

УДК. 536.24:532.526

Вихревая картина турбулентного обтекания и теплообмен одиночного куба на плоской поверхности при различных углах атаки*

В.И. Терехов¹, А.И. Гныря², С.В. Коробков²

¹*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
Новосибирск*

²*Томский государственный архитектурно-строительный университет*

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Приведены результаты экспериментальных исследований конвективного теплообмена от одиночного куба, расположенного на плоской поверхности, при различных углах атаки к набегающему потоку и при вариации числа Рейнольдса. Методами визуализации изучен характер вихреобразования и влияние структуры течения на теплоперенос при отрывном обтекании куба. Исследована локальная и осредненная по отдельным граням, а также по всей боковой поверхности куба теплоотдача. Определен вклад различных граней куба в суммарную теплоотдачу в зависимости от угла атаки. Проведено сравнение полученных данных с имеющимися в литературе. Анализируются причины имеющихся отличий, обусловленных влиянием большого числа факторов — толщины пограничного слоя, уровня турбулентности набегающего потока, стесненности канала и др.

Ключевые слова: куб, угол атаки, вихревая структура, теплообмен, отрыв потока.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к проблеме тепломассообмена плохообтекаемых тел возник давно в связи с обширными практическими приложениями. Наиболее важными из них являются аэродинамика зданий и сооружений архитектуры, а также большое число элементов строительных конструкций в момент их возведения, солнечные коллекторы и др. Новый импульс развитие исследований в этом направлении получило при решении проблем охлаждения микроэлектроники и особенно суперкомпьютеров. Как правило, конструкция подобных устройств представляет собой матричную систему параллелепипедов (чипов), расположенных в определенном порядке на плоской поверхности (плате). Данные препятствия являются достаточно крупными и не могут рассматриваться как элементы шероховатой поверхности, поэтому для анализа аэродинамики и теплообмена таких сложных систем весьма полезными будут данные об обтекании одиночных трехмерных преград.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-00523-а).

Среди большого числа плохообтекаемых препятствий куб имеет относительно простую форму и изучение его аэродинамики может стать первым этапом исследования более сложных тел, как это продемонстрировано в работе [1]. В литературе имеется достаточно большое число опытных работ, посвященных изучению структуры течения и тепломассообмена плохообтекаемых тел, таких как пластины ограниченных размеров, ориентированные под различными углами к потоку [2], квадратные призмы большого удлинения (двумерное поперечное обтекание) [3–5], а также непосредственно и кубы [6–12]. Сопоставление данных этих работ по средней теплоотдаче свидетельствует о значительном (более 100 %) их разбросе [13]. Это осложняет возможность создания надежного метода расчета интенсивности как среднего, так и локального теплообмена. В то же время обтекание куба является одной из классических задач аэродинамики и теплообмена, по данным которых тестируются новые модели турбулентных течений различного уровня [14–20].

Обтекание куба потоком воздуха имеет ряд особенностей. Наличие пространственных отрывных зон, подковообразных вихрей, формирующихся в области сопряжения куба с плоскостью, создают сильные неравномерности в распределении коэффициентов теплоотдачи как по периметру куба, так и по высоте. Выявление и описание зон с повышенной теплоотдачей является важным элементом прогнозирования теплового состояния различных конструкций, поэтому проведение измерений локальной теплоотдачи является необходимым этапом моделирования тепловых потерь от изделий сложной формы.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований картины течения, локальной, осредненной по отдельным граням, а также по всей поверхности теплоотдачи от одиночного куба, расположенного под различными углами атаки к набегающему потоку. Основное внимание уделено анализу сложной вихревой структуры, образующейся при отрыве потока, и ее влиянию на распределение локального теплообмена, а также интегральных его значений как по отдельным граням, так и по всей поверхности куба.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Подробное описание опытного стенда и методик измерения приведено в работе [21]. Опыты проводились на аэродинамической трубе стенда разомкнутого типа, работающей на всасывание. Поперечное сечение входного сопла имеет квадратную форму размерами 1040×1040 мм². Конфузорная часть со степенью поджатия потока $n = 6,25$ имела длину 1000 мм. Профиль скорости на входе в рабочий канал был равномерным, а максимальная степень турбулентности не превышала $Tu \leq 0,5$ % в диапазоне скоростей потока $U_0 = 1 \div 20$ м/с. Рабочий канал, в котором располагались исследуемые модели, имел поперечное сечение 400×400 мм и длину 1050 мм. Воздух в рабочий канал засасывался из лабораторного помещения с помощью вентилятора высокого давления мощностью 75 кВт. Для уменьшения возможного влияния вентилятора и регулирующих заслонок на качество потока в канале они располагались на большом удалении от рабочей части (~6 м), а трубопроводы соединялись с помощью гибких вставок.

Опытная модель представляла собой куб со стороной $L = 150$ мм. Модель располагалась непосредственно на дне рабочего канала на поворотной платформе, что позволяло изменять угол атаки (рис. 1) в пределах $\varphi = \pm 45^\circ$ с интервалом 5° . Загромождение сечения канала изменялось в зависимости от угла поворота модели в диапазоне $\sim 14 \div 20$ %.

Модель устанавливалась на расстоянии 400 мм от начала рабочей части так, что толщина турбулентного пограничного слоя перед моделью была равной

Рис. 1. Схема обтекания куба на поверхности.

$\delta = 20 \div 30$ мм. Число Рейнольдса, рассчитанное по размеру грани куба, варьировалось в опытах в диапазоне $Re = U_0 L / \nu = 4 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5$.

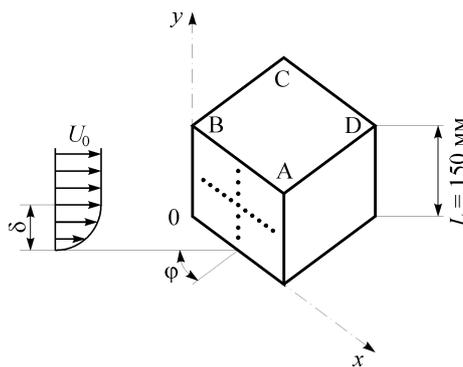
В экспериментах использовались три рабочие модели с одинаковыми внешними размерами. Первая была изготовлена из оргстекла и служила для проведения визуализационных исследований. Все поверхности куба, а также дно канала оклеивались бумагой, на которую перед опытом наносился специально подобранный состав смеси типографской краски и масла. Время эксперимента подбиралось опытным путем, и после обдува модели высушивались и фотографировались. Тем самым определялись характерные линии растекания и масштабы отрывных зон, что позволяло судить о трехмерной вихревой структуре обтекания куба при различных углах атаки. С использованием этого же участка производилась визуализация течения с помощью дымового генератора. Боковые стенки рабочего канала при этом были прозрачными и через них осуществлялась фото- и видеорегистрация процесса отрывного обтекания.

Вторая модель предназначалась для изучения полей давления как на поверхности куба, так и на дне рабочего канала до и после куба. Отверстия для отбора давления диаметром 0,5 мм просверливались по нормали к поверхности в вертикальном и горизонтальном направлениях с шагом 8 мм. Измерения перепада давления производились дифференциальным многоканальным микроманометром с ценой деления 1 Па. В качестве опорного было взято статическое давление в канале для невозмущенного течения.

Каркас модели для изучения конвективного теплообмена выполнялся из пенопласта, покрытого листами малотеплопроводного текстолита толщиной 10 мм. Поверх него равномерно наматывался омический нагреватель из нихромовой проволоки $d \sim 1$ мм и шагом ~ 5 мм. Поверх нагревателя через слой слюды с $\delta \sim 0,1$ мм устанавливались алюминиевые пластины толщиной 1,2 мм, которые и составляли внешний контур куба. Одна из его граней служила для измерения распределения температур с помощью хромель-копелевых термопар из провода 0,2 мм, заделанных заподлицо с поверхностью. Коэффициент теплоотдачи определялся в 10 точках по вертикали и в 10 — по горизонтали в срединных сечениях измерительной грани куба с равномерным шагом. Для получения полей температур и соответственно коэффициентов теплоотдачи по всей поверхности куба модель последовательно поворачивалась на 90° . Измерение термоэдс осуществлялось многоканальным автоматизированным АЦП с погрешностью измерения разности температуры стенки и набегающего потока, не превышающей $0,1^\circ$. Плоскость, на которой располагался куб, — адиабатическая.

На теплообменных поверхностях куба выполнялось граничное условие $q_w = \text{const}$. Достоверность этого условия проверялась в тестовых экспериментах [22]. Омический нагрев модели осуществлялся подачей регулируемого напряжения переменного тока так, чтобы максимальный перегрев стенки относительно потока не превышал 40° . Локальное значение коэффициента теплоотдачи определялось по формуле

$$\alpha = q_w / (T_{w_i} - T_0), \quad (1)$$



где $q_W = q_{эл} - q_{пот}$, а $q_{эл}$ — суммарная плотность теплового потока, подводимого электрическим нагревателем, $q_{пот}$ — тепловые потери за счет излучения, свободной конвекции и теплопроводности. Данные теплотери определялись расчетным образом и учитывались при обработке опытных данных. Максимальная погрешность измерения коэффициента теплоотдачи по сделанным оценкам [22] составляла 7,3 %.

Суммарный коэффициент теплоотдачи определялся интегрированием локальных распределений по всей поверхности грани

$$\bar{\alpha} = 1/L^2 \iint \alpha_{ij} \cdot dX \cdot dY, \quad (2)$$

где α_{ij} — локальное значение коэффициента теплоотдачи. При интегрировании (2) полагалось, что относительные профили температур в горизонтальных сечениях подобны между собой и совпадают с измеренным профилем в среднем по высоте куба значении. Такое осреднение завышало погрешность определения $\langle \alpha \rangle$ до 9,7 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВИЗУАЛИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Картины сажемасляной визуализации обтекания куба при углах атаки $\phi = 0^\circ$ и 45° и числе Рейнольдса $Re = 2 \cdot 10^4$ показаны на рис. 2 и 3. Они дают наглядную информацию о структуре трехмерных отрывных потоков. Эти данные были дополнены также результатами визуализации “двумерного” режима поперечного обтекания квадрата в узкой щели с использованием метода оптически активной жидкости [12, 13]. Отметим, что подобные картины течения наблюдались и рядом других исследователей [1, 6, 8, 9].

Структура формирования трехмерных отрывных потоков при обтекании одиночного куба потоком воздуха имеет ряд особенностей. Имеются две общие закономерности структуры отрывного потока, наблюдаемые при всех углах атаки: образование подковообразных вихрей вокруг куба и появление обширного сводообразного вихря в области над кубом и позади его. Эти общие особенности преобладают для всех углов атаки воздушного потока, поскольку углы атаки воздушного потока 0 и 45° являются крайними случаями ориентации куба в воздушном потоке. Пограничный слой, образующийся на пластине, приближаясь к вертикально установленной грани куба, подвергается трехмерному разделению. Область течения в непосредственной близости от куба характеризуется наличием подковообразного вихря, возникающего на передней грани и простирающегося вдоль боковых граней куба в направлении вниз по течению. Вблизи подковообразного вихря поток имеет неустойчивый характер. Масштаб подковообразного вихря примерно такой же, что и толщина пограничного слоя свободного потока. На боковых гранях наблюдается рециркуляция течения. Эти вихри покрывают значительную часть боковых поверхностей. Картины сажемасляной визуализации свидетельствуют о неустойчивом, с периодическими пульсациями течения, возникающем несколько ниже по потоку от углов боковых граней, где внутренний подковообразный вихрь имеет значительную кривизну и происходит его

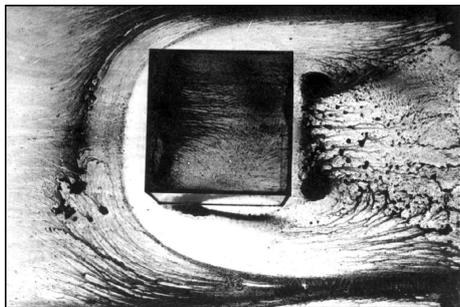


Рис. 2. Сажемасляная визуализация обтекания куба.

$\phi = 0^\circ, Re = 2 \cdot 10^4$.

поворот. Образование зоны рециркуляции на боковых гранях происходит из-за срыва потока на передней грани и повторного его присоединения с образованием отрывного пузыря. В области за кубом образуется сводообразный вихрь. Его отпечатки на подложке в результате визуализации обнаружены в виде двух противоположных вращающихся вихрей. Верхняя грань куба охвачена зоной отрыва, которая начинается около переднего края верхней грани. Это хорошо прослеживается на рис. 2, где отображены линии тока на крышке куба. Исследование для случая обтекания куба потоком воздуха при угле атаки $\phi = 45^\circ$ (рис. 3) показало, что помимо общих особенностей течение имеет и ряд отличий. Как видно из рисунка, на верхней грани куба образуются два конусообразных вихря в виде Λ -структуры. Они совершают спиральное вращение. Эти вихри своими вершинами наклонены к направлению потока. В отличие от случая обтекания, при нулевом угле атаки поток около боковых граней куба в основном установившийся и движется строго вперед без разделения. Течение приобретает клинообразный характер, а поток, смежный с передними боковыми гранями, движется строго вниз, показывая типичные характеристики присоединяющегося пограничного слоя. Как при угле атаки воздушного потока $\phi = 0^\circ$, так и при $\phi = 45^\circ$, за кубом образуется сводообразный вихрь в виде двух противоположно вращающихся вихрей. При угле атаки $\phi = 0^\circ$ на передней грани в центральной области существует застойная зона высокого давления и в этой зоне, как показали тепловые исследования, наблюдается минимальный теплообмен. Застойное течение ускоряется в радиальном направлении от центра к внешним углам, что приводит к увеличению теплообмена от центра к периферии. Ниже центральной зоны наблюдается вихревое течение с высоким теплообменом, что обусловлено образованием подковообразного вихря в нижней части передней грани. Боковые грани находятся в области рециркуляции, где теплообмен увеличивается к задним ребрам граней, находящимся ниже по течению. Очень высокий теплообмен наблюдается в нижней части боковых граней, где течение имеет неустойчивый характер.

Позади куба в районе задней грани наблюдается сильное влияние сводообразного вихря. В этой области преобладает турбулентное течение, следствием чего является достаточно однородный теплообмен. Здесь также центральная область грани находится в застойной зоне, где теплообмен минимальный, а к внешним углам теплообмен увеличивается. При угле атаки $\phi = 45^\circ$ течение имеет симметричный характер. На передних гранях линии течения направлены по диагонали от верхнего угла ребра граней к нижнему углу заднего ребра этих граней. Такое направление линий предполагает, что максимум теплообмена находится у смежного ребра передних граней, а минимум у задних смежных ребер этих граней.

На задних гранях течение находится под влиянием сводообразного вихря. Здесь линии потока направлены от верхнего угла ребра, находящегося выше по течению, к нижнему углу смежного ребра задних граней. В этом же направлении предполагается и увеличение теплообмена.

Если объединить результаты саже-масляной визуализации и визуализации методом оптически активной жидкости,

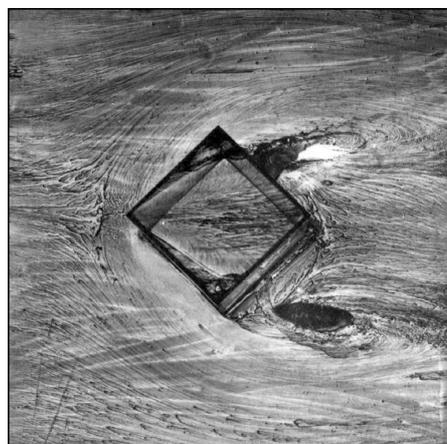


Рис. 3. Обтекание куба.
 $\phi = 45^\circ$, $Re = 2 \cdot 10^4$.

отчетливо различаются четыре режима течения воздуха вдоль граней одиночного куба, установленного на плоскости:

- отрывное течение является симметрично разделенным относительно продольной оси потока при угле атаки воздушного потока $\phi = 0^\circ$,
- отрыв является асимметричным при углах атаки от $\phi = 0 \div 45^\circ$,
- отрыв сопровождается повторным присоединением потока при углах атаки $\phi = 15 \div 40^\circ$,
- течение имеет клинообразную структуру при углах атаки $\phi = 40 \div 45^\circ$.

Эти особенности потока, обтекающего куб при различных углах атаки воздушного потока, хорошо согласуются с данными работ [6, 8–11] и других исследователей. Соответственно специфика формирования потоков при различных углах проявляется на распределении локальных характеристик теплообмена на различных поверхностях куба при вариации углов атаки и чисел Рейнольдса.

ЛОКАЛЬНАЯ ТЕПЛОТДАЧА КУБА ПО ВЫСОТЕ КУБА

Распределения коэффициентов теплоотдачи по высоте куба для различных его граней при нулевом угле атаки и угле 45° демонстрируются на рис. 4. При нулевом угле атаки (рис. 4, *a*) на лобовой (A-B) и кормовой (C-D) сторонах куба в области его основания, где формируется подковообразный вихрь и вихревая дорожка ($y/L \leq 0,3$), наблюдается сильное изменение теплообмена, где он заметно выше, чем на верхней его части. При этом относительные значения коэффициента теплоотдачи на лобовой и кормовой гранях изменяются подобным образом.

Абсолютные же величины теплопереноса на этих гранях сильно отличаются. На боковых гранях (B-C) теплообмен по высоте куба практически постоянен, и он соответствует средней теплоотдаче от всей поверхности грани (B-C), что говорит о преобладающем влиянии конвективного механизма теплопереноса в этой области.

При углах атаки $\phi = 45^\circ$ (см. рис. 4, *b*) интенсивность теплообмена на наветренной (A-B) и подветренной (B-C) гранях близки между собой и, что особенно важно, изменение его по высоте практически такое же, как и на лобовой и кормовой поверхностях куба при нулевом угле атаки (см. рис. 4, *b*). Отмеченное подобие коэффициентов переноса наблюдается и при других числах Рейнольдса и может быть использовано при инженерных оценках локальных неоднородностей температур или тепловых потоков при турбулентном обтекании куба.

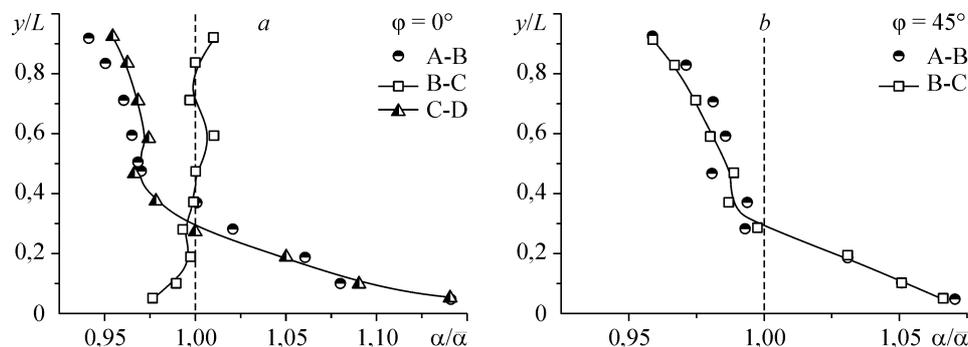


Рис. 4. Относительные локальные коэффициенты теплоотдачи по высоте куба для угла атаки от $\phi = 0^\circ$ (*a*) и 45° (*b*) и различных граней. $Re = 8,5 \cdot 10^4$.

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ТЕПЛОБМЕН ПРИ $\phi = 0^\circ$ И $\phi = 45^\circ$

Наиболее детально в литературе локальный теплообмен куба на плоскости изучался для двух предельных углов атаки $\phi = 0$ и $\phi = 45^\circ$ [1, 5–11, 13]. При этом опытные данные отличаются между собой в 2-3 раза [22]. Поэтому изучению характеристик теплообмена для данных углов в настоящей работе было уделено особое внимание.

На рис. 5 представлено изменение коэффициента теплоотдачи по периметру куба в сечении, отстоящем на половине его высоты ($y/L = 0,5$), при различной скорости набегающего потока. При нулевом угле атаки (см. рис. 5, а) плоскость А-В расположена нормально к потоку, и коэффициент теплоотдачи здесь практически постоянен. Слабо он изменяется и в кормовой зоне С-Д, но величина его существенно ниже, чем на плоскости торможения потока. Наиболее интенсивно теплообмен протекает на боковых поверхностях куба (границы В-С и D-А). Причем распределение α немонотонно по продольной координате, что обусловлено срывом потока с передней кромки и повторным его присоединением. При малых скоростях обтекания отличия в коэффициентах теплоотдачи нивелируются.

Если куб повернут к потоку на $\phi = 45^\circ$ (см. рис. 5, б), то максимум теплообмена достигается на передней кромке клина. Далее, по мере роста толщины пограничного слоя и стабилизирующего влияния дельтаобразных вихрей, теплоотдача сильно понижается и достигает значений, близких кормовой зоне куба, обтекаемого нормально направленным потоком воздуха (см. рис. 5, а). Слабая зависимость интенсивности теплообмена в кормовой зоне от формы плохобтекаемых тел показана в многочисленных экспериментах и в частности [1, 2, 23]. Если обратиться к результатам визуализации (см. рис. 2, 3), то можно видеть много сходных черт вихреобразования в кормовой зоне при изменении угла атаки, что в итоге приводит к выравниванию интенсивности теплообмена.

Опытные данные по относительному коэффициенту теплоотдачи по периметру куба представлены на рис. 6. В качестве масштаба выбрано среднее значение $\bar{\alpha}$ по всем граням куба. При $\phi = 0^\circ$ опытные данные для различных чисел Рейнольдса расслаиваются между собой, что говорит об отсутствии подобия по этому параметру. Кроме отмеченных выше особенностей поведения теплоотдачи на различных гранях куба следует сказать, что вклад лобовой и кормовой зон в интегральный теплообмен куба ослабевает с ростом числа Рейнольдса. Для боковых поверхностей имеет место обратная тенденция. В целом же локальная неоднородность теплообмена вдоль периметра куба при $\phi = 0^\circ$ достигает $\sim 75 \div 100 \%$, и с увеличением числа Re она возрастает.

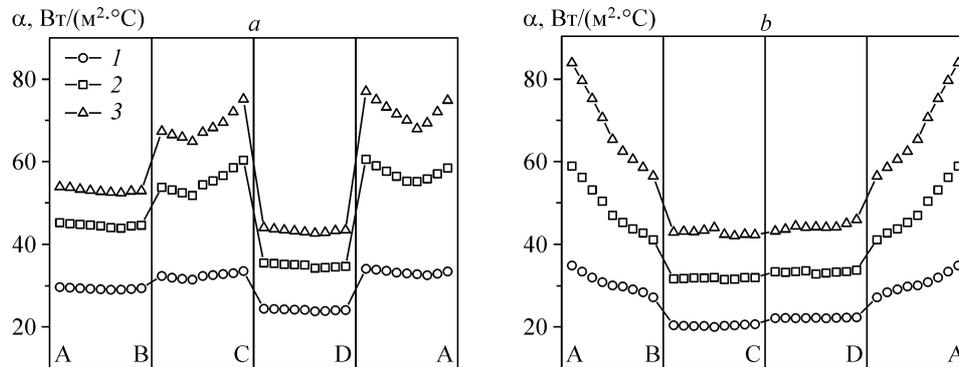


Рис. 5. Распределение локального коэффициента теплоотдачи по периметру куба при вариации числа Re .

$\phi = 0^\circ$ (а), 45° (б). $Re = 4,2 \cdot 10^4$ (1), $8,5 \cdot 10^4$ (2), $1,2 \cdot 10^5$ (3).

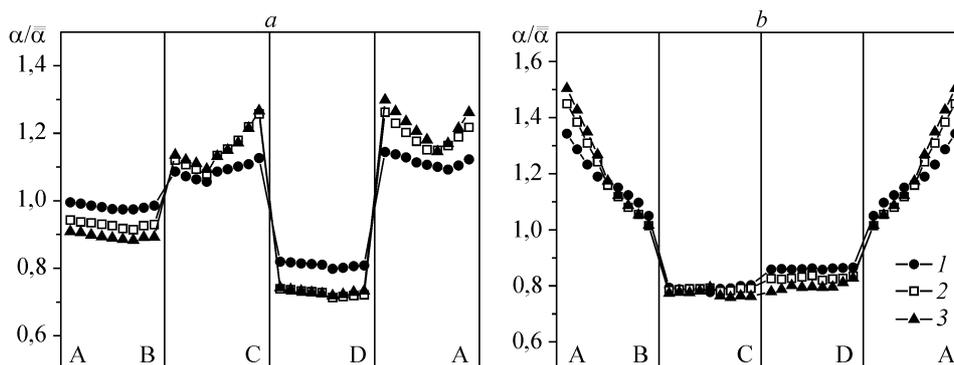


Рис. 6. Распределение относительного коэффициента теплоотдачи по граням куба в зависимости от числа Re .
 $\phi = 0^\circ$ (a), 45° (b). $Re = 4,2 \cdot 10^4$ (1), $8,5 \cdot 10^4$ (2), $1,2 \cdot 10^5$ (3).

При больших углах атаки (рис. 6, b, $\phi = 45^\circ$) опытные данные имеют тенденцию к обобщению, что говорит о возможности использования подобия при моделировании теплообмена в диапазоне исследованных условий.

Осредненные по граням, а также средние по всему кубу числа Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса для угла атаки $\phi = 0^\circ$ и 45° показаны соответственно на рис. 7, a, b. Отметим несколько характерных особенностей. При $\phi = 0^\circ$ в силу симметрии течения теплоотдача на обоих боковых гранях В-С и D-A одинакова и выше, чем на фронтальной А-В и кормовой С-D гранях. Средняя же теплоотдача от всего куба приближается к значению интенсивности теплообмена от фронтальной поверхности куба. Характер обтекания при угле атаки $\phi = 45^\circ$ имеет по сравнению с $\phi = 0^\circ$ существенно иной вид, поэтому происходит значительное перераспределение коэффициентов теплоотдачи по граням. Однако средняя теплоотдача от всего куба изменяется не сильно относительно случая течения при $\phi = 0^\circ$, и ее значение близко к теплоотдаче при поперечном обтекании круглого цилиндра [24], расчетные зависимости которой нанесены на рис. 7 пунктирными линиями.

Известные экспериментальные данные [8, 10] сопоставляются с результатами настоящей работы (см. рис. 7). В целом можно отметить их качественную корреляцию между собой и особенно по углу наклона зависимости $Nu = f(Re)$. Некоторые возможные причины количественного отличия будут рассмотрены ниже.

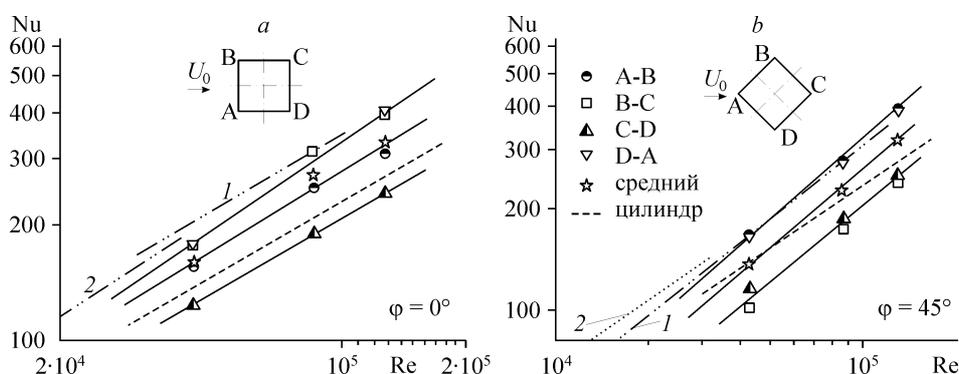


Рис. 7. Осредненный по граням куба теплообмен.
 Массообмен [8] (1), теплообмен [10] (2).

**ВЛИЯНИЕ УГЛА АТАКИ НА ТЕПЛОБМЕН КУБА.
ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Изменение угла атаки набегающего потока приводит к принципиальной перестройке структуры турбулентного потока, что в свою очередь вызывает изменение тепловой картины и значительной неравномерности распределения коэффициента теплообмена по периметру куба. Такие данные представлены на рис. 8 в виде зависимости локальных чисел Нуссельта от угла атаки воздушного потока при фиксированном числе Рейнольдса $Re = 8,5 \cdot 10^4$.

Эти данные можно условно разделить на две группы: малые $\varphi = 0 \div 15^\circ$ (см. рис. 8, *a*) и большие углы атаки $\varphi = 20 \div 45^\circ$ (см. рис. 8, *b*). Как следует из рис. 8, *a*, теплоотдача от боковых граней В-С и D-A существенно выше, чем от лобовой А-В и кормовой С-D граней куба. Причем наименее интенсивно процессы теплообмена протекают в кормовой застойной области. Подобная картина имеет сходные черты с данными по теплоотдаче и других плохообтекаемых тел: пластины в поперечном потоке [2], прямоугольных и наклонных каверн [25], ребер, уступов и других вихрегенераторов [26].

При небольших углах атаки характер изменения α по периметру практически остается тем же, что и при $\varphi = 0^\circ$. С ростом угла атаки воздушного потока теплообмен на лобовой А-В и кормовой С-D гранях постепенно увеличивается, а на боковых гранях В-С и С-D уменьшается. Предельным углом перехода между этими режимами, как следует из рис. 8, *a*, *b*, является угол атаки $\varphi = 15^\circ$, а наибольшая неравномерность в распределении коэффициента теплоотдачи наблюдается при угле атаки $\varphi = 45^\circ$. На плоскости В-С в области промежуточных углов атаки теплоотдача выше, чем на смежной плоскости С-D, а отклонение от постоянного значения α имеет место только при некоторых промежуточных углах атаки $\varphi = 20 \div 30^\circ$, когда наблюдается ярко выраженный нестационарный режим обтекания.

Опытные данные по среднему теплообмену всех граней куба обобщены в виде критериального соотношения

$$\overline{Nu} = C1 \cdot Re^{C2}.$$

Значения коэффициентов $C1$ и $C2$ для различных углов атаки, боковых граней и всего куба представлены в таблице. Величина показателя степени $C2$ при числе Рейнольдса характеризует режим течения и в соответствии с данными таблицы изменяется от ламинарного до развитого турбулентного $C2 \sim 0,5 \div 0,8$. Более наглядно

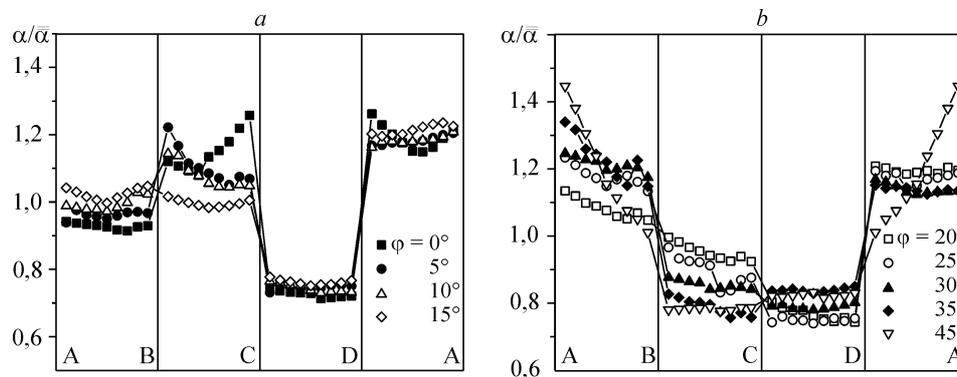


Рис. 8. Распределение числа Нуссельта по периметру куба в зависимости от угла атаки воздушного потока ($Re = 8,5 \cdot 10^4$).

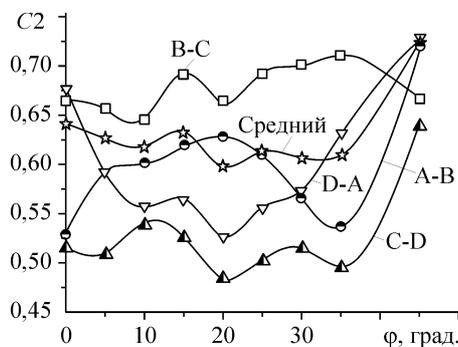
Таблица

Значения коэффициента $C1$ и показателя степени $C2$ в выражении $Nu = C1 \cdot Re^{C2}$

Угол атаки	$\varphi = 0^\circ$		$\varphi = 5^\circ$		$\varphi = 10^\circ$		$\varphi = 15^\circ$	
	C1	C2	C1	C2	C1	C2	C1	C2
Грани								
А-В	0,682	0,527	0,3465	0,591	0,3428	0,6	0,2921	0,618
В-С	0,1775	0,664	0,1892	0,655	0,2086	0,645	0,1202	0,691
С-Д	0,6103	0,518	0,6866	0,509	0,4928	0,54	0,6073	0,527
Д-А	0,1609	0,676	0,4227	0,591	0,6484	0,555	0,6036	0,564
По всему кубу	0,9638	0,641	0,969	0,626	0,9773	0,617	0,9838	0,632

Угол атаки	$\varphi = 20^\circ$		$\varphi = 25^\circ$		$\varphi = 30^\circ$		$\varphi = 35^\circ$		$\varphi = 45^\circ$	
	C1	C2								
Грани										
А-В	0,2735	0,627	0,3587	0,609	0,5762	0,564	0,766	0,536	0,0906	0,718
В-С	0,1553	0,664	0,1054	0,691	0,0878	0,7	0,0723	0,709	0,1195	0,655
С-Д	0,9337	0,485	0,7825	0,502	0,6881	0,515	0,8745	0,495	0,2119	0,609
Д-А	0,888	0,527	0,6346	0,555	0,5012	0,573	0,5012	0,631	0,082	0,727
По всему кубу	0,9816	0,598	0,9889	0,612	0,9968	0,605	0,9938	0,611	0,9969	0,725

влияние особенностей течения в окрестности различных граней на закономерности теплообмена демонстрируется на рис. 9. Здесь представлено изменение коэффициента $C2$ в зависимости от угла атаки φ . Отметим сложный характер изменения показателя степени $C2$ от угла атаки. Проанализируем основные особенности закономерностей поведения теплообмена на рис. 9. Как видно, величина показателя степени при Re лежит в диапазоне $C2 \sim 0,5 \div 0,8$. При нулевом угле атаки на лобовой поверхности А-В показатель степени $C2 \approx 0,5$, что характерно для закона теплообмена в точке торможения потока, а некоторое превышение этой величины вызвано влиянием подковообразного вихря у основания куба и пограничного слоя на нижней стенке. На боковых поверхностях В-С и Д-А начинает превалировать диффузионный механизм переноса энергии турбулентности, который характерен



для отрывных потоков, и закон теплообмена описывается известной зависимостью с показателем $C2 = 2/3$. На грани В-С в силу постоянного существования мощного отрыва, эта закономерность сохраняется при всех углах атаки. На наветренной боковой грани Д-А с ростом угла атаки $C2$ снижается, а начиная

Рис. 9. Величина коэффициента $C2$ в соотношении $Nu = C1 \cdot Re^{C2}$.

с $\varphi \approx 20^\circ$ вдоль ее поверхности формируется конвективное течение, которое приводит к увеличению показателя степени, приближаясь к закону для конвективного теплопереноса $C2 \rightarrow 0,8$. К этому же значению стремится $C2$ и для передних граней А-В и D-А при угле атаки $\varphi = 45^\circ$, поскольку вдоль этих граней поток растекается симметрично с передней острой кромки без образования на них отрывных зон.

Суммарный теплообмен от всей поверхности куба проявляет консервативные свойства по отношению к углу атаки и величина $C2$ меняется весьма слабо — $C2 = 0,61 \div 0,64$. Исключение составляют только большие углы атаки ($\varphi \sim 45^\circ$), когда начинает доминировать конвективный теплообмен и величина $C2$ приближается к значению для турбулентного переноса.

Результаты рис. 9 дают наглядное представление о взаимосвязи различных механизмов теплопереноса и согласуются с визуальными наблюдениями. Кроме того, совместно с данными, приведенными в таблице, они позволяют определить интегральный коэффициент теплоотдачи по граням куба, а также и по всей его поверхности.

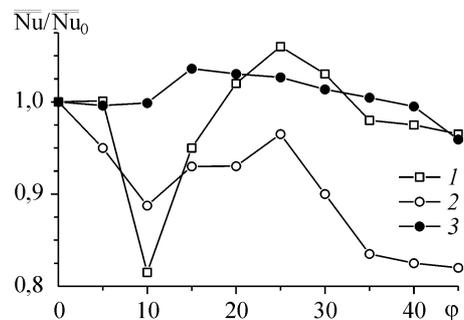
Сопоставление средней теплоотдачи по всей поверхности куба с литературными данными демонстрируется на рис. 10. Результаты опытов на этом рисунке представлены в виде зависимости относительного коэффициента теплообмена $\overline{\overline{Nu}}/\overline{\overline{Nu}}_0$, где $\overline{\overline{Nu}}$ и $\overline{\overline{Nu}}_0$ — средние по всему кубу числа Нуссельта при текущем угле и $\varphi_0 = 0^\circ$ соответственно.

Видно, что результаты экспериментов настоящей работы во всем диапазоне углов дают значения $\overline{\overline{Nu}}/\overline{\overline{Nu}}_0$ достаточно близкие к единице. Здесь же представлены опыты [4] для поперечно-обтекаемого квадратного стержня, а также наиболее близкие к настоящей работе экспериментальные данные [8]. В этих работах обнаружен минимум тепломассообмена ($\sim 15 \div 20\%$) при угле атаки $\varphi = 10^\circ$.

Отличие в опытных данных значительное, и установить его причины в настоящее время представляет собой сложную задачу. Возможным объяснением прежде всего может быть разница в абсолютных размерах моделей (в опытах [4, 8] линейный размер модели составлял $L \sim 30$ и 50 мм соответственно). Кроме того, неодинаковыми были и динамические условия перед призмой (отношение δ/L), а также уровень турбулентности как на входе в канал, так и непосредственно в зоне расположения модели. В работе [8] теплообмен имитировался массообменом с помощью сублимации нафталиновой поверхности и использование аналогии тепломассопереноса для столь сложных течений является недостаточно обоснованным. Поэтому полученные результаты следует квалифицировать как новый вклад в базу данных о теплообмене плохообтекаемых тел. Выяснение же более тонких механизмов турбулентного тепломассопереноса и аэродинамики при обтекании куба турбулентным потоком требует постановки более глубоких и детальных исследований.

Рис. 10. Влияние угла атаки на средний теплообмен от всех граней куба.

1 — опыты [4], квадратная призма, $Re = 3,7 \cdot 10^4$,
 2 — опыты [8], куб, массоотдача, $Re = 8,2 \cdot 10^4$,
 3 — данные настоящей работы, куб, $Re = 8,5 \cdot 10^4$.



ВЫВОДЫ

1. Проведены систематические экспериментальные исследования структуры вихреобразования и теплообмена при обтекании под различными углами куба, расположенного на плоскости, при $Re = 4 \cdot 10^4 \div 1,2 \cdot 10^5$ и $\delta/L = 0,3$.

2. Выявлены зоны с подавлением и интенсификацией локального теплообмена. Показано отсутствие подобия теплоотдачи по числу Рейнольдса практически для всего диапазона углов атаки. Исключение составляют только предельные углы $\varphi \rightarrow 45^\circ$, когда опытные данные имеют тенденцию к обобщению.

В кормовой зоне коэффициент теплоотдачи слабо изменяется по периметру. Исключение составляет область углов атаки $\varphi = 20 \div 30^\circ$, когда имеет место ярко выраженный нестационарный режим обтекания.

3. Получены корреляционные соотношения по средней теплоотдаче для отдельных граней и всего куба. Показано существование различных режимов теплообмена – ламинарного на лобовой грани при малых углах атаки, диффузионного переноса турбулентной энергии для отрывных потоков и развитого турбулентного теплообмена при слабом проявлении отрыва потока. Имеется качественное согласие с результатами других авторов.

4. Установлено, что средний теплообмен от куба слабо зависит от угла атаки набегающего потока. Показано качественное согласие с экспериментальными данными других авторов и анализируются возможные причины имеющихся несоответствий результатов опытных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chyu M.K., Natarajan V. Heat transfer on the base surface of three-dimensional protruding elements // Inter. J. Heat Mass Transfer. 1996. Vol. 39. P. 2925–2935
2. Спэрроу Е., Тьен К. Теплообмен в условиях вынужденной конвекции на квадратной пластине, установленной под углами атаки и рыскания // Теплопередача. 1977. № 4. С. 1–7.
3. Жукаускас А.А., Лейзерон А.Н. Теплоотдача прямоугольного стержня в потоке жидкости // Тр. АН Лит. ССР. Сер. Б. 1967. Т. 4 (51). С. 95–109.
4. Igarashi T. Local heat transfer from a square prism to an air stream // Inter. J. Heat and Mass Transfer, 1986, Vol. 29, No. 5. P. 777–784.
5. Федоров В.К., Литинский Э.М., Шантырь Г.В. Теплообмен при поперечном обтекании квадратной призмы газовым потоком // Строительная теплофизика. М.-Л.: Энергия, 1966. С. 154–161.
6. Castro I.P., Robins A.G. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams // J. Fluid Mech. 1977. Vol. 79, No. 2. P. 307–336.
7. Алимпиев А.И., Арбеньев А.С., Гныря А.И., Мамонов В.Н. Теплообмен при поперечном обтекании квадратной призмы, имеющей гладкую или оребренную поверхность // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1979. № 13, вып. 3. С. 35–39.
8. Natarajan V., Chyu M.K. Effect of flow angle-of-attack on the local heat/mass transfer from a wall-mounted cube // Trans. ASME. J. of Heat Transfer. 1994. Vol. 116. P. 552–560.
9. Meinders E.R., Hanjalic K., Martinuzzi R.J. Experimental study of the local convection heat transfer from a wall-mounted cube in turbulent channel flow // Trans. ASME, J. of Heat Transfer. 1999. Vol. 121. P. 564–573.
10. Nakamura H., Igarashi T., Tsutsui T. Local heat transfer around a wall-mounted cube in turbulent boundary layer // Inter. J. Heat Mass Transfer. 2001. Vol. 44. P. 3385–3395.
11. Nakamura H., Igarashi T., Tsutsui T. Local heat transfer around a wall-mounted cube at 45° to flow in a boundary layer // Inter. J. Heat Fluid Flow. 2003. Vol. 24. P. 807–815.
12. Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В. Конвективный теплообмен куба, установленного на плоскости под различными углами атаки // Тр. ММФ-IV, Минск. Изд-во ИТМО НАНБ, 2000. Т. 1. С. 24–27.
13. Терехов В.И. Структура течения и теплообмен от тел кубической формы, расположенных на плоской поверхности // Тр. XV школы-семинара под рук. акад. А.И. Леонтьева. Калуга. Изд-во МЭИ, 2005. Т. 2. С. 201–207.
14. Yakhot A., Liu H., Nikitin N. Turbulent flow around a wall-mounted cube: A direct numerical simulation // Inter. J. Heat Fluid Flow. 2006. Vol. 27. P. 994–1009.

15. **Исаев С.А., Лысенко Д.А.** Расчет нестационарного обтекания кубика на стенке узкого канала с помощью URANS и модели турбулентности Спаларта-Аллмареса // ИФЖ. 2009. Т. 83, № 3. С. 492–499.
16. **Saha A.K.** Three-dimensional numerical study of flow and Heat transfer from a cube placed in uniform flow // Inter. J. Heat Fluid Flow. 2006. Vol. 26. P. 80–94.
17. **Rathnam G.S., Vengadesan S.** Performance of two equation turbulence models for prediction of flow and Heat transfer over a wall mounted cube // Inter. J. Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 51. P. 2834–2846.
18. **Iaccarino G., Durbin P.** Unsteady 3D RANS Simulations using the V^2 -f model // Center for Turbulence Res., Annual Res. Briefs, 2000. P. 263–269.
19. **Defraeye T., Blocken B., Carmeliet J.** CFD analysis of convective heat transfer at the surface of a cube immersed in a turbulent boundary layer // Inter. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 297–308.
20. **Lakehol D., Rodi W.** Calculation of the flow past a surface — mounted cube with two-layer turbulence model // J. of Wind Engineer and Industr. Aerodynamical. 1997. Vol. 67–68. P. 65–78.
21. **Гныря А.И., Терехов В.И., Коробков С.В.** Результаты визуализации течения воздушного потока вдоль одиночного куба, установленного на плоскости // Вестник ТГАСУ. 2009. № 4. С. 170–178.
22. **Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В.** Моделирование теплопотерь от монолитных конструкций кубической формы // Вестник ТГАСУ. 2000. № 1. С. 204–213.
23. **Ota T.** A Survey of heat transfer in separated and reattached flows // Appl. Mech. Rev. 2000. Vol. 53. P. 219.
24. **Жукаускас А.А., Жюгда И.** Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости // Вильнюс: Моклас, 1979, 237 с.
25. **Dyachenko A.Yu., Terekhov V.I., Yarygina N.I.** Vortex formation and heat transfer in turbulent flow past a transverse cavity with inclined frontal and rear walls // Inter. J. Heat Mass Transfer. 2008. Vol. 51, No. 13-14. P. 3275–3286.
26. **Terekhov, V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F.** Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // Inter. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 4535–4551.

Статья поступила в редакцию 12 июля 2010 г.