным в эксперименте, с высокой точностью описывается экспоненциальной зависимостью.

Еще раз заметим, что метод может использоваться как в случае ступенчатого, так и в случае нестационарного процесса с уменьшающимися с течением времени значениями давления, температуры и других параметров потока. Такой процесс часто используется в импульсных АДТ.

При измерениях можно также использовать одну термопару, но провести их в идентичных пусках установки при различных значениях начальной температуры термопары. Такой подход наиболее целесообразен в случае проведения серийных испытаний модели при одинаковых внешних условиях, когда каждый новый пуск АДТ можно проводить с различными начальными температурами термопары, что также повышает точность измерений.

5. Результаты численного эксперимента. Как отмечалось выше, температуру торможения можно восстановить с использованием методов ступенчатого процесса и двух термопар. В настоящей работе метод двух термопар используется также для получения данных при анализе нестационарного кратковременного процесса.

5.1. *Восстановление температуры торможения методом ступенчатого процесса.* На рис. 6 кривые 1–3 соответствуют различным численным “измерениям” температуры шара в приемнике для начальных температур шара $T_{ш0} = 300, 600, 900$ К. Процесс полагается ступенчатым начиная со значения $T_0 = 1130$ К и имеет длительность от 0 до 100 мс. Кривыми 4–6 показаны результаты деконволюции сигналов для указанных выше начальных температур шара. Кривой 7 показана статическая температура в приемнике на расстоянии, равном одному диаметру шара перед ним. В течение 2 мс с момента запуска процесса кривая 7 представляет собой сложную, быстро меняющуюся зависимость, что обусловлено ударно-волновыми процессами при формировании течения в трубке приемника. Далее, до момента $t = 5$ мс, происходит процесс установления течения в канале приемника, после чего температура сохраняется практически постоянной и равной 1120 К, что близко к температуре торможения. На рис. 6 видно, что за время измерений начальные температуры в центре шара (кривые 1–3) не успевают релаксировать к температуре газа в трубке и остаются существенно более низкими.

Из рис. 6 следует, что в начале процесса измерений восстановленные температуры скачкообразно увеличиваются до значений, близких к значениям статической температуры в трубке, а также качественно отслеживают температуру при установлении течения в приемнике. Затем восстановленные температуры выходят на постоянное значение, соответствующее T^* . При заданных значениях температуры $T_{ш0} = 300, 600, 900$ К характерные восстановленные температуры равны 1060, 1101, 1110 К соответственно. Таким образом, при увеличении начальной температуры шара точность определения температуры торможения методом деконволюции увеличивается. Занижение значений восстановленной температуры для “холодных” приемников происходит вследствие более значительных потерь тепла набегающего потока при обтекании наветренной части холодного шара по сравнению с подветренной. Вследствие более интенсивного локального влияния температуры шара на течение в окрестности приемника происходит относительное занижение температуры.

5.2. *Восстановление температуры торможения при ступенчатом процессе с помощью метода двух термопар.* Для известных зависимостей температуры от времени при двух различных значениях начальной температуры шаров (двух термопар) значения температуры в приемнике могут быть получены без предположения о постоянстве параметров течения в трубке [7].

Использованные для деконволюции аппроксимация сигналов экспоненциальными зависимостями, дополнение интервалов времени, а также начальные значения температуры в центре шара соответствовали случаю восстановления температуры с помощью метода ступенчатого процесса. При этом для определения аппаратной функции использовалась разность температур шаров $T_{ш1}, T_{ш2}$ и вычислялась производная этой разности. Установлено, что чем ближе значения начальной температуры пар к температуре торможения потока, тем меньше отклонения производной разности температур от экспоненциальной зависимости. В частности, для пары $T_{ш1} = 600$ К и $T_{ш2} = 900$ К отклонения не превышают 5 %. Таким образом, производная разности температур хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью (кривая 1 на рис. 7).

Для оценки качества восстановления температур и выбора параметра регуляризации восстановление разности температур проводилось с использованием различных значений параметра регуляризации α . Значение параметра регуляризации для восстановления температур выбиралось из условия минимизации среднеквадратичного отклонения разности восстановленной “ступеньки” от заданной в ступенчатом процессе [7]. Восстановленная разность должна быть обратной ступенчатой функцией, значения которой при $t < 0$ равны $|T_{ш1} - T_{ш2}|$, при $t > 0$ — нулю. Результат восстановления разности температур показан

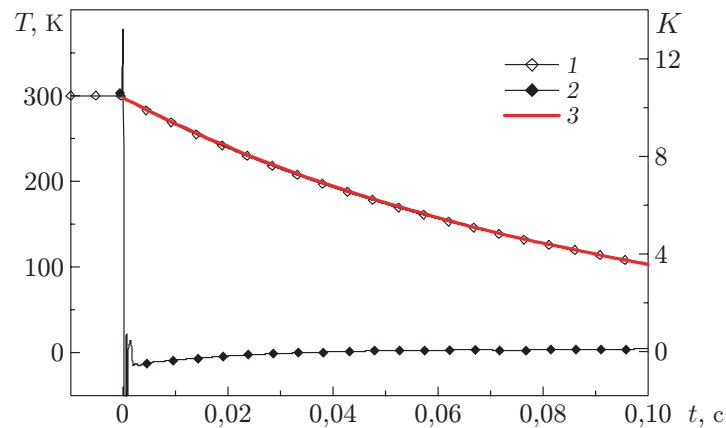


Рис. 7. Зависимость от времени разности температур шаров (1), разности температур шаров, восстановленной с помощью метода двух термопар (2), и аппаратная функция K (3)

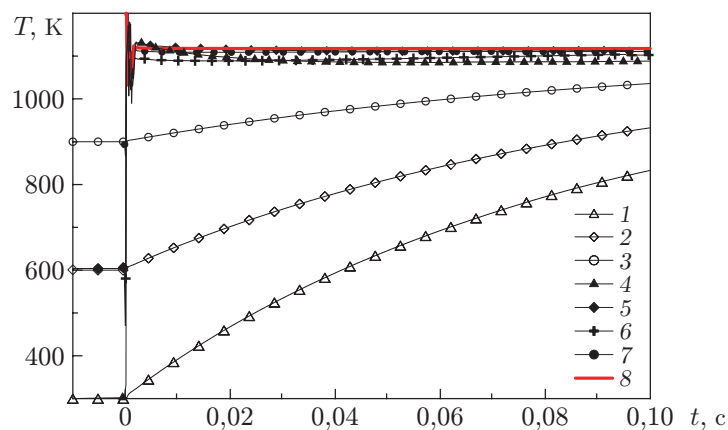


Рис. 8. Зависимость от времени температуры торможения потока, восстановленной с помощью метода двух термопар, при различных значениях начальной температуры шаров:

1–3 — температуры в центре шара (1 — $T_{ш0} = 300$ К, 2 — $T_{ш0} = 600$ К, 3 — $T_{ш0} = 900$ К), 4–7 — восстановленные температуры торможения (4 — $T_{ш01} = 300$ К, 5 — $T_{ш01} = 600$ К, 6 — $T_{ш02} = 600$ К, 7 — $T_{ш02} = 900$ К), 8 — статическая температура потока в трубке

на рис. 7 кривой 2 для пары $T_{ш01} = 600$ К, $T_{ш02} = 900$ К. Видно, что в течение процесса отклонение Δg восстановленной разности температур от нуля не превышает 17 К, или не более 1,5 % значения температуры торможения. Это значение можно принять в качестве оценки точности восстановления температуры. Кроме того, ширина фронта восстановленного сигнала “ступеньки” составляет порядка 0,1 мс, что является характеристикой времени отклика восстановленного сигнала.

На рис. 8 приведены исходные данные для расчетов с начальной температурой шаров $T_{ш0} = 300, 600, 900$ К. Результаты восстановления температур по паре сигналов с $T_{ш01} = 600$ К и $T_{ш02} = 900$ К показаны на рис. 8 кривыми 5 и 7 соответственно, кривой 8 показана статическая температура в приемнике на расстоянии, равном одному диаметру шара перед ним. Видно, что температуры, восстановленные по показаниям первой и второй термопар, совпали во всем временном диапазоне измерений с точностью до Δg ,

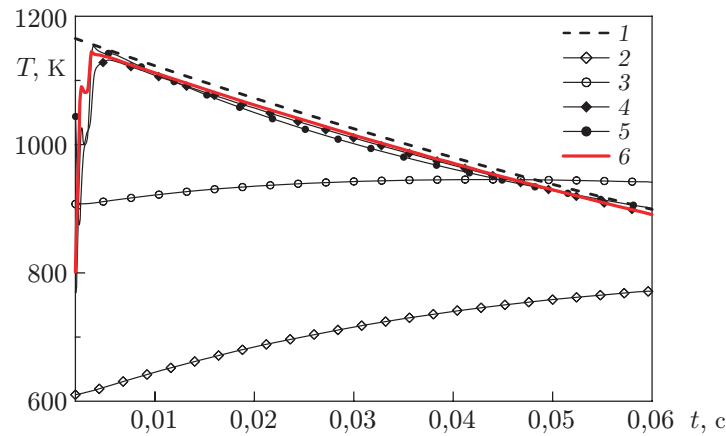


Рис. 9. Зависимости от времени температуры торможения потока T_0 , восстановленной с помощью метода двух термопар (1), температуры в центре шара (2 — $T_{ш01} = 600$ K, 3 — $T_{ш02} = 900$ K), восстановленной температуры (4 — $T_{ш01} = 600$ K, 5 — $T_{ш01} = 900$ K), статической температуры потока в трубке (6)

и значения восстановленных температур с высокой точностью совпадают со значениями статической температуры, в том числе в процессе установления течения в канале.

При меньших значениях начальной температуры $T_{ш01} = 300$ K и $T_{ш02} = 600$ K результат восстановления (кривые 4, 6 на рис. 8) несколько хуже, очевидно, вследствие влияния на течение температурного фактора “холодного” шара. Тем не менее эти данные также хорошо согласуются со значениями статической температуры в приемнике.

На рис. 8 видно, что использование метода двух термопар для восстановления температуры торможения приводит к незначительному занижению температуры относительно температуры потока в приемнике, которое обусловлено температурой пар шаров. Таким образом, чем ближе значения начальной температуры пары исходных сигналов к температуре потока, тем точнее восстановленные значения температуры. В частности, для пары $T_{ш01} = 600$ K и $T_{ш02} = 900$ K отклонения не превышают 1 %, а для пары $T_{ш01} = 300$ K и $T_{ш02} = 600$ K — 4 %.

5.3. Восстановление температуры торможения с помощью метода двух термопар в нестационарном кратковременном процессе. Одним из главных преимуществ восстановления температуры с помощью метода двух термопар является возможность оценки аппаратной функции термопары не только в ступенчатом, но и в изменяющемся во времени процессе, что позволяет получить зависимость восстановленной температуры от времени без проведения дополнительных исследований. Для подтверждения такой возможности в численном эксперименте задавался поток с температурой торможения, уменьшающейся в течение 60 мс с 1130 до 900 K по полиномиальному закону (кривая 1 на рис. 9). Подобная зависимость температуры от времени наблюдается при работе импульсных аэродинамических труб с уменьшающимися параметрами потока. К таким АДТ, например, относится ИТ-302М ИТПМ СО РАН.

На рис. 9 приведены исходные данные для приемников с начальными температурами $T_{ш01} = 600$ K, $T_{ш02} = 900$ K (кривые 2, 3). Вычисленная производная разности данной пары температур от времени и ее аппроксимация экспоненциальной зависимостью хорошо согласуются с ранее полученными данными для ступенчатого процесса. Соответственно аппаратная функция $K(t) = \tau^{-1} e^{-t/\tau}$ практически совпадает с приведенной на рис. 7 (кривая 2) с погрешностью 4 % по значению τ . Результаты восстановления температур на рис. 9 показаны для $T_{ш01} = 600, 900$ K (кривые 4, 5 соответственно), также показана

статическая температура в приемнике (кривая 6). Видно, что значения восстановленных температур практически совпадают со значениями статической температуры после завершения процесса установления течения в канале.

Заключение. В работе представлены результаты численного моделирования течения газа в датчике, используемом для измерения температуры торможения в аэродинамических трубах кратковременного действия. Решена сопряженная задача об обтекании датчика сверхзвуковым потоком и рассчитано поле течения внутри камеры торможения в нестационарных процессах со временем температурной релаксации приемников, приблизительно равным времени газодинамического течения. Определена температура термодпары, установленной в торце камеры торможения. Эти данные виртуального эксперимента обрабатывались с помощью методов экспериментальной аэродинамики.

Для восстановления температуры торможения методом деконволюции определена аппаратная функция “виртуальной термодпары” с использованием двух подходов: ступенчатого процесса и двух термодпар.

Показано, что метод ступенчатого процесса и метод двух термодпар могут использоваться для определения температуры торможения при постоянных параметрах течения после запуска установки. При этом значения восстановленной датчиками температуры торможения занижаются относительно значений температуры потока в приемнике не более чем на 4 % в зависимости от начальной температуры датчика. Увеличение начальной температуры датчиков приводит к более точным значениям восстановленной температуры торможения.

Показана возможность восстановления температуры с помощью метода двух термодпар не только в ступенчатом, но и в изменяющемся во времени процессе без дополнительных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fomin V. M., Kharitonov A. M., Maslov A. A., et al.** Hypersonic short-duration facilities for aerodynamic research at ITAM, Russia // *Shock Waves*. 2016. V. 9. P. 315–346. DOI: 10.1007/978-3-319-23745-9_10.
2. **Бойко В. М.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте / В. М. Бойко, А. М. Оришич, А. А. Павлов, В. В. Пикалов. Новосибирск: Издат. центр Новосиб. гос. ун-та: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2009.
3. **Громыко Ю. В., Маслов А. А., Поливанов П. А. и др.** Экспериментальная проверка метода расчета параметров потока в рабочей части импульсной аэродинамической трубы // *ПМТФ*. 2012. Т. 53, № 5. С. 79–89.
4. **Петунин А. Н.** Методы и техника измерений параметров газового потока (приемники давления и скоростного напора). М.: Машиностроение, 1972.
5. **Strahle W. C., Muthukrishnan M.** Thermocouple time constant measurement by cross power spectra // *AIAA J.* 1976. V. 14, N 11. P. 1642–1644. DOI: 10.2514/3.7268.
6. **Goldfeld M. A., Pickalov V. V.** Application of method of deconvolution at temperature measurements in high-enthalpy impulse wind tunnels // *Appl. Thermal Engng.* 2017. V. 113. P. 731–738. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2016.11.066.
7. **Tsryulnikov I. S., Komarov V. I., Maslov A. A.** Measurement of the gas flow stagnation temperature by the method of two identical thermocouples in the short-duration aerodynamic facilities // *Flow Measurement Instrument.* 2021. V. 77, N 3. 101863. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2020.101863.

8. **Громыко Ю. В., Маслов А. А., Сидоренко А. А. и др.** Расчет параметров потока в гиперзвуковых аэродинамических трубах // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. 2011. Т. 6, № 2. С. 10–16.
9. **Goldfeld M. A., Pickalov V. V.** Correction of inertance of temperature sensing devices in high-speed flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1404. 012081. DOI: 10.1088/1742-6596/1404/1/012081.
10. **Pickalov V. V., Goldfeld M. A.** High temperatures measurement and reconstruction in high-speed flow // Abstr. of the 6th Europ. conf. on computational fluid dynamics (ECFD VI), Barcelona (Spain), 20–25 July 2014. Barcelona: CIMNE, 2014. P. 1123–1134.
11. **Bryson S., Levit C.** The virtual wind tunnel // IEEE Comput. Graph. Appl. 1992. V. 12, iss. 4. P. 25–34. DOI: 10.1109/38.144824.
12. **Tikhonov A. N., Arsenin V. Y.** Solutions of ill-posed problems. Washington: Winston and Sons, 1977.

*Поступила в редакцию 25/VI 2021 г.,
после доработки — 25/VI 2021 г.
Принята к публикации 28/VI 2021 г.*
