

УДК 532.526

Экспериментальное и численное исследование коэффициента восстановления клиновидного пленочного термоанемометрического датчика*

М. Краузе¹, У. Гайсбауэр¹, Е. Крёмер¹, А.Д. Косинов²

¹Институт аэро- и газодинамики, Университет Штутгарта, Германия

²Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mails: martin.krause@iag.uni-stuttgart.de, uwe.gaisbauer@iag.uni-stuttgart.de

В результате экспериментального исследования и численных расчетов было определено значение коэффициента восстановления клиновидного тонкопленочного анемометрического датчика. Несмотря на важную роль этого параметра при работе подобных датчиков в пленочной термоанемометрии, в литературе соответствующих данных до сих пор не публиковалось. Эксперименты проводились в Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича (ИТПМ СО РАН) в Новосибирске. Для численного моделирования использовался программный комплекс StarCCM+, представляющий собой коммерческий симулятор второго порядка, реализующий метод конечных объемов. Число Маха в представленном анализе варьировалось в диапазоне от 2 до 4, а единичное число Рейнольдса изменялось от $3,8 \cdot 10^6$ до $26,1 \cdot 10^6$ (m^{-1}) в зависимости от числа Маха. Во время эксперимента температура торможения поддерживалась постоянной для каждого значения числа Маха в диапазоне $T_0 = 289 \pm 7$ К. Численное моделирование было проведено для трех значений температуры торможения: 259, 289 и 319 К. Разница между экспериментальными и расчетными данными не превышала 0,5 %, что свидетельствует о хорошем согласовании данных. Было проанализировано влияние числа Маха, единичного числа Рейнольдса и температуры торможения на коэффициент восстановления, и были получены три аппроксимирующие функции для него. В целом, коэффициент восстановления демонстрирует небольшие изменения как функция трех изученных параметров. Полученные зависимости имеют один и тот же диапазон изменения коэффициента восстановления.

Ключевые слова: клиновидный пленочный термоанемометрический датчик, коэффициент восстановления, эксперимент, CFD-моделирование.

Введение

Возросший в последнее время интерес к гиперзвуковым воздушно-реактивным летательным аппаратам послужил причиной интенсивных исследований по сверхзвуковой и гиперзвуковой аэродинамике [1–4]. Знания о явлениях в сверхзвуковых потоках, таких как турбулентность, ламинарно-турбулентный переход и осциллирующие ударные волны, необходимы для проектирования соответствующих летательных аппаратов и двигателей [5–9]. Взаимодействие ударных волн с турбулентностью может оказать значительное

* Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда «Deutsche Forschungsgemeinschaft» (DFG) по программе обучения исследованиям DFG «GRK 1095/2: Аэротермодинамическое устройство сверхзвуковой тяговой системы».

влияние на эффективность двигателей. В последние десятилетия было опубликовано большое количество работ о таком взаимодействии [10–14]. Из работ [15, 16] видно, что ниточные термоанемометрические сенсоры являются стандартным инструментом при экспериментальном изучении турбулентных флуктуаций с применением модального анализа. В то время как оптические средства измерений, такие как трассерная визуализация потоков с помощью изображений частиц (PIV) и лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА), преимущественно основаны на измерении средних величин [17, 18], применение ниточных термоанемометрических датчиков предоставляет собой относительно простой, низкочастотный и надежный вариант количественного высокоточного анализа флуктуирующих величин [19]. Однако этот механически хрупкий сенсор в тяжелых условиях, например, вблизи от осциллирующих ударных волн, подвержен поломкам [19]. Поэтому хорошей альтернативой в этом плане являются пленочные термоанемометрические сенсоры [20].

Авторы работы [21] одними из первых сконструировали и применили клиновидные пленочные термоанемометрические датчики и сравнили характеристики этих датчиков, такие как ширина частотной зависимости отклика и отношение сигнал–шум, с соответствующими характеристиками ниточных датчиков. Позже в работе [22] была измерена турбулентность в свободной водяной струе в дистиллированной воде и получены обнадеживающие результаты для распределений скорости, а также интенсивности и масштабов турбулентности. В работе [23] изучалась тепловая обратная связь между подложкой клиновидного пленочного термоанемометрического датчика и самой пленкой, выяснилось, что эта связь ответственна за частотную зависимость величины чувствительности. Авторы [24] проанализировали и адаптировали модели теплопереноса к коническим и клиновидным пленочным термоанемометрам; основное внимание при этом было уделено динамическому отклику и сравнению экспериментальных данных с теоретическими результатами. В работе [25] получили развитие двумерные модели теплопереноса, основанные на использовании метода конечных элементов, которые оказалось возможным применять для анализа клиновидных пленочных термоанемометрических датчиков. Было проанализировано влияние свойств датчика на его рабочие характеристики. Авторам [26] исследовалась частотная зависимость отклика пленочного термоанемометрического датчика постоянного тока в точке торможения потока, были предсказаны факторы компенсации тепловой задержки. В работах [27, 28] был спроектирован, изготовлен и испытан клиновидный пленочный датчик для проведения качественных измерений в гиперзвуковых потоках, анализ его работы был проведен с упором на теплоперенос и частотный отклик. В большинстве указанных публикаций содержатся утверждения о недостаточном понимании процессов и необходимости моделирования внутренней теплопроводности и внешнего теплопереноса к текучей среде. Авторами работы [28] было предложено провести исследование этих эффектов с помощью CFD-моделирования (Computational Fluid Dynamics), выполнить которое в то время оказалось невозможно. Поскольку в течение последних десятилетий на поставленные вопросы о внутренних тепловых эффектах ответ не был найден, последовал вывод о том, что клиновидные пленочные термоанемометрические датчики можно использовать только для проведения качественных наблюдений. Считалось, что такие датчики не способны дать полезные количественные данные для модального анализа по Каважному и Морковину [20]. Сочетая экспериментальный подход с численным моделированием, авторы настоящей работы смогли ответить на вопрос о влиянии подложки. Полученными экспериментальными и численными калибровочными данными авторы работы [29] продемонстрировали, что клиновидные пленочные термоанемометрические датчики могут быть использованы для проведения модального анализа, включая условия, в которых присутствуют осциллирующие ударные волны. Авторам неизвестны другие публикации по сравнительному анализу экспериментальных данных и результатов CFD-моделирования.

При работе с ниточными и пленочными термоанемометрическими датчиками важной характеристикой является коэффициент восстановления η , поскольку величина температурного перегрева τ зависит от температуры ненагретого сенсора [30]. В целом, перегрев τ определяется как нормированная разность между температурой пленки и температурой ее восстановления. Эта разность нормируется на температуру торможения. В литературе, посвященной ниточным термоанемометрическим датчикам, содержится огромное количество моделей для описания коэффициента η (см., например, работы [16, 31–34]). Для ниточных датчиков коэффициент η обычно моделируется как функция числа Маха или числа Рейнольдса, или как функция обоих чисел в зависимости от представляющего интерес интервала чисел Маха; на эту тему был представлен обзор [30]. Однако информация о коэффициенте восстановления пленочных и, в частности, клиновидных пленочных термоанемометрических датчиков весьма ограничена. В работе [35] приводились данные о величине коэффициента η платиновой пленки размером $0,5 \times 1,8$ мм, установленной на линии торможения клиновидной полированной поверхности, размещенной на кончике алюминиевой трубки. Было установлено, что величина коэффициента η уменьшалась с ростом числа Маха и возрастала с увеличением единичного числа Рейнольдса. Далее, была зарегистрирована положительная зависимость величины η от температуры торможения T_0 . В целом, сообщалось, что величина η для изученного диапазона чисел Маха $0,5 \leq M \leq 3$, диапазонов единичного числа Рейнольдса $3 \cdot 10^6 \leq Re_1 \leq 10^7$ (m^{-1}) и температур торможения $290 \leq T_0 \leq 340$ (К) варьирует в диапазоне $0,9 < \eta < 1$.

Поскольку величина η сильно зависит от формы клиновидного сенсора, в настоящей работе упор делался на изучении характеристик коммерческого клиновидного пленочного термоанемометрического датчика DANTEC 55R31. В работе [20] был выполнен тщательный калибровочный анализ такого датчика и получены данные о его чувствительности, а также смоделировано восстановительное поведение. Было обнаружено отсутствие зависимости величины коэффициента η от числа Рейнольдса и найдено, что η является исключительно функцией числа Маха. В проведенном анализе число Маха изменялось в интервале $0,5 \leq M \leq 2$, а значение единичного числа Рейнольдса находилось в интервале $38 \cdot 10^6 \leq Re_1 \leq 270 \cdot 10^6$ (m^{-1}). При возрастании числа Маха от 0,5 до 2 величина коэффициента восстановления η уменьшалась с 1,005 до 0,987, и ее поведение могло быть аппроксимировано параболой [20]. Отметим, что величины η в общем превышают значения для датчика по сравнению с указанными в работе [35]. Зависимость η от T_0 в работе [20] не изучалась.

В настоящей работе выполнен экспериментальный и численный анализ коэффициента восстановления η . В качестве вывода из полученных результатов предложены три разных способа моделирования коэффициента η , соответствующие им значения указанного коэффициента в дальнейших разделах обозначаются η_1 , η_2 и η_3 . В проведенном анализе число Маха менялось от 2 до 4, а единичное число Рейнольдса, от $3,8 \cdot 10^6$ до $26,2 \cdot 10^6$ (m^{-1}). В эксперименте температура торможения являлась постоянной для каждого выбранного значения числа Маха, ее значение находилось в диапазоне $T_0 = 289 \pm 7$ К. При моделировании рассматривалось три значения температуры T_0 : 259, 289 и 319 К. Эти значения соответствуют диапазону изменения температуры торможения $T_0 = 289 \text{ К} \pm 10 \%$.

1. Численные и экспериментальные методы

1.1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича (ИТАМ СО РАН), Новосибирск, Россия. Аэродинамическая труба Т-325 представляет собой установку прерывного действия

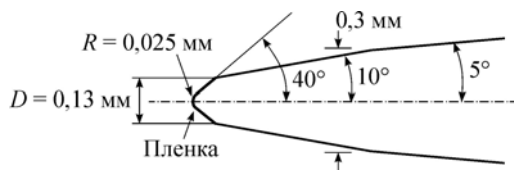


Рис. 1. Эскиз поперечного сечения клиновидного пленочного термоанемометрического датчика DANTEC 55R31.

Поперечная длина пленки — 1 мм; изображено не в масштабе.



Рис. 2. Клиновидный пленочный термоанемометрический датчик DANTEC 55R31, установленный в невозмущенном потоке рабочего участка аэродинамической трубы.

с размерами рабочего участка $0,2 \times 0,2 \times 0,6 \text{ м}^3$, оснащенную спрямляющими решетками и решетками для подавления турбулентности в потоке. Подробное описание сверхзвуковой аэродинамической трубы содержится в публикациях [36] и [30].

Сенсор представлял собой клиновидный пленочный термоанемометрический датчик DANTEC 55R31. Основными элементами датчика являлись клиновидная подложка из кварцевого стекла толщиной $0,1 \text{ мкм}$ с никелевой пленкой, расположенной на носике клина. Поперечный размер пленки составлял 1 мм . Пленка имела защитное кварцевое покрытие толщиной $0,5 \text{ мкм}$. Точные размеры отображены на рис. 1. Данные относительно формы датчика и использованных при его изготовлении материалов приведены согласно работе [20] и информации производителя. На рис. 2 показан датчик, установленный в рабочей части аэродинамической трубы Т-325.

В эксперименте значения коэффициента восстановления η были проанализированы при работе датчика с анемометром постоянного тока в условиях пропускания через датчик тока $I = 1 \text{ мА}$. Использование схемы постоянного тока в качестве термометра сопротивления позволяет определять сопротивление датчика в условиях восстановления. Температура восстановления пленочного датчика T_{rec} может быть вычислена с использованием калибровочных данных изготовителя. Коэффициент восстановления η определяется как

$$\eta = T_{\text{rec}} / T_0. \quad (1)$$

Для проверки того, до какой степени коэффициент η зависит от выбора конкретного экземпляра датчика, были изучены два датчика DANTEC 55R31. Температура торможения была измерена термопарами, установленными в форкамере трубы.

1.2. Программные средства

Численная часть анализа осуществлялась с использованием программного комплекса StarCCM+, представляющего собой коммерческий симулятор второго порядка точности, реализующий метод конечных объемов и основанный на использовании уравнений Навье–Стокса, усредненных по Рейнольдсу. Дискретизация по пространству и времени представляла собой дискретизацию второго порядка. Поперечное сечение клиновидного пленочного термоанемометрического датчика моделировалось с помощью двумерного CFD-метода на структурированной сетке. Сетка охватывала область течения и область твердого тела. Исследование сходимости при уменьшении шага сетки выполнялось согласно [37, 38]; в результате с использованием величины η как критического параметра был определен показатель сеточной сходимости (GCI). Длина дискретизации x_{dis} датчика, а также величина сетки варьировались независимо. В табл. 1 перечислены параметры трех используемых сеток с разными значениями разрешения (мелкая сетка —

Таблица 1
Параметры сходимости решения с уменьшением шага сетки
для $M = 2,5$ и трех различных длин дискретизации
(по аналогии с работой [38])

$\Phi = \eta$	$x_{\text{dis}} = 1,5 \text{ мм}$	$x_{\text{dis}} = 0,7 \text{ мм}$	$x_{\text{dis}} = 0,3 \text{ мм}$
N_1	757000	700000	496000
N_2	490000	448000	297000
N_3	268000	248000	174000
r_{21}	1,24	1,25	1,29
r_{32}	1,35	1,34	1,31
Φ_1	0,966	0,966	0,966
Φ_2	0,965	0,965	0,965
Φ_3	0,949	0,949	0,949
p	8,9	9,1	10,3
Φ_{ext}^{21}	0,966	0,966	0,966
e_a^{21}	0,1%	0,1 %	0,1 %
e_{ext}^{21}	0,01%	0,01 %	0,01 %
GCI_{fine}^{21}	0,2%	0,2 %	0,1 %
N_{test}	1370000	1268000	882000
Φ_{test}	0,965	0,965	0,966

индекс 1, средняя сетка — индекс 2, грубая сетка — индекс 3), а также при трех разных значениях длины дискретизированной части тела датчика. На рис. 3 показана типичная сетка, примененная для расчета области верхней симметричной половины сенсора и текучей среды. Для разрешения пограничного слоя использовалось от 90 до 170 точек. Тестовый случай характеризовался параметрами: $M = 2,5$ с $Re_1 = 25 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $T_0 = 319 \text{ К}$. Большое значение единичного числа Рейнольдса приводит к огромной величине теплообмена на острие сенсора, а большое значение числа Маха — к резким градиентам скорости. Максимальное значение T_0 дает наибольшее значение ΔT в потоке. В табл. 1 N — количество ячеек, r — фактор уменьшения шага сетки, Φ — соответствует переменной η (ср. с [38]). Результаты кажутся неправдоподобными ввиду их близости к точному решению [38].

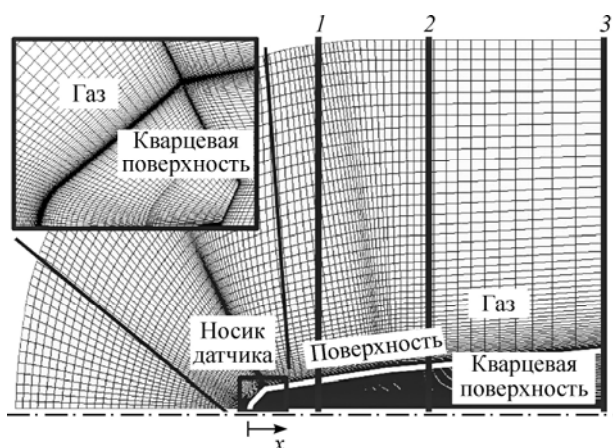


Рис. 3. Диаграмма типичной сетки (14000 ячеек) с тремя разными значениями длины дискретизации x_{dis} и координатной системы с координатой x , отсчитываемой от носика сенсора.

$x_{\text{dis}} = 0,3$ (1), $0,7$ (2), $1,5$ (3) мм.

Наблюдаемый порядок схемы p слишком велик, а ошибки аппроксимации и экстраполяции e_a^{21} и e_{ext}^{21} слишком малы. Согласно работе [38], сетка подвергается дополнительному измельчению ($N_{test}, r_{test} \approx 1,3$), полученные результаты свидетельствуют, что точное решение достигается с малым процентом осцилляций. Предполагается разумная (представленная величиной показателя сеточной сходимости) неопределенность дискретизации величиной $\pm 1\%$ для результатов CFD-моделирования; тем самым численные результаты подтверждаются экспериментальными данными (что будет далее показано на рис. 11). Для $M = 2,5$ и $Re_1 = 25 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ как экспериментальные, так и численные значения располагаются внутри взаимного диапазона погрешности.

Сетка являлась более крупной в области между указанными точками и по направлению к краю в конце области течения, в области вокруг точки торможения и обоих изломов использовалось измельчение сетки. Мелкая сетка, для которой использовался индекс «1», имела длину $x_{dis} = 0,7 \text{ мм}$. Поскольку вычисления проводились по неявной схеме, их результат не зависел от числа GCI.

В численном моделировании пограничный слой вокруг сенсора предполагался ламинарным. Несмотря на сложность течения вокруг сенсора, размеры датчика были столь малы, что точка перехода располагалась далее острия сенсора. Гладкая поверхность кварцевого покрытия не ускоряла переход, а ускорение потока в веере разрежения, скорее всего, затормаживало его.

Свойства текучей среды, а также коэффициенты теплопроводности k_{fluid} и динамической вязкости μ вычислялись с использованием степенных законов согласно [39]:

$$k_{fluid}(T)/k_{fluid}(T_{ref}) = (T/T_{ref})^a, \quad (2)$$

$$\mu(T)/\mu(T_{ref}) = (T/T_{ref})^b. \quad (3)$$

Свойства материалов датчика, которые необходимо было знать для проведения моделирования, представлены в табл. 2. Сопротивлением теплового контакта между слоями сенсора пренебрегалось, а теплопроводность кварца оценивалась путем аппроксимации данных [40] как функции температуры T в уравнении (4):

$$k_{quartz}(T) = d \cdot e^{f(T-g)}. \quad (4)$$

1.3. Изменение параметров

Предметом настоящей работы является изучение влияния числа Маха M , единичного числа Рейнольдса Re_1 и температуры торможения T_0 на величину коэффициента η . Анализ

Таблица 2

Свойства материалов, использованных при изготовлении клиновидного сенсора DANTEC 55R31

Свойство	Значение	Ссылка
Показатель в уравнении (2)	$a = 0,81$	[39]
Коэффициент теплопроводности в уравнении (2)	$k_{fluid}(T_{ref}) = 0,0241 \text{ Вт/(м·К)}$	[39]
Показатель в уравнении (3)	$b = 0,666$	[39]
Коэффициент динамической вязкости в уравнении (3)	$\mu(T_{ref}) = 1,716 \cdot 10^{-5} \text{ (Н·с/м}^2\text{)}$	[39]
Образцовая температура в уравнениях (2) и (3)	$(T_{ref}) = 273 \text{ К}$	[39]
Плотность кварца	$\rho_{quartz} = 2200 \text{ кг/м}^3$	[41]
Теплоемкость кварца	$c_{quartz} = 886 \text{ Дж/(кг·К)}$	[40]
Коэффициент в уравнении (4)	$d = 1,22 \text{ Вт/(м·К)}$	[40]
Показатель в уравнении (4)	$f = 5,526 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$	[40]
Показатель в уравнении (4)	$g = 273,15 \text{ К}$	[40]

Таблица 3
Диапазон изменения параметров в экспериментальной установке
при уменьшении температуры T_0 во время эксперимента согласно рис. 4

М	$Re_1 \cdot 10^6, m^{-1}$		Номер датчика
	Эксперимент 1	Эксперимент 2	
2,0	6,5–24	3,8–6,5	1
2,5	6,3–26,2	3,9–5,0	1
3,0	6,3–26,1	–	1
4,0	10,9–19,8	–	1
2,5	6,5–26,1	–	2

производился с использованием экспериментального и численного подходов. Изменения температуры T_0 могли быть реализованы только в численном моделировании, которое включало две основных части. На первом шаге моделировались экспериментальные условия с тем, чтобы проверить, способны ли вычислительные средства адекватно воспроизводить экспериментальные результаты, включая данные, которые были получены при изменении чисел М и Re_1 . На втором шаге в моделировании изменялась температура торможения T_0 с тем чтобы проследить ее влияние на величину коэффициента η .

Реализованные в эксперименте изменения параметров представлены в табл. 3. Два отдельных эксперимента — «эксперимент 1» и «эксперимент 2» (для высоких и малых значений единичного числа Рейнольдса соответственно) — были проведены с временным интервалом в несколько лет. Результаты «эксперимента 1» были представлены в публикации [42]. Здесь температура торможения составляла примерно $T_0 = 289$. Она изменялась в небольших пределах ввиду несовершенства экспериментальных ограничений (см. рис. 4). Точность коэффициента η составляла примерно $\pm 0,5\%$, а точность T_0 — примерно $\pm 0,1\%$ для обоих экспериментов. Переменные, изменения которых были реализованы в CFD-моделировании, указаны в табл. 4.

Метод, использовавшийся для оценки влияния конкретного параметра на величину коэффициента η , заключался в получении данных для условий, когда все переменные, за исключением одной, являлись постоянными. Оставшийся параметр изменялся дискретно. Такая процедура проводилась для всех подлежащих анализу переменных. Затем полученные значения η аппроксимировались полиномиальными зависимостями, и для каждой переменной определялись частные логарифмические производные, например,

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} \cdot \frac{x}{\eta} = \frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[x])}. \quad (5)$$

2. Результаты и обсуждение

В этом разделе экспериментальные данные используются для моделирования величины коэффициента двумя

Рис. 4. Температура торможения T_0 как функция числа Рейнольдса Re_1 по результатам эксперимента.

Погрешность измерений — $\pm 0,1\%$;

1 — М = 2, датчик 1, 2 — М = 2,5, датчик 1,
 3 — М = 2,5, датчик 2, 4 — М = 3, датчик 1,
 5 — М = 4, датчик 1, 6 — М = 2, датчик 1,
 7 — М = 2,5, датчик 1;
 1–5 — эксперимент 1; 6, 7 — эксперимент 2.

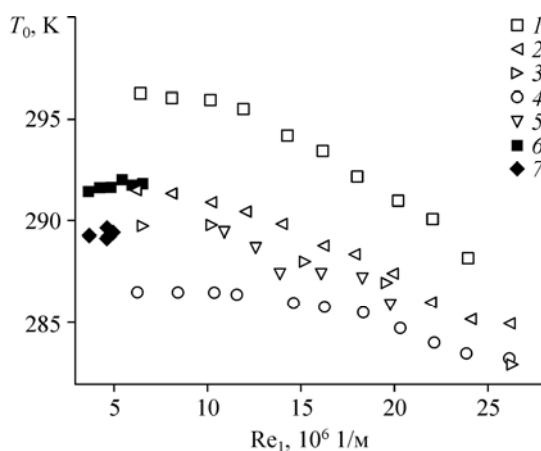


Таблица 4

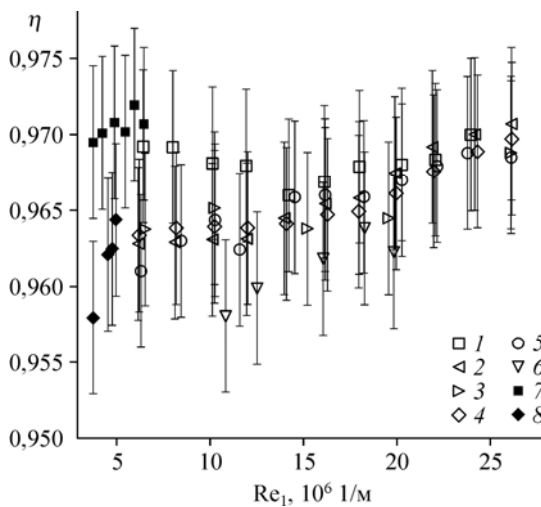
Величины параметров, использованные в CFD-моделировании.
Числа Re_1 и T_0 дискретно возрастают для каждого значения числа Маха

M	$Re_1 \cdot 10^6, m^{-1}$	T_0, K
2,0	5, 10, 17,5, 25	259, 289, 319
2,5	5, 10, 17,5, 25	259, 289, 319
3,0	5, 10, 17,5, 25	259, 289, 319
4,0	5, 10, 17,5, 25	259, 289, 319

способами: как $\eta_1 = f(Re_1, M, T_0)$ и как $\eta_2 = f(M, T_0)$, оба применимы только для малых интервалов T_0 . На основе результатов численного анализа способ для η_1 принят как модель для описания влияния температуры торможения в более широком диапазоне изменения этого параметра.

2.1. Экспериментальные результаты

Величины η , полученные в обоих экспериментах, представлены на рис. 5, где отражены две тенденции. Рассматриваемый как функция единичного числа Рейнольдса коэффициент η возрастает с ростом Re_1 и уменьшается с возрастанием числа Маха. Хотя значения η располагаются немного выше данных, полученных в работе [35], качественное поведение обоих наборов данных является похожим. Тем не менее, датчик, исследованный в [35], был похож на датчик, используемый в настоящем исследовании, только до некоторой степени. Между тем, автор работы [20] использовал такой же сенсор, который рассматривался в представляемой здесь работе, но не обнаружил никакой зависимости величины η от увеличения числа Маха. Этот результат, возможно, объясняется тем обстоятельством, что в [20] исследование приводилось при гораздо больших значениях единичных чисел Рейнольдса из интервала $38 \cdot 10^6 \leq Re_1 \leq 270 \cdot 10^6 (m^{-1})$. В целом, значения величины η на рис. 5 лежат на 2 % ниже, чем значение η из работы [20]. Другой интересной особенностью, которую можно заметить на рис. 5, является то обстоятельство, что данные «эксперимента 2» отлично согласуются с данными, полученными в «эксперименте 1». Результаты «эксперимента 2» располагаются в пределах интервалов погрешностей для каждой следующей точки из числа точек, полученных в «эксперименте 1». Далее обнаруживается значительная разница между данными, полученными для датчика 1 и датчика 2 при $M = 2,5$.



Согласно описанной выше процедуре, было проанализировано частное влияние параметров Re_1 , M и T_0 на величину η . Для этого проводилась аппроксимация измеренных данных

Рис. 5. Коэффициент восстановления η как функция единичного числа Рейнольдса.

Погрешность экспериментальных результатов составляет $\pm 0,5\%$ (вдоль вертикальной оси);
1 — $M = 2$, датчик 1, 2 — $M = 2,5$, датчик 1,
3 — $M = 2,5$, датчик 2,
4 — $M = 2,5$, осредненные данные,
5 — $M = 3$, датчик 1, 6 — $M = 4$, датчик 1,
7 — $M = 2$, датчик 1, 8 — $M = 2,5$, датчик 1;
1-6 — эксперимент 1; 7, 8 — эксперимент 2.

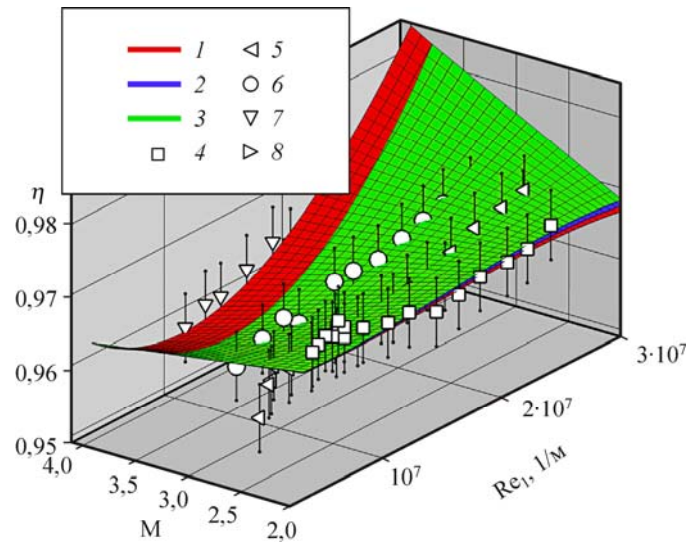


Рис. 6. Трехмерная аппроксимация экспериментальных данных $\eta_1 = f(\text{Re}_1, M, T_0)$ с величинами ошибки вдоль вертикальной оси $\pm 0,5\%$, полином третьего порядка во всех трех измерениях.

Ошибка расчета составляет $2,8 \cdot 10^{-3}$, коэффициент корреляции $R^2 = 0,5933$;
аппроксимация η_1 при $T_0 = 285$ (1), 290 (2), 295 (3) К;

4 — $M = 2$, датчик 1, 5 — $M = 2,5$, датчик 1, 6 — $M = 3$, датчик 1, 7 — $M = 4$, датчик 1, 8 — $M = 2,5$, датчик 2.

полиномами третьей степени во всех трех измерениях (см. рис. 6). Аппроксимирующие поверхности остаются в пределах почти всех интервалов погрешностей, соответствующих погрешности $\pm 0,5\%$. Рис. 6 иллюстрирует сильное возрастание величины η при высоких значениях чисел Маха и единичных чисел Рейнольдса вследствие присущего полиномам поведения. При оценке частных логарифмических производных этой областью следует пренебречь как не являющейся репрезентативной для свойств датчика. Результатом анализа данных рис. 6 являются следующие оценки:

$$\frac{\partial(\ln[\eta_1])}{\partial(\ln[\text{Re}_1])} \leq 4\%, \quad \frac{\partial(\ln[\eta_1])}{\partial(\ln[M])} \leq 3\%, \quad \frac{\partial(\ln[\eta_1])}{\partial(\ln[T_0])} \leq 6\%.$$

Кроме того, сравнивая результаты CFD-вычислений, представленные в разделе 2.2, с экспериментальными данными работы [20], можно получить аппроксимацию экспериментальных данных η_2 с величиной $\eta_2(M, T_0)$, являющейся функцией M и T_0 . Полученные результаты показаны на рис. 7, на котором аппроксимирующая поверхность остается в пределах $\pm 0,5\%$ почти для всех интервалов погрешностей. Степень полинома для M равна трем, в то время как для T_0 — двум; оказалось, что при таком представлении величины η_2 получается наиболее правдоподобная форма аппроксимирующей поверхности. Наблюдается уменьшение η_2 с ростом T_0 и M . Однако для чисел Маха и температур торможения вблизи верхней границы интервала аппроксимации поведение аппроксимирующей поверхности отличается от того, которое может быть прослежено по экспериментальным точкам; эта ситуация дополнительно усугубляется с расширением диапазона температур T_0 . В пределах значений температур торможения $280 \leq T_0 \leq 300$ (К) для частных логарифмических производных имеем следующие оценки:

$$\frac{\partial(\ln[\eta_2])}{\partial(\ln[M])} \leq 10\%, \quad \frac{\partial(\ln[\eta_2])}{\partial(\ln[T_0])} \leq 60\%.$$

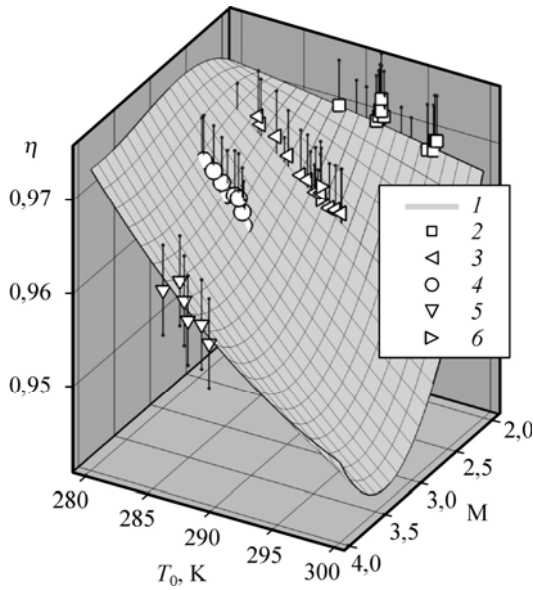


Рис. 7. Трехмерная аппроксимация экспериментальных данных $\eta_2 = f(\text{Re}_1, M, T_0)$ с величинами ошибки вдоль вертикальной оси $\pm 0,5\%$ полином третьего порядка для M и второго порядка для T_0 .
 Ошибка расчета составляет $1,7 \cdot 10^{-3}$, коэффициент корреляции $R^2 = 0,8032$;
 1 — аппроксимация η_2 , $M = 2$ (2), 2,5 (3), 3 (4), 4 (5), 2,5 (6); датчик 1 (2–5), датчик 2 (6).

2.2. Данные CFD-моделирования

Основные результаты CFD-моделирования приведены на рис. 8. На рис. 8a пленка расположена вдоль координаты s между точкой торможения потока и первым изломом поверхности сенсора. Здесь показано поле температур в верхней половине неразогретого кончика сенсора при некоторых принятых типичных условиях течения. Хорошо видны отошедшая головная ударная волна, а также точка торможения потока перед затупленным телом сенсора. На рис. 8b температура

Хорошо видны отошедшая головная ударная волна, а также точка торможения потока перед затупленным телом сенсора. На рис. 8b температура

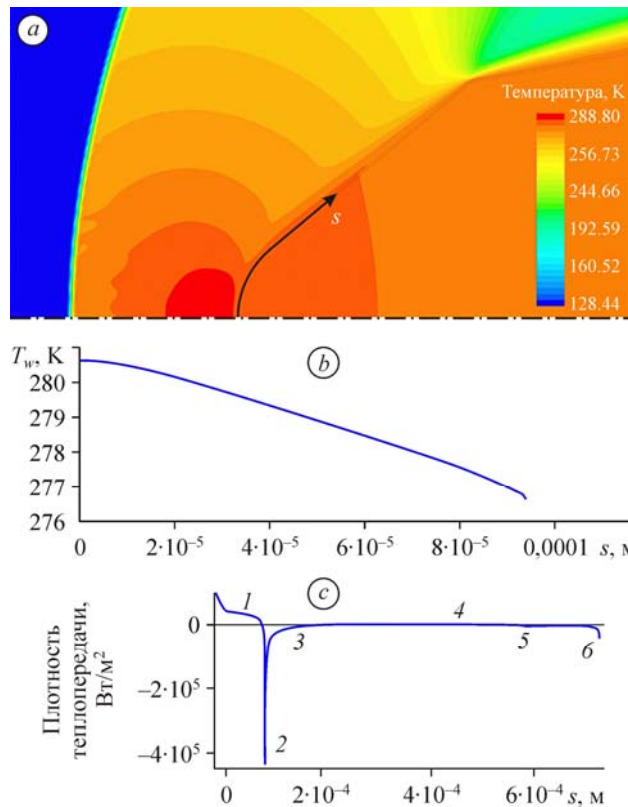


Рис. 8. Типичные результаты CFD-вычислений для $M = 2,5$, $\text{Re}_1 = 17,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ и $T_0 = 289 \text{ К}$.
 a — поле температур в острие неразогретого сенсора и его окрестности, b — температура пленки при условиях восстановления T_w как функция координаты s до самого конца пленки в области излома, c — плотность теплового потока от текучей среды к телу сенсора как функция координаты s вдоль всей дискретизованной поверхности. Показана верхняя половина сенсора, оценочная погрешность CFD-вычислений составляет $\pm 1\%$.

пленки T_w при условиях восстановления демонстрирует максимум в точке торможения на линии симметрии и уменьшается при движении от этой точки. В противоположность экспериментальному подходу, в котором из величины омического сопротивления определяется интегральная температура T_e , численный анализ дает температуру T_w , изменяющуюся вдоль координаты s . Для определения η из зависимости $T_w = f(s)$ вычисляется результирующая температура T_e . На рис. 8с показана плотность теплового потока между текучей средой и твердым телом. Положительный знак соответствует движению потока тепла от среды к сенсору, а отрицательный — случаю охлаждения датчика. Область, обозначенная цифрой 1, представляет собой часть сенсора, которая разогревается заторможенным потоком, цифрой 2 помечен охлаждаемый веер расширения, формирующийся благодаря первому излому сенсора, а цифрой 3 — охлаждаемое твердое тело, расположенное ниже по течению вплоть до области, помеченной цифрой 4, в которой поверхность датчика можно считать адиабатической стенкой. Цифрой 5 обозначена область, возникающая из-за наличия второго веера расширения и, соответственно, излома сенсора (ср. с рис. 1). Нефизичный спад плотности потока тепла, помеченный цифрой 6, возникает из-за конечного адиабатического участка расчетной сетки.

Полученные в CFD-моделировании величины коэффициента восстановления η как функции Re_1 , M и T_0 , приведены на рис. 9. Рост числа Re_1 приводит к возрастанию величины коэффициента η . В противоположность этому, возрастание M и T_0 ведет к уменьшению коэффициента η . Очевидно, что характерные аппроксимирующие поверхности, показанные на рис. 9, дают одну и ту же зависимость. Каждая из этих аппроксимирующих поверхностей была вычислена для отдельного постоянного значения температуры T_0 , и представляет собой аппроксимацию полиномами третьей степени для Re_1 и M . Полученные значения частных логарифмических производных на поверхностях,

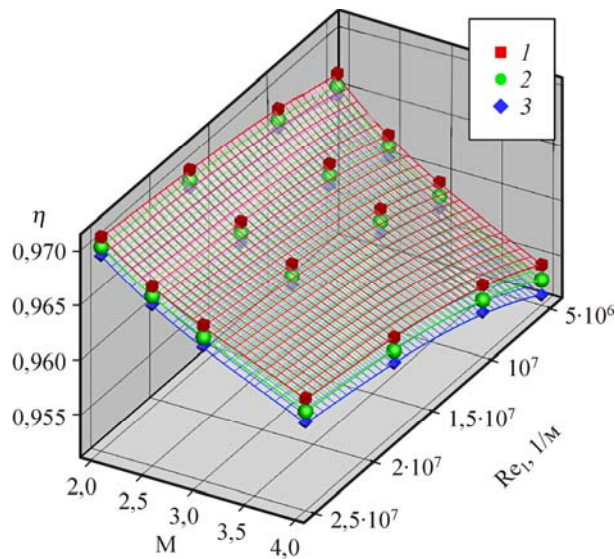


Рис. 9. Данные для $\eta = f(Re_1, M)$, полученные в CFD-вычислениях при трех значениях температуры торможения с типичной двумерной полиномиальной аппроксимацией третьего порядка в обоих измерениях.

Каждая аппроксимирующая поверхность соответствует одной температуре торможения, зеленая поверхность соответствует величине η_4 в уравнении (6), оценочная точность CFD-данных составляет $\pm 1\%$; данные CFD-вычисления при $T_0 = 259$ (1), 289 (2), 319 (3) К; при $T_0 = 259$ К ошибка расчета составляет $7,2 \cdot 10^{-5}$, коэффициент корреляции $R^2 = 0,9999$; при $T_0 = 289$ К ошибка расчета — $5,1 \cdot 10^{-5}$, $R^2 = 1,0000$; при $T_0 = 319$ К ошибка расчета — $7,6 \cdot 10^{-5}$, $R^2 = 0,9999$.

Таблица 5

Относительное влияние двухмерных аппроксимаций коэффициента η согласно результатам CFD-моделирования (рис. 9).
Три комбинации параметров, полиномы третьего порядка в обоих измерениях

Вариант расчета	Параметры	Частные логарифмические производные	
1	Re_1, M	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[Re_1])} \leq 0,6 \%$	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[M])} \leq 2,1 \%$
2	Re_1, T_0	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[Re_1])} \leq 0,6 \%$	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[T_0])} \leq 1,5 \%$
3	M, T_0	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[M])} \leq 1,8 \%$	$\frac{\partial(\ln[\eta])}{\partial(\ln[T_0])} \leq 1,2 \%$

изображенных на рис. 9, приведены в табл. 5. Этот подход соответствует варианту 1, в котором коэффициент η аппроксимируется как функция Re_1 и M . Заменяя переменные T_0 и M в функции $\eta_2(T_0, M)$ и аппроксимируя коэффициент η как функцию $\eta_2(M, Re)$, получаем в основном схожую диаграмму со своей аппроксимирующей поверхностью для каждого значения T_0 и с сокращающимся характером зависимости (вариант 2). В варианте 3 представлены результаты для η в виде аппроксимации полиномами третьей степени только от M и T_0 для среды с $Re_1 = 17,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Число Маха и температура T_0 представляются наиболее важными параметрами. Отметим, что частные производные в табл. 5 имеют близкий порядок величины и весьма схожие значения. Следовательно, следует учитывать все факторы с тем, чтобы убедиться, что все особенности датчика приняты во внимание.

Согласно этому в настоящей работе применяется иной подход, которому соответствует обозначение η_2 ; в этом подходе в основном используется линейное изменение η с T_0 . В качестве части η_2 вводится функция η_4 . Рассматриваемая как функция Re_1 и M , эта зависимость аппроксимируется полиномом третьей степени для температуры торможения текучей среды $T_0 = 289 \text{ К}$. Величина η_4 представлена зеленой поверхностью на рис. 9. Изменение коэффициента восстановления в зависимости от температуры T_0 может быть смоделировано посредством линеаризации η_2 как функции T_0 , в то время как градиент m , определяемый ниже, может быть аппроксимирован как функция Re_1 и M с использованием полиномов третьего порядка:

$$\eta_2(Re_1, M, T_0) = \eta_2(Re_1, M, T_0 = 289 \text{ К}) + m(Re_1, M) \cdot (T_0 - 289 \text{ К}), \quad (6)$$

$$m(Re_1, M) = \frac{\partial \eta}{\partial T_0}(Re_1, M). \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) справедливы в диапазоне изменения температуры торможения $259 \leq T_0 \leq 319$. Данные, полученные для градиента m из уравнения (7), приведены на рис. 10, который демонстрирует довольно плавную аппроксимацию: m возрастает с увеличением числа Re_1 и падает с увеличением числа M . Данные, полученные с использованием уравнения (6), дают диаграмму, которая выглядит точно как на рис. 9 со среднеквадратичной погрешностью аппроксимации 10^{-4} и коэффициентом корреляции $R^2 = 0,9997$. Это доказывает, что возможно использование CFD-моделирования (рис. 9) и успешное выполнение оценки коэффициентов восстановления и их градиентов по уравнениям (6) и (7). Оценки частных логарифмических производных коэффициента η_2 запишутся следующим образом:

$$\frac{\partial(\ln[\eta_3])}{\partial(\ln[Re_1])} \leq 0,5 \%, \quad \frac{\partial(\ln[\eta_3])}{\partial(\ln[M])} \leq 2,0 \%, \quad \frac{\partial(\ln[\eta_3])}{\partial(\ln[T_0])} \leq 1,6 \%.$$

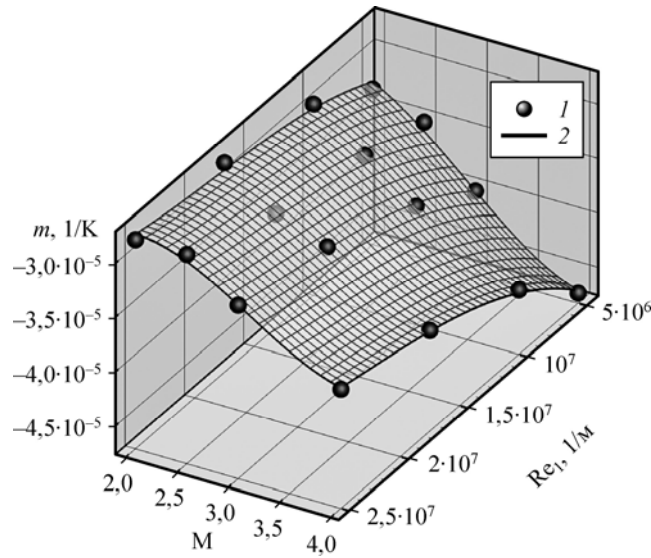


Рис. 10. Градиент $m = f(\text{Re}_1, M)$, аппроксимированный как двумерная функция переменных Re_1 и M в соответствии с уравнениями (6) и (7) полиномом третьего порядка относительно Re_1 и M .

Оценочная точность CFD-моделирования составляет $\pm 1\%$; ошибка расчета равна $8,2 \cdot 10^{-7}$; коэффициент корреляции $R^2 = 0,9900$; 1 — данные CFD-вычисления, 2 — аппроксимация градиента m .

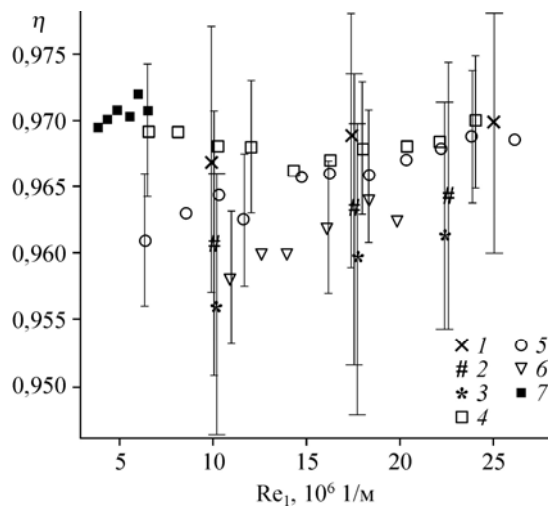
Эти результаты очень похожи на полученные с применением описанных выше подходов, что свидетельствует о близости всех трех зависимостей.

2.3. Сравнение экспериментальных данных с результатами CFD-моделирования

Сравнение экспериментальных результатов с данными моделирования для случаев $M = 2, 3$ и 4 приведено на рис. 11, в каждом случае представлены данные для трех значений единичного числа Рейнольдса. Температура торможения была выбрана равной её экспериментальному значению (см. рис. 4). Тем самым адекватно воспроизводились экспериментальные условия, и для результатов численного моделирования предполагалась точность $\pm 1\%$ (см. раздел 1.2). Сравнение графического представления величины ошибки на рис. 11 показывает, что точки, полученные посредством моделирования, располагаются в пределах $\pm 0,5\%$ экспериментальной погрешности. Этот результат свидетельствует о том, что программный комплекс CFD способен

Рис. 11. Коэффициент восстановления η как функция единичного числа Рейнольдса.

Приведено обоснование справедливости результатов моделирования посредством сопоставления этих результатов с экспериментальными данными (экспериментальная погрешность — $\pm 0,5\%$, оцененная точность данными результатов моделирования — $\pm 1\%$); данные CFD-вычисления для $M = 2$ (1), 3 (2), 4 (3); эксперимента 1 для $M = 2$ (4), 3 (5), 4 (6) и эксперимента 2 для $M = 2$ (7), полученные с помощью датчика 1.



надлежащим образом воспроизводить явления в потоке, вызванные реализованными в эксперименте изменениями параметров. Следовательно, можно полагать, что при помощи программного комплекса StarCCM+ также можно адекватно моделировать и изменения температуры T_0 , которые невозможно было реализовать в эксперименте.

На рис. 12 показано сравнение наиболее разумных аппроксимирующих поверхностей уравнения (6), основанных на результатах CFD-моделирования и экспериментальных данных, полученных в «эксперименте 1» и «эксперименте 2». Здесь изображены точки, измеренные в обоих экспериментах, а также указаны погрешности $\pm 0,5\%$ вдоль вертикальной оси. Видно, что значения на рассчитанной поверхности η_2 возрастают с увеличением Re_1 и уменьшаются с ростом M так же, как и T_0 . За исключением некоторого числа интервалов погрешности, полученных в «эксперименте 2», все другие интервалы пересекают соответствующую аппроксимирующую поверхность, свидетельствуя тем самым, что разность между численными и экспериментальными результатами находится в пределах $\pm 0,5\%$. Однако для $M = 3$ и 4 результаты моделирования располагаются немного ниже, чем экспериментальные данные. Здесь получен хороший результат, показывающий, что двумерные CFD-вычисления являются достаточно точными для воспроизведения трехмерных эффектов на неразогретом сенсоре в пределах указанной погрешности.

Основная проблема, возникающая при сравнении обоих подходов, заключается в решении вопроса о том, достиг ли датчик равновесного состояния за расчетное время или за время проведения эксперимента. Во время экспериментов температура торможения уменьшалась с увеличением единичного числа Рейнольдса за время рабочего цикла трубы (см. рис. 4). Следовательно, возможной причиной роста величины η с увеличением Re_1 могли быть эффекты, связанные с теплоемкостью датчика. Теоретически температура T_0 могла бы уменьшаться быстрее, чем остывает кварцевый клин и уменьшается его температура. В таком случае температура датчика, как и температура пленки, была бы выше величины, соответствующей равновесному состоянию (см. работу [42]). Такой сценарий привел бы к возрастанию η . В аэродинамическом эксперименте за минуту проводилось три или четыре измерения, т.е. на одно измерение приходилось примерно 15 секунд. В CFD-вычислениях расчетное время продолжительностью примерно 10 секунд было необходимо для достижения состояния, к которому сходились вычисления. Интегральный тепловой поток от среды к датчику был постоянным и равным нулю, наблюдался рост η с увеличением Re_1 (ср. с рис. 11). Поэтому и экспериментальные, и расчетные условия могут считаться стационарными.

«Эксперимент 1» и «эксперимент 2» проводились с интервалом в несколько лет. При выполнении «эксперимента 1» условия были близки к идеальным для калибровок. Это, возможно, объясняет тот факт, что данные, полученные в «эксперименте 2», демонстрируют на рис. 12 меньшую согласованность с расчетными данными, чем данные, полученные в «эксперименте 1». Более того, следует напомнить, что величина коэффициента η сильно зависит от конкретного экземпляра датчика. Тем не менее, несмотря на все эти ограничивающие обстоятельства, в целом численные и экспериментальные результаты очень хорошо согласуются.

В пределах исследованных диапазонов числа Маха, единичного числа Рейнольдса и температуры торможения, возможны три модели для коэффициента восстановления η , которые дают соответственно значения η_1 , η_2 и η_3 . Какая из моделей обеспечит лучшую аппроксимацию экспериментальных данных, зависит от действующих ограничений эксперимента. Если температуру торможения поддерживать примерно постоянной в окрестности значения $T_0 \approx 290$ К, то аппроксимации η_1 и η_2 окажутся весьма хорошими.

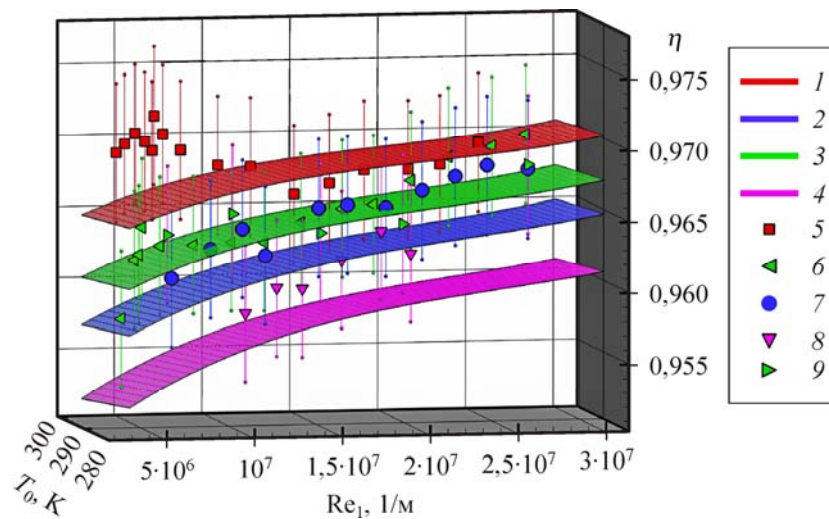


Рис. 12. Сравнение расчётных и экспериментальных результатов.

Аппроксимирующие поверхности для коэффициента η_2 по результатам CFD-моделирования согласно уравнению (6) и экспериментальные результаты (погрешность $\pm 0,5\%$) находятся в хорошем соответствии (оценочная точность CFD-данных составляет $\pm 1\%$); почти все интервалы погрешности перекрывают значения на соответствующей аппроксимирующей поверхности; данные аппроксимации коэффициента η_3 , полученные в результате CFD-моделирования при $M = 2$ (1), 2,5 (2), 3 (3), 4 (4), и данные, полученные с помощью датчика 1: $M = 2$ (5), 2,5 (6), 3 (7), 4 (8) и датчика 2: $M = 2,5$ (9); ошибка расчета составляет $3,6 \cdot 10^{-3}$, коэффициент корреляции $R^2 = 0,3249$.

Однако если температура T_0 заметно уменьшается во время запуска трубы, величина η_2 будет варьировать в более широком интервале температур торможения.

Выводы

В настоящей работе были определены экспериментальные и расчетные значения коэффициента восстановления η для клиновидного пленочного термоанемометрического датчика DANTEC 55R31. В экспериментах величина числа Маха изменялась между значениями $M = 2$ и 4, а единичное число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от $Re_1 = 3,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ до $Re_1 = 26,1 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, но не для всех чисел Маха. Температура торможения поддерживалась постоянной для каждого значения числа Маха в диапазоне $T_0 = 289 \pm 7 \text{ К}$. Численное моделирование осуществлялось с использованием коммерческого симулятора второго порядка StarCCM+, в котором был реализован метод конечных объемов, а число Маха и единичное число Рейнольдса варьировались в диапазоне, близком экспериментальному. Моделирование проводилось для трех значений температуры торможения: $T_0 = 259, 289$ и 319 К . Эти экспериментальные и численные результаты использовались для получения аппроксимирующих функций для коэффициента η . Разница между вычисленными и экспериментальными значениями в основном не превышала $0,5\%$, это значение свидетельствует о том, что результаты обоих подходов хорошо согласуются.

На основании экспериментальных данных для коэффициента η_1 полиномами третьего порядка была получена аппроксимационная зависимость в виде функции $\eta_1 = f(Re_1, M, T_0)$. Пренебрежение зависимостью η от Re_1 дает функцию $\eta_2 = f(M, T_0)$, которая также представляет собой полиномиальную функцию третьего порядка относительно M и второго порядка относительно T_0 . В то время как аппроксимации η_1 и η_2 основаны на данных, полученных в весьма ограниченном интервале температур торможения, аппроксимация $\eta_2 = f(Re_1, M, T_0)$ представляет собой полиномиальную аппроксимацию, основанную

на численных результатах с температурой T_0 , изменяющейся в гораздо более широком интервале. Какая из моделей лучшим образом подойдет для описания экспериментальных данных зависит от эксперимента. Аппроксимации η_1 и η_2 применимы в тех случаях, когда температура T_0 постоянна и равна 290 К. Аппроксимацию η_2 следует использовать, когда температура торможения понижается за время работы аэродинамической трубы. Экспериментально полученные зависимости η от Re_1 , M и T_0 довольно слабы. Эти зависимости для аппроксимирующих функций η_1 и η_2 являются более сильными, но результаты аппроксимации могут демонстрировать нефизичное поведение.

Авторы благодарят обслуживающий персонал установки Т-325 Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН.

Список литературы

1. **Gaisbauer U., Weigand B.** Structure and recent results of the research training group GRK 1095/2: «Aerothermodynamic design of a scramjet propulsion system» — an overview of the second working phase // 15th Intern. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR) ISBN 978-5-98901-085-1, 2010. P. 97–98.
2. **Hanks J.M., Murphy J.S., Mutzman R.C.** The X-51A scramjet engine flight demonstration program // 15th AIAA Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf. // AIAA Paper 2008–2540. 2008.
3. **Tang M., Chase R.L.** The quest for hypersonic flight with air-breathing propulsion // 15th AIAA Intern. Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conf. AIAA Paper. 2008. No. 2008–2546.
4. **Tian L., Chen L.H., Chen Q., Zhong F.Q., Chang X.Y.** Engine performance analysis and optimization of a dual-mode scramjet with varied inlet conditions // Acta Mechanica Sinica. 2015. Vol. 32, No. 1. P. 75–82.
5. **Babinsky H., Ogawa H.** SBLI control for wings and inlets // Shock Waves. 2008. Vol. 18. P. 89–96.
6. **Ganapathisubramani B., Clemens N.T., Dolling D.S.** Low-frequency dynamics of shock-induced separation in a compression ramp interaction // J. Fluid Mech. 2009. Vol. 636. P. 397–425.
7. **Huete C., Urzay J., Sanchez A.L., Williams F.A.** Weak-shock interactions with transonic laminar mixing layers of fuels for high-speed propulsion // AIAA J. 2016. Vol. 54, No. 3. P. 966–979.
8. **Lau K.Y.** Hypersonic boundary-layer transition: application to high-speed vehicle design // J. Spacecraft Rockets. 2008. Vol. 45, No. 2. P. 176–183.
9. **Lee Y., Hafenrichter E.S., Dutton J.C., Loth E.** Skin friction measurements for recirculation normal-shock/boundary-layer interaction control // AIAA J. 2004. Vol. 42, No. 4. P. 806–814.
10. **Дьяков С.П.** Взаимодействие ударных волн со слабыми возмущениями // Журнал экспериментальной и технической физики. 1957. Т. 33, вып. 4 (10). С. 948–974.
11. **Donzis D.A.** Amplification factors in shock-turbulence interactions: effect of shock thickness // Phys. Fluids. 2012. Vol. 24. P. 011705-1–011705-6.
12. **Fabre D., Jacquin L., Sesterhenn J.** Linear interaction of a cylindrical entropy spot with a shock // Phys. Fluids. 2001. Vol. 13, No. 8. P. 2403–2422.
13. **McKenzie J.F., Westphal K.O.** Interaction of linear waves with oblique shock waves // Phys. Fluids. 1968. Vol. 11, No. 11. P. 2350–2362.
14. **Ribner H.S.** Convection of a pattern of vorticity through a shock wave // NACA Report No. 1164. 1954.
15. **Kovácsnay L.** The hot-wire anemometer in supersonic flow // J. Aero. Sci. 1950. Vol. 17. P. 565–573.
16. **Morkovin M.** Fluctuations and hot-wire anemometry in compressible flow // AGARDograph. 1956. Vol. 24. 102 p.
17. **Durst F., Melling A., Whitelaw J.H.** Principles and practice of laser-doppler anemometry. London: Academic Press, 1976. 412 p.
18. **Raffel M., Willert C., Wereley S., Kompenhans J.** Particle image velocimetry — a practical guide; second ed. Berlin: Springer-Verlag Heidelberg, 2007. 448 p.
19. **Bruun H.H.** Hot-wire anemometry. N.Y.: Oxford University Press, 1995. 507 p.
20. **Seiner J.M.** The wedge hot-film anemometer in supersonic flow // Nasa Tech. Rep. 2134. 1983.
21. **Ling S.C., Hubbard P.G.** The hot-film anemometer: a new device for fluid mechanics research // J. Aero. Sci. 1956. Vol. 23. P. 890–891.
22. **Bankoff S.G., Rosler R.S.** Constant-temperature hot-film anemometer as a tool in liquid turbulence measurements // Rev. Sci. Instrum. 1962. Vol. 33, No. 11. P. 1209–1212.
23. **Bellhouse B.J., Schultz D.L.** The determination of fluctuating velocity in air with heated thin film gauges // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 29, part 2. P. 289–295.
24. **Nelson E.W., Borgos J.A.** Dynamic response of conical and wedge type hot films: comparison of experimental and theoretical results // TSI Quarterly. 1983. Vol. 9, No. 1. P. 3–10.
25. **Brison J.F., Charnay G., Compte-Bellot G.** Calcul des transferts thermiques entre film-chaud et substrat par un modele a deux dimensions: prevision de la response dynamique de sondes usuelles // Int. J. Heat Mass Transfer, 1979. Vol. 22, No. 1. P. 111–119.

26. **Demetriades A.** Frequency response of constant-current film anemometers // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1993. Vol. 36, No. 1. P. 231–232.
27. **Sheplak M.** Design, validation and testing of a hot-film anemometer for hypersonic flow. (Dissertation). Syracuse University, 1995.
28. **Sheplak M., Spina E.F., McGinley C.B.** Characterization of a hot-film probe for hypersonic flow // *AIAA Paper* 95–6110. 1995.
29. **Krause M., Gaisbauer U., Kraemer E., Yermolaev Y.G., Kosinov A.D.** Static calibration of wedge hot-film probe and determination of sensitivities for modal analysis in T-325 supersonic wind tunnel // 17th Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR), Novosibirsk, Russia, 2014. URL: http://www.itam.nsc.ru/users/libr/eLib/confer/ICMAR/2014/pdf/Krause%20et%20al_209.pdf
30. **Lenz B.B.** Experimental investigation of fluctuations in supersonic boundary layers via hot-wire anemometry. (Dissertation 2010/2644). München: University of Stuttgart, 2010. 161 p.
31. **Behrens W.** Total temperature thermocouple probe based on recovery temperature of circular cylinder // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1971. Vol. 14, No. 10. P. 1621–1630.
32. **Dewey C.F.Jr.** A correlation of convective heat transfer and recovery temperature data for cylinders in compressible flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1965. Vol. 8. P. 245–252.
33. **Hirschberg A., van Muiswinkel J.C.** A correlation of recovery temperature data for cylinders in a compressible flow at high Reynolds numbers // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1977. Vol. 20. P. 669–674.
34. **Shapiro A.H.** The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow. Vol. II. Front cover. New York: The Ronald Press Company, 1954. 1185 p.
35. **Demetriades A., Anders S.G.** Characteristics of hot-film anemometers for use in hypersonic flows // *AIAA J.* 1990. Vol. 28, No. 11. P. 2003–2005.
36. **Kosinov A.D., Semionov N.V., Yermolaev Y.G.** Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel. Novosibirsk, 1999. 24 p. (Preprint No 6-99 / Russian Academy of Sci., Siberian Division. Inst. of Theoretical and Applied Mechanics).
37. **P.J. Roache**, Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1997. Vol. 29. P. 123–160.
38. **Celik I.B., Ghia U., Roache P.J., Freitas C.F., Coleman H., Raad P.E.** Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications // *J. Fluids Eng.* 2008. Vol. 130. P. 078001-1–078001-4.
39. **White F.M.** Viscous fluid flow. New York: McGraw-Hill, 2006. 629 p.
40. **Verein Deutscher Ingenieure (VDI)**, VDI-Waermeatlas, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieure (GVC). Berlin: Springer Verlag, 2006.
41. **Kuchling H.** Taschenbuch der physik. Munich: Fachbuchverlag Leipzig, 2004. 711 s.
42. **Kosinov A.D., Yermolaev Y.G.** Calibration and comparative measurements of hot-wire and hot-film probes for noise level detection in supersonic flow // Interim report on cooperative agreement with Institute of Aero- and Gas Dynamics (IAG), Stuttgart, FRG, by: Siberian Division, Russian Academy of Sci., Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Novosibirsk, Russia, 2001. 31 p.

*Статья поступила в редакцию 25 января 2016 г.,
после доработки — 22 апреля 2016.*