

## **Экспериментальное исследование свободноконвективного течения около вертикальной поверхности**

Успешное развитие современной аэрогидродинамики, особенно в области исследовании турбулентности, невозможно без физического эксперимента. Следует заметить, что не меньшее значение имеет и численный эксперимент. В начале 80-х годов начали интенсивно развиваться методы прямого численного моделирования турбулентных течений на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса. Однако, несмотря на значительные успехи в развитии подобного подхода решения проблем турбулентности, по-видимому, можно утверждать, что методы этого направления приобретут практическое значение лишь через 70-80 лет в результате резкого качественного повышения вычислительных ресурсов ЭВМ. Тем не менее, уже в настоящее время нередко делается вывод об устойчивой тенденции «замещения» традиционного для аэрогидродинамики экспериментального исследования численным моделированием, как более мобильным, так и экономически более выгодным. С этим тезисом можно согласиться лишь частично, применительно к отдельным классам турбулентных течений, например, вынужденноконвективным течениям, в изучении которых накоплен обширный, едва ли не вековой опыт экспериментальных исследований, и мало ему уступающий по временным рамкам опыт моделирования на основе традиционных полуэмпирических моделей турбулентности.

Анализируя наиболее важные тенденции в развитии экспериментальных исследований турбулентности применительно к вынужденноконвективным течениям за последние 25-30 лет можно указать, прежде всего, на значительное расширение этих исследований на качественно более высоком по сравнению, например, с 60-ми годами уровне и это естественно привело к существенному углублению физических представлений о характере процессов турбулентного переноса. При этом особое внимание стало уделяться прямому анализу и непосредственным измерениям нестационарных полей. Проведение весьма

трудоемких и детальных экспериментальных исследований стало возможным благодаря успехам в разработке новых методов измерения, автоматизации проведения экспериментов и обработки результатов с помощью ЭВМ. Наиболее важным результатом этих исследований явилась формулировка представлений о турбулентном движении как движении в значительной степени упорядоченном, включающем в качестве составной части когерентные (организованные) структуры.

Гораздо более скромный уровень достигнут в настоящее время в исследовании свободноконвективных турбулентных течений, возникающих под действием сил плавучести в неравномерно нагретой среде. Ограничимся в дальнейшем оценкой состояния экспериментальных исследований применительно к одной из канонических задач - турбулентному движению неизотермической жидкости или газа вдоль вертикальной нагретой поверхности. В ранних работах, посвященных этой проблеме, основное внимание уделялось исследованию характеристик теплообмена, в частности, определению критериальных законов теплоотдачи, необходимых для решения практических задач.

Оценка состояния уровня экспериментальных исследований подобных течений свидетельствует, в частности, о существенной недостаточности, а нередко и противоречивости данных особенно по пульсационным характеристикам, о крайней ограниченности данных по измерению пространственных и временных масштабов турбулентности. Практически отсутствуют данные о масштабах отдельных подобластей: вязкого и теплопроводного подслоев, переходных областей, динамического и теплового слоев выталкивающей силы, наконец, о законах стенки в этих слоях. Состояние исследований процессов ламинарно-турбулентного перехода, как по пульсационным, так и средним характеристикам можно оценить как находящееся на начальном этапе.

Причины отмеченного, в определенном смысле, «хронического отставания» уровня экспериментальных исследований свободноконвективных

турбулентных течений от аналогичного уровня исследований вынужденных течений связаны не только с особенностями данного течения (сравнительно небольшой уровень средних скоростей и большая интенсивность пульсационного движения). Большие трудности возникают и при создании собственно экспериментальных установок, способных обеспечить высокостабильный свободноконвективный поток в течение достаточно больших промежутков времени. По литературным данным в мире насчитывается не более пяти установок (Япония, Франция, США), способных генерировать турбулентное течение при больших значениях числа Грасгофа, в том числе, по-видимому, единственная в России установка, на которой, и проведены настоящие исследования.

**Краткая характеристика экспериментального стенда и методики измерений.** В настоящей работе, как уже отмечалось, в качестве объекта экспериментального исследования выбрано свободноконвективное течение у нагретой вертикальной поверхности. Несмотря на свою относительную простоту, этот тип течения содержит в себе многие элементы, характерные для разнообразных пристенных течений, обусловленных силами плавучести. Отсутствие «побочных» факторов позволяет сосредоточить основное внимание на особенностях развития турбулентности в свободноконвективных потоках, в частности, на изучении влияния выталкивающей силы на структуру течения.

Генератором свободноконвективного потока является вертикальная алюминиевая пластина шириной 90см и высотой 4.95м. С обратной стороны пластины находятся 25 нагревателей, работой которых управляет электронная система, способная поддерживать заданный тепловой режим длительное время (6-8 часов). Задавая определенный режим каждой из 25 секций, можно моделировать различные законы нагрева поверхности по ее высоте и, в частности, режим постоянной температуры поверхности. Большая высота пластины позволила реализовать все три режима течения: ламинарный, переходный и развитый турбулентный, вплоть до значения числа

Грасгофа:  $4.5 \times 10^{11}$ . Настоящие исследования проводились в режиме изотермической поверхности при температуре  $T_w$ , равной  $70^\circ\text{C}$ , при этом температура воздуха  $T_\infty$  на внешней границе пограничного слоя до 2-х метров по высоте была постоянной и равной  $25-26^\circ\text{C}$ , а выше увеличивалась и достигала  $27-28^\circ\text{C}$  на высоте 5-ти метров.

Для перемещения датчика в зоне исследуемого потока воздуха разработано координатное устройство, обеспечивающее точность перемещения по вертикальной координате  $x$  порядка  $1\text{см}$ , а по нормальной к поверхности координате  $y$ , т.е. поперек пограничного слоя, около  $1\text{мм}$ , причем перемещение по нормальной координате осуществляется дистанционно. Работа экспериментального стенда полностью автоматизирована, а время обработки одного сечения пограничного слоя в зависимости от его толщины составляет от двух до пяти часов.

Все измерения проводились с помощью термометра сопротивлений (ТС) и термоанемометра (ТА). Зонд для измерения скорости был выполнен в двух модификациях. В виде X-образного датчика для измерения двух компонент вектора скорости, при этом обе нити расположены в двух параллельных плоскостях, направленных вдоль оси  $x$  (по направлению основного потока) и по нормали к вертикальной нагретой плоскости. И в виде однониточного датчика, когда единственная горячая нить располагается параллельно поверхности и перпендикулярно основному потоку. Холодная нить ТС, для измерения температуры, в обоих случаях была параллельна нагретой плоскости и располагалась выше по потоку относительно горячих нитей ТА. В качестве чувствительного элемента датчика использовалась вольфрамовая проволока диаметром  $5\text{мм}$  и длиной  $3 \div 4\text{мм}$ .

Известно, что использование термоанемометрического способа измерения скорости в неизотермическом потоке вызывает определенные трудности, возникающие при расшифровке сигнала ТА. Кроме того, следует учитывать, что при небольшом уровне средних скоростей движения воздуха, влияние

температуры потока и его скорости на горячую нить ТА сравнимо по величине. Таким образом, практически полностью исключается возможность использования хорошо известных методик применения ТА в неизотермических потоках, разработанных для вынужденных течений.

В настоящей работе предлагается новая методика измерения скорости, основная особенность которой заключается в следующем. Учет неизотермичности течения (или термокомпенсация сигнала ТА) при измерении скорости в данной точке потока производится по актуальному значению температуры в этой точке, а различные параметры, характеризующие пульсационное движение, получаются в процессе статистической обработки актуальных величин скорости и температуры (подробнее см. [1]). Для реализации предлагаемого метода измерения скорости была разработана специальная калибровочная установка, основным принципом работы которой является равномерное движение датчика с заданной скоростью в неподвижном неизотермическом воздухе. Установка позволяет калибровать датчики при скоростях от 1 до 50 см/с и температуре воздуха от 20 до 80<sup>0</sup>С. Одна из особенностей предлагаемой методики калибровки заключается в одновременном измерении скорости и температуры воздуха при движении зонда.

При использовании ТА для измерения очень малых скоростей на теплообмен воздуха с горячей нитью начинает оказывать заметное влияние свободная конвекция от самой нити. Это выражается в том, что при очень малых скоростях вынужденной конвекции теплоотдача от нити не только перестает подчиняться закону Кинга, но даже становится немонотонной, образуя минимум при ненулевой скорости вынужденной конвекции. Иначе говоря, теплоотдача от нити только за счёт свободной конвекции ( $U_{\infty} = 0$ ) может превосходить теплоотдачу смешанной конвекцией при очень малых значениях скорости  $U_{\infty}$ .

Это явление, которое в литературе называется "дефектом теплоотдачи", известно давно, но информация о нем носит довольно разрозненный характер в

форме обычно малоприспособлен для использования ее в термоанемометрии. В работе проведён анализ имеющихся в литературе данных по смешанной конвекции от тонких нитей и от толстых цилиндров. Эти результаты можно обобщить в виде следующих зависимостей:

$$Re_{MIX} = 4.68 \cdot Gr_d^{0.366} \quad \text{при} \quad Gr_d \cong 10^{-6} \div 2 \cdot 10^6, \quad (1)$$

$$Re_{LIM} = 1.28 \cdot Gr_d^{0.366} \quad \text{при} \quad Gr_d \cong 10^{-7} \div 10^6, \quad (2)$$

где  $Re_{MIX} = U_{MIX} d / \nu_\infty$ ,  $Re_{LIM} = U_{LIM} d / \nu_\infty$  - числа Рейнольдса,  $d$  - диаметр нити,  $Gr_d = g\beta(T_w - T_g)d^3\nu_\infty^{-2}$  - число Грасгофа,  $\nu_\infty$  - кинематическая вязкость воздуха при температуре  $T_g$ ,  $T_w$  - температура нити ТА,  $U_{MIX}$  - "предельная скорость смешанной конвекции",  $U_{LIM}$  - "характеристическая точка смешанноконвективного режима",  $\beta$  - коэффициент объёмного расширения воздуха. На практике можно рекомендовать использовать полученные зависимости (1,2) для определения минимальной скорости  $U_{MIX}$ , при которой еще выполняется закон Кинга, и минимальной скорости  $U_{LIM}$ , до которой горячая нить может быть использована в качестве чувствительного элемента термоанемометра.

**Осредненные профили продольной скорости и температуры.** Хорошо известно, что форма профилей средней скорости и температуры сильно зависит от режима течения в пограничном слое. Например, по нашим данным при турбулентном режиме профили продольной составляющей скорости становятся более заполненными по сравнению с аналогичными профилями в зоне ламинарного течения, а внешняя область пограничного слоя (т. е. область от координаты максимума средней скорости до внешней границы слоя) составляет более 90% толщины всего слоя. Толщина пограничного слоя на нашей установке изменялась от 2 ÷ 3 см в нижней части пластины ( $Gr_x \approx 10^5 \div 10^8$ ) до 20 см и более в верхней части ( $Gr_x \approx 10^{10} \div 10^{11}$ ).

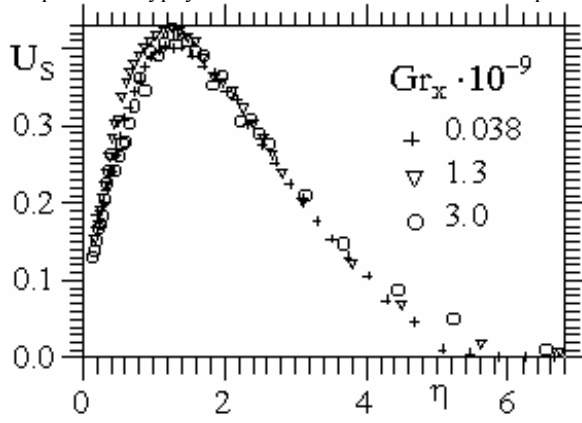


Рис. 1-а

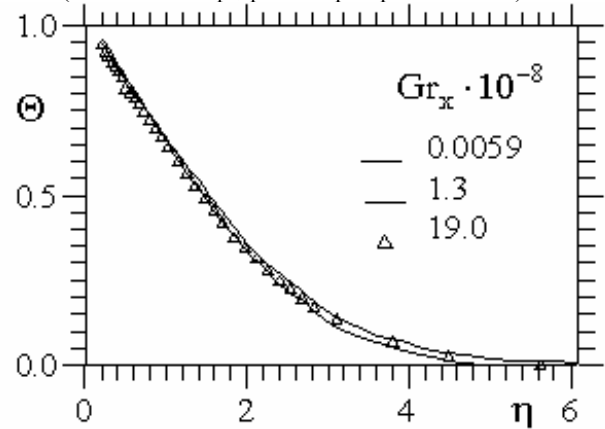


Рис. 2-а

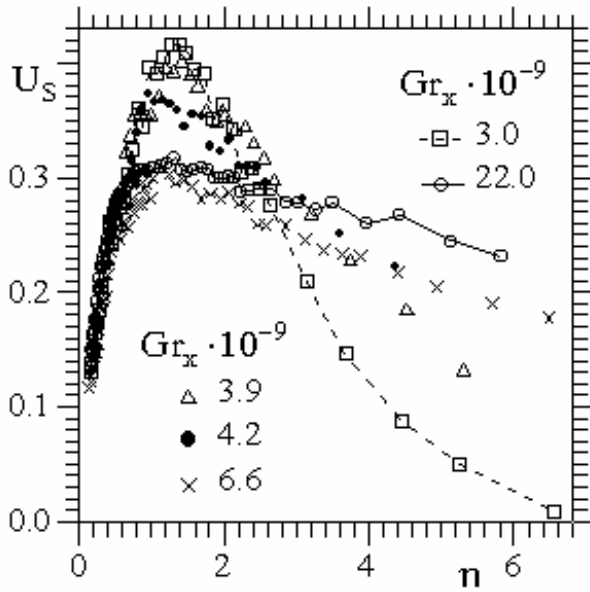


Рис. 1-б

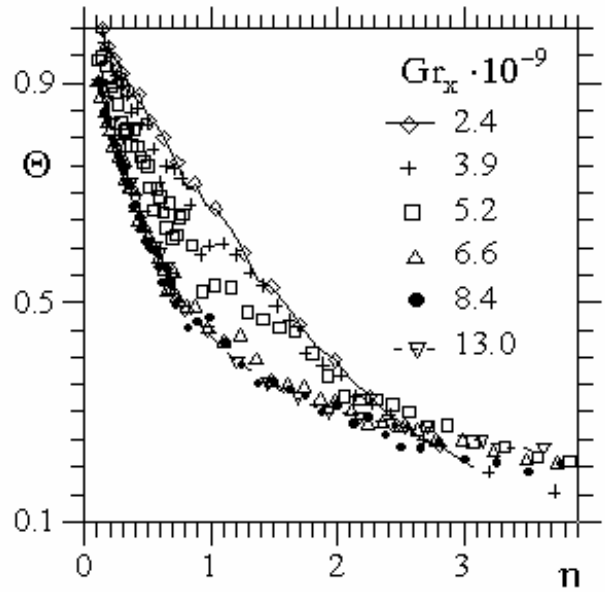


Рис. 2-б

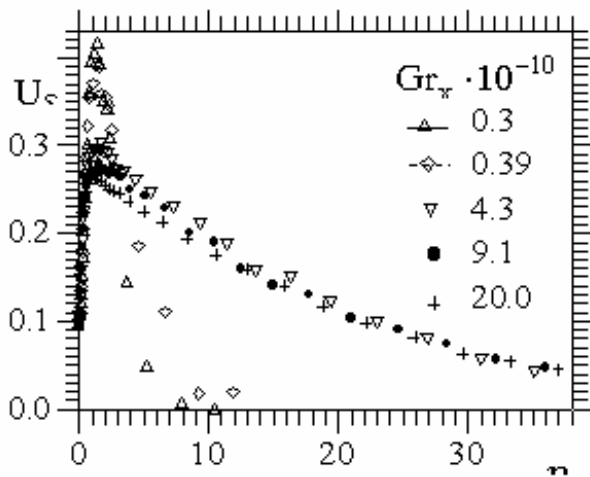


Рис. 1-в

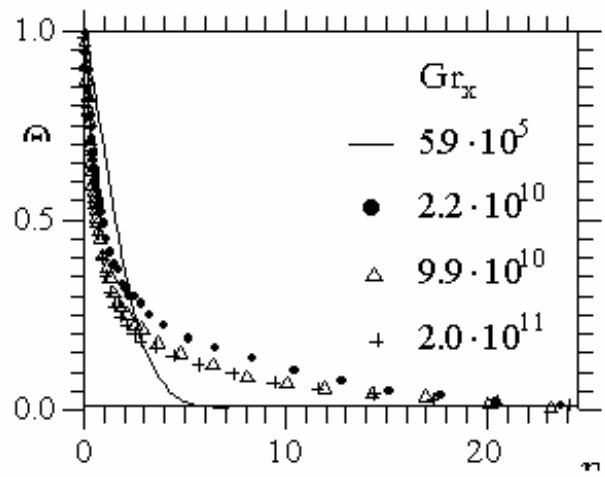


Рис. 2-в

Рис. 1 Профили продольной скорости.

Рис. 2 Профили температуры.

На рис.1 и 2 представлено развитие профилей продольной компоненты вектора скорости и температуры в переходной области пограничного слоя.

Данные приведены в виде зависимостей безразмерных скорости  $U_s$  ( $U_s = U / (g\beta\Delta T x)^{1/2}$ ) и температуры  $\Theta$  ( $\Theta = (T - T_\infty) / \Delta T$ ) от безразмерной координаты  $\eta$  ( $\eta = y \cdot Gr_x^{1/4} / x$ ). Здесь  $\Delta T = T_w - T_\infty$  - характерная разность температуры поверхности  $T_w$  и температуры воздуха  $T_\infty$  вне пограничного слоя,  $x$  - продольная координата вдоль поверхности,  $Gr_x = g\beta\Delta T x^3 / \nu^2$  - число Грасгофа. На рис.1-а и 2-а хорошо видно, что профили средних скорости и температуры близки к ламинарным даже при числах Грасгофа  $3 \cdot 10^9$  - для  $U_s(\eta)$  и  $1.9 \cdot 10^9$  - для  $\Theta(\eta)$ . В то же время другие характеристики течения свидетельствуют, что переходные процессы уже начали развиваться, в частности, достаточно хорошо заметен рост интенсивности пульсационного движения. Если в качестве критерия начала перехода использовать начало перестройки профильных характеристик, то переход 'затягивается'. Усилившееся пульсационное движение не приводит к изменению средних характеристик.

На рис.1-б и 2-б показано изменение профилей скорости и температуры в середине переходной области (сплошными линиями отмечены профили, характерные для ламинарной и развитой турбулентной областей). Ниже на рис.1-в и 2-в приведены ламинарные и турбулентные профили для всей области пограничного слоя. При анализе экспериментальных данных, представленных на рисунках, хорошо видно быстрое утолщение пограничного слоя в переходной области, а также уменьшение максимальной скорости и увеличение наклона профиля температуры вблизи поверхности.

Значение числа Грасгофа, соответствующее концу зоны перехода, когда профили приобретают вид, характерный для турбулентного режима, получается меньше, чем значение этого числа, определенное по другим характеристикам. Иными словами, если в начале переходной области профили средней скорости и средней температуры начинают медленно перестраиваться, проявляя



заметную консервативность, то ближе к концу этой области, профили очень быстро приобретают вид, характерный для развитого турбулентного режима

Рис.1 Профили продольной скорости.

Рис.2 Профили температуры.

течения. При этом пульсационные характеристики ещё продолжают изменяться на некотором расстоянии вдоль пластины, стремясь к постоянному значению, соответствующему развитому турбулентному течению.

**Область 'слоя выталкивающей силы'.** В работе [2] на основе анализа уравнений пограничного слоя было сделано предположение о существовании в свободноконвективном пограничном слое особой области, которую авторы назвали 'слоем выталкивающей силы'. С помощью метода асимптотического сращивания вязкого подслоя и внешней области в выталкивающем слое был получен закон изменения температуры и скорости в зависимости от нормальной координаты, согласно которому температура изменяется по закону: '-1/3' а скорость: '1/3'. Течение в слое выталкивающей силы определяет характер движения во всем пограничном слое, и по значимости этот слой можно сравнить с областью логарифмического закона скорости в вынужденноконвективных течениях. На основе обобщения экспериментальных данных [6] были получены для этой области эмпирические зависимости для профилей средней скорости и температуры.

В настоящей работе было проведено систематическое изучение структуры пограничного слоя с целью обнаружения слоя выталкивающей силы и определения положения его границ, а также уточнения значений эмпирических коэффициентов в соотношениях для скорости и температуры. В дальнейшем условимся называть "тепловым слоем выталкивающей силы" область, где выполняется зависимость:

$$\Theta = A_T + B_T \cdot (y/\eta_{in})^{-1/3} \quad \text{при} \quad h_{T1} \leq y \leq h_{T2} , \quad (3)$$

и "динамическим слоем выталкивающей силы" область, где справедливо соотношение:

$$U/U_{in} = A_U + B_U \cdot (y/\eta_{in})^{1/3} \quad \text{при} \quad h_{U1} \leq y \leq h_{U2} . \quad (4)$$

Здесь  $h_{T1}$ ,  $h_{T2}$  и  $h_{U1}$ ,  $h_{U2}$  - границы этих двух областей, соответственно, а  $U_{in} = (g\beta\Delta Ta)^{1/3}$  и  $\eta_{in} = (g\beta\Delta Ta^{-2})^{-1/3}$  - масштабы скорости и длины, где  $a$  - коэффициент температуропроводности.

В результате обработки экспериментальных профилей скорости и температуры в соответствии с соотношениями (3) и (4) были определены границы теплового и динамического слоев выталкивающей силы и эмпирические коэффициенты в этих соотношениях. Оказалось, что коэффициенты  $A_T$  и  $B_T$  практически не зависят от числа Грасгофа ( $A_T \approx -0.24$ ,  $B_T \approx 1.25$ ) во всей турбулентной области и примыкающей к ней части зоны перехода ( $Gr_x = 7 \cdot 10^9 \div 5 \cdot 10^{11}$ ). Следует отметить, что в работе [2] были получены следующие значения коэффициентов:  $A_T \approx -0.35$  и  $B_T \approx 1.45$ . Аналогичным образом были проанализированы профили средней продольной скорости и определены значения коэффициентов  $A_U$  и  $B_U$  ( $-9.3$  и  $12.3$ , соответственно). Интересно отметить, что линейная зависимость скорости от  $(y/\eta_{in})^{1/3}$  наблюдалась как в зоне перехода, так и в области ламинарного течения. Это обстоятельство порождает некоторые сомнения в том, насколько характерен "динамический слой выталкивающей силы" для турбулентного свободноконвективного течения.

Анализ полученных результатов показывает, что границы теплового и динамического слоев выталкивающей силы не совпадают. Динамический слой имеет небольшую толщину (около  $2\text{мм}$ ) и расположен на расстоянии  $0.4\text{мм}$  от стенки. Тепловой слой значительно толще (около  $10\text{мм}$ ) и расположен на расстоянии  $2\text{мм}$  от стенки. Если учесть, что координата максимума средней скорости при турбулентном режиме течения составляет  $8 \div 9\text{мм}$ , то, следовательно, тепловой слой выталкивающей силы полностью охватывает область максимума скорости.

На рис.3 приведены координаты границ теплопроводного подслоя ( $\delta_T$ ) и слоя выталкивающей силы ( $h_{T1}$  и  $h_{T2}$ ) в зависимости от координаты  $x$  вдоль

пластины, а на рис.4 - координаты границ динамического слоя выталкивающей силы ( $h_{U1}$  и  $h_{U2}$ ) и динамического вязкого подслоя ( $\delta_U$ ).

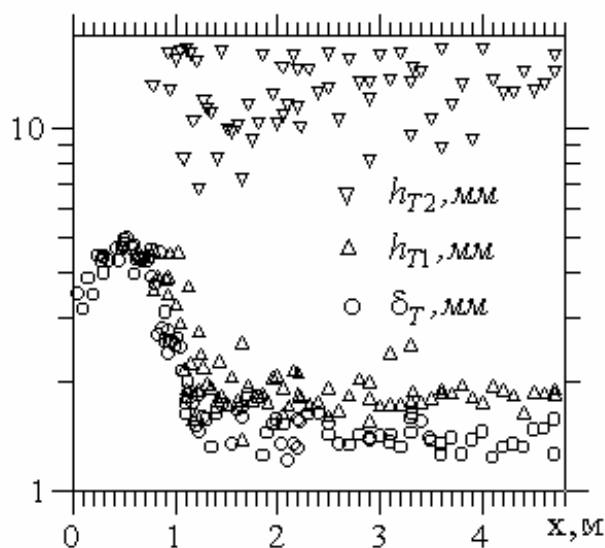


Рис.3 Границы теплового слоя выталкивающей силы и теплопроводного подслоя.

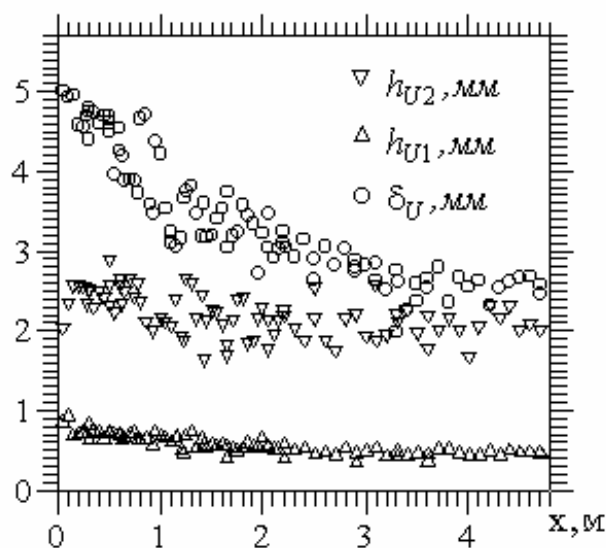


Рис.4 Границы динамического слоя выталкивающей силы и динамического вязкого подслоя.

Хорошо видно (см. рис.3), как по мере развития турбулентного режима начинает формироваться тепловой слой выталкивающей силы в непосредственной близости от теплопроводного подслоя. Между этими двумя слоями практически нет буферной области. Развитие же динамического слоя выталкивающей силы происходит иначе. Вязкий подслой (см. рис.4) полностью ‘поглощает’ очень тонкий динамический слой выталкивающей силы, причём режим течения слабо влияет на положение его границ. По-видимому, можно сделать вывод о том, что этот слой не имеет самостоятельного значения в структуре свободноконвективного пограничного слоя. А тепловой слой выталкивающей силы, напротив, является чётко определённой областью, характерной именно для турбулентного режима течения. Этот слой примыкает к теплопроводному подслою, охватывает область максимума средней скорости, а положение его границ при турбулентном режиме течения не изменяется. Зависимость температуры от поперечной координаты в тепловом слое

выталкивающей силы для значений числа Грасгофа  $Gr_x = 7 \cdot 10^9 \div 5 \cdot 10^{11}$  можно описать следующим эмпирическим соотношением:

$$\Theta = 1.25 \cdot (y/\eta_{in})^{-1/3} - 0.24 \quad \text{при} \quad 0.40 \leq (y/\eta_{in})^{-1/3} \leq 0.74. \quad (5)$$

**Измерение теплового потока и напряжения трения на поверхности.** Для определения теплового потока  $q_w$  и напряжения трения  $\tau_w$  на поверхности использовались результаты измерения профилей осредненных температуры  $T$  и скорости  $U$ , а также соотношения для температуры и скорости, полученные при интегрировании уравнений пограничного слоя, записанные в приближении Буссинеска. Интегрирование уравнений производилось в пристенной части пограничного слоя, при этом были использованы допущения о пренебрежении турбулентными напряжением трения  $-\rho\langle uv \rangle$  и тепловым потоком  $-\rho c_p \langle vt \rangle$ , а также конвективными членами в левых частях исходных уравнений. Таким образом, в результате интегрирования упрощенных уравнений пограничного слоя при соответствующих граничных условиях, были получены следующие соотношения для профилей средней температуры  $T$  и средней скорости  $U$ :  
линейный профиль температуры:

$$T = T_w - \frac{q_w}{\lambda} y \quad (6)$$

и кубический профиль скорости:

$$U = \frac{\tau_w}{\mu} y - \frac{g\beta(T_w - T_\infty)}{2\nu} y^2 + \frac{\rho g q_w}{6\lambda\nu} y^3. \quad (7)$$

Отметим, что в случае ламинарного режима течения вид зависимостей для температуры и скорости в пристенной области сохранится. Поэтому термином “вязкий подслой“, который обычно используется для турбулентного течения, будем называть ту часть пограничного слоя, где справедливы выражения (6) и (7) независимо от режима течения.

При использовании выражений (6) и (7) для получения  $q_w$  и  $\tau_w$  необходимы значения производных  $dU/dy$  и  $dT/dy$  на поверхности, которые определяются с помощью экстраполяции соотношений (6) и (7) до стенки.

Процедура экстраполяции неизбежно вызывает появление ряда трудностей, например, точность определения координаты первой измерительной точки, определение зоны влияния стенки на показания близко расположенного датчика ТА, определение верхней границы вязкого подслоя. В настоящей работе разработана методика экстраполяции, которая была неоднократно и тщательно проверена путем сравнения с имеющимися в литературе другими результатами.

Результаты измерения теплового потока на поверхности представлены в виде критериальной зависимости локального числа Нуссельта  $Nu_x = hx/\lambda_w$  от числа Грасгофа. Здесь  $h = q_w/\Delta T$  - локальный коэффициент теплоотдачи от поверхности к воздуху. Аппроксимация экспериментальных результатов в зоне ламинарного течения позволяет получить следующую зависимость:

$$Nu_x = 0.279 \cdot Gr_x^{0.262} \quad \text{при} \quad Gr_x = 5 \cdot 10^5 \div 2.8 \cdot 10^9, \quad (8)$$

а в зоне развитой турбулентности обобщение данных приводит к выражению:

$$Nu_x = 0.0547 \cdot Gr_x^{0.361} \quad \text{при} \quad Gr_x = 1.4 \cdot 10^{10} \div 5 \cdot 10^{11}. \quad (9)$$

Можно отметить, что показатели степени числа Грасгофа в выражениях (8) и (9) близки к общепринятым значениям для ламинарного и турбулентного режимов течения у вертикальной поверхности: '1/4' и '1/3', соответственно.

Значительное количество экспериментальных данных, полученное в переходной области, позволяет рекомендовать для описания теплоотдачи в зоне перехода следующее выражение:

$$Nu_x = 3.75 \cdot 10^{-11} Gr_x^{1.304} \quad \text{при} \quad Gr_x = (3.5 \div 6.3) \cdot 10^9. \quad (10)$$

Наряду с исследованием теплоотдачи проводилось измерение напряжения трения на поверхности. Было обработано более ста профилей осреднённой скорости, причём подробно изучалась не только турбулентная зона течения, но также переходная и ламинарная области. Результаты измерений были аппроксимированы в форме зависимости отношения  $\tau_w/(\rho U_b^2)$  от числа Грасгофа  $Gr_x$ , где  $U_b = (g\beta\Delta T\nu)^{1/3}$  - масштаб скорости.

В ламинарной области поведение напряжения трения можно описать следующим выражением:

$$\frac{\tau_w}{\rho U_b^2} = 0.246 \times Gr_x^{0.149} \quad \text{при} \quad Gr_x = 5.9 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^9. \quad (11)$$

В турбулентной области для аппроксимации значений напряжения трения можно предложить следующую зависимость:

$$\frac{\tau_w}{\rho U_b^2} = 0.0752 \times Gr_x^{0.183} \quad \text{при} \quad Gr_x = 7.9 \times 10^9 \div 4.5 \times 10^{11}, \quad (12)$$

а в области перехода можно использовать следующее соотношение:

$$\frac{\tau_w}{\rho U_b^2} = 8.45 \times 10^3 \times Gr_x^{-1/3} \quad \text{при} \quad Gr_x = 2.5 \times 10^9 \div 5.5 \times 10^9. \quad (13)$$

Необходимо отметить, что падение напряжения трения на стенке в зоне перехода коренным образом отличает свободноконвективный поток от вынужденноконвективного, в котором трение на стенке возрастает.

**Пульсационное движение.** При исследовании свободноконвективного течения в первую очередь следует учитывать, что интенсивность пульсаций в таких потоках значительно больше, чем в вынужденноконвективных течениях. Интенсивность пульсаций температуры в зоне развитого турбулентного течения может достигать значений порядка 0.15-0.20, а интенсивность пульсаций продольной скорости составляет от 0.3 до 0.4, а по некоторым данным достигает значения - 0.5. Очевидно, что процесс измерений пульсационных характеристик в подобных течениях сопряжен с большими трудностями, требующими особых методов измерений. Упрощение процесса измерений приводит к ограничениям области применимости используемых методик измерений, а это в свою очередь ведёт к снижению степени достоверности получаемых результатов. В связи с этим, несмотря на то, что пульсационные характеристики в подобных течениях измеряются уже давно (по крайней мере, измерение пульсаций температуры), можно отметить не

только количественное, но и качественное расхождение в полученных различными авторами результатах.

Как отмечалось выше, используемая в настоящей работе при термоанемометрических измерениях методика термокомпенсации по актуальной температуре не накладывает ограничений ни на степень неизотермичности потока, ни на интенсивность пульсационного движения. При помощи этой методики были проведены измерения пульсационных составляющих двух компонент вектора скорости и температуры в переходной и турбулентной областях течения.

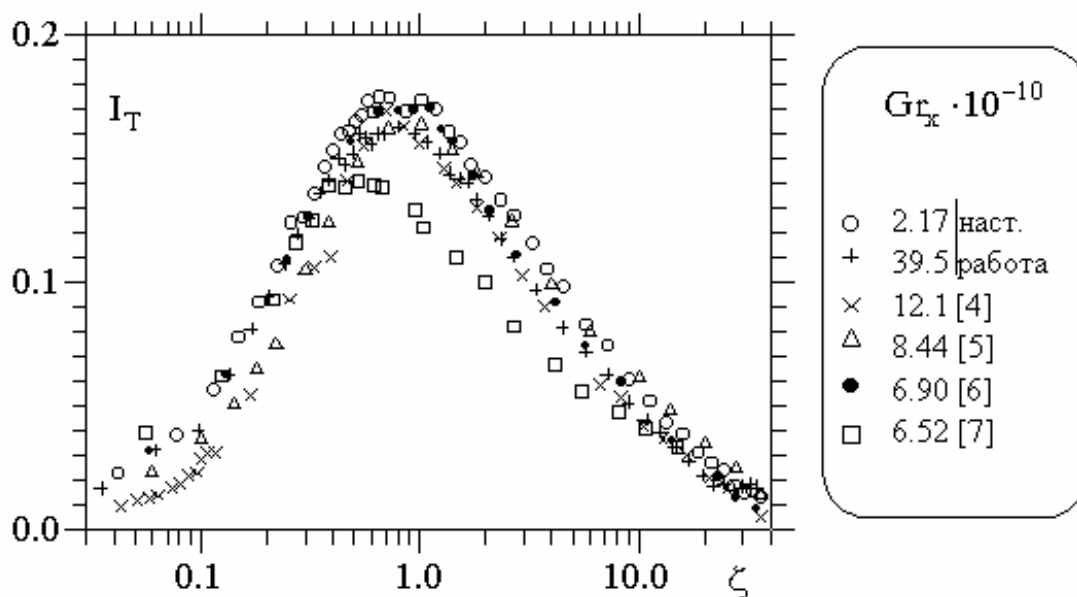


Рис. 5 Профили интенсивности пульсаций температуры в турбулентной области.

На рис.5 представлены профили интенсивности пульсаций температуры  $I_T$  в сравнении с результатами различных работ. Можно отметить хорошее совпадение с большинством данных других авторов. Интенсивность  $I_T$  достигает максимального значения в точке с координатой  $\zeta \approx 0.7$  ( $\zeta = y \cdot Nu_x / x$ ), что в размерном виде соответствует расстоянию около 4мм от стенки.

Несколько отличаются данные работы [7], в которой для измерения температуры использовалась термопара.

Иное соответствие наблюдается в результатах по измерению пульсаций скорости. На рис.6 представлены распределения интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости  $I_U$ , а на рис.7 – интенсивность  $I_V$  поперечной составляющей скорости в сравнении с данными других работ. Хорошо видно существенное отличие результатов настоящей работы от большинства данных других авторов, причём это различие проявляется не только в количественном, но и в качественном отношении.



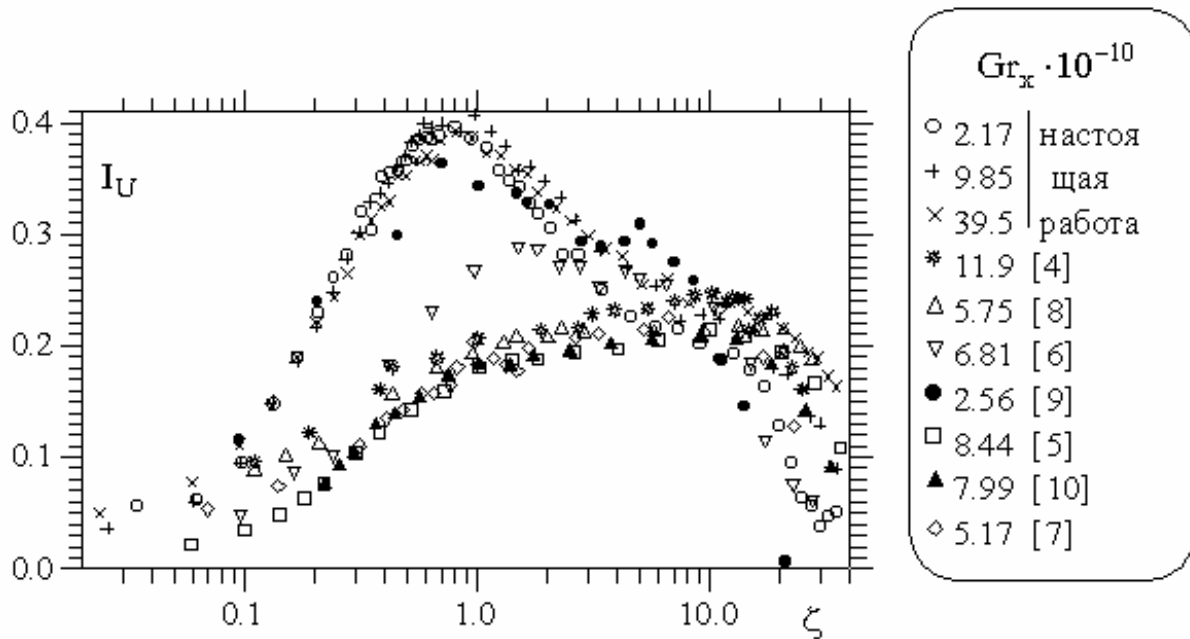


Рис. 6 Профили интенсивности пульсаций продольной компоненты вектора скорости в турбулентной области.

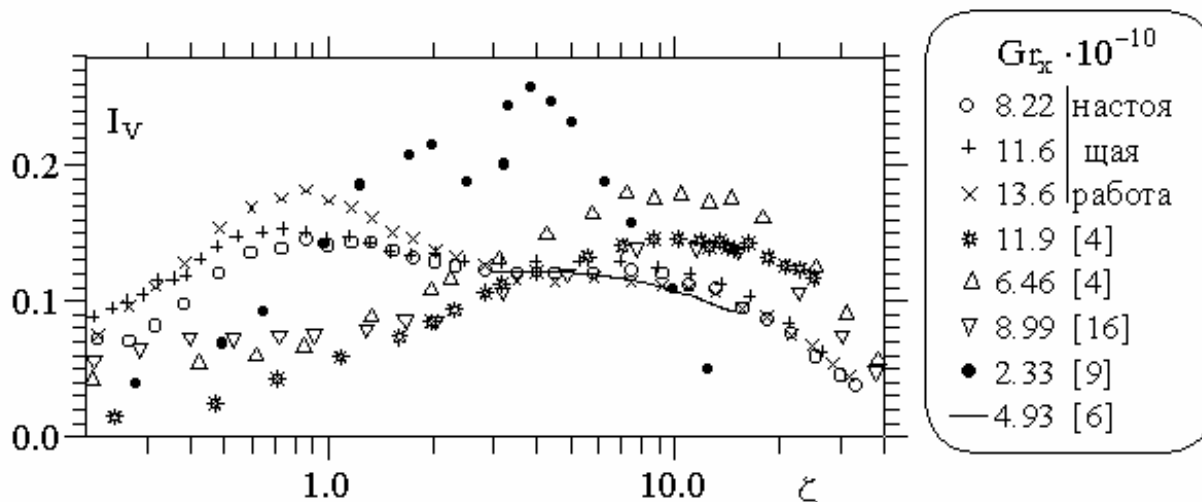


Рис. 7 Профили интенсивности пульсаций нормальной компоненты вектора скорости в турбулентной области.

По нашим данным максимум пульсаций скорости образуется вблизи стенки - между границей вязкого подслоя и координатой максимума средней скорости. Характерная координата максимальной интенсивности пульсаций скорости -  $\zeta \approx 0.8 \div 0.9$ , а в размерных величинах - около 5мм от поверхности, т.е. немного дальше от стенки, чем координата максимума  $I_T$ . Подобное расположение максимальных значений  $I_U$  и  $I_V$ , на наш взгляд, не противоречит физике течения. В самом деле, вблизи стенки градиент средней

температуры близок к максимальному значению и, следовательно, выталкивающая сила (или сила Архимеда), участвующая в генерации пульсационного движения, также максимальна. В то же время из-за тормозящего влияния стенки на поток градиент средней скорости в этой области также достигает большого значения. Поэтому вполне закономерно, что максимальная генерация турбулентности наблюдается вблизи границы вязкого подслоя в области больших градиентов скорости и температуры. Однако, на рис.6 и 7 видно, что по данным большинства авторов максимум пульсаций, напротив, находится во внешней области, где градиенты скорости и температуры существенно меньше. Заметим также, что по нашим данным во внешней области вместо образования максимума в распределении интенсивностей продольной  $I_U$  и поперечной  $I_V$  составляющих скорости на соответствующих графиках наблюдается образование небольшой 'полочки', после которой интенсивности резко уменьшаются.

По-видимому, подобное расхождение в результатах разных авторов связано с особенностями применяемых методик измерения скорости. В частности, в работе [5] для измерения скорости использовался термоанемометр с аналоговой термокомпенсацией. При этом погрешности термокомпенсации, всегда имеющие место при использовании любой модели, описывающей теплообмен между нагретой проволочкой ТА и окружающим воздухом, неизбежно сказываются на результатах измерения скорости. Данные [9,8,7,4] получены при помощи ЛДИС, а этот метод, как известно, может несколько искажать результаты измерений в области высоких градиентов скорости и температуры. Результаты, качественно похожие на наши данные, получены в работе [6], где для измерения скорости использовался термоанемометр, а обработка сигналов производилась в цифровой форме. Вероятно, можно предположить, что использование актуального значения температуры для термокомпенсации сигнала ТА, наряду с дискретной обработкой сигнала, когда все существующие в потоке частоты регистрируются без искажений, позволяют получить результаты, адекватно отражающие реальные свойства течения.

Использование различных методик измерения скорости могут привести к получению существенно различающихся результатов даже у одних и тех же авторов. Так на рис.6 и 7 хорошо видно большое количественное и качественное отличие результатов, полученных в работах [4] и [9] при измерениях с помощью ЛДИС на одной и той же экспериментальной установке с разницей во времени в 12 лет.

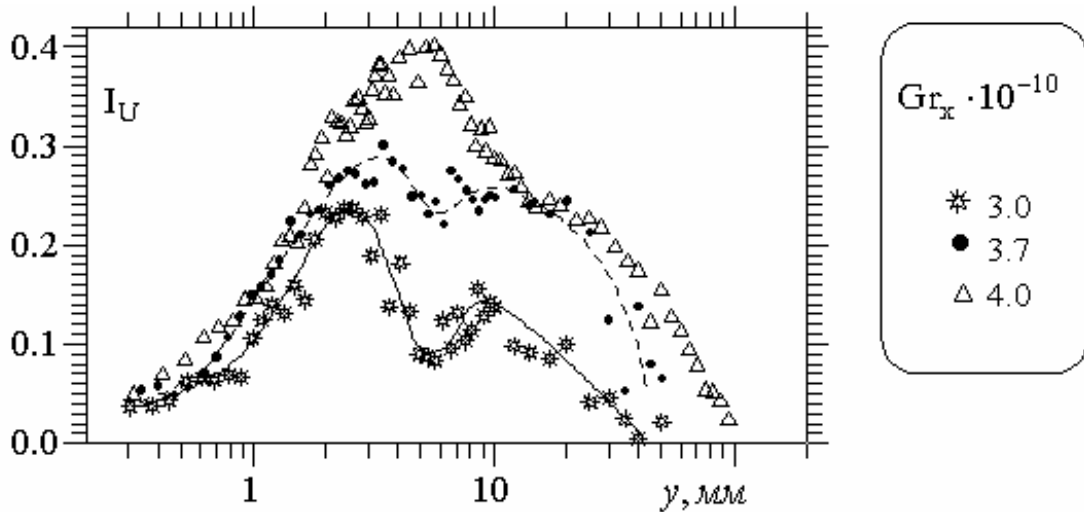


Рис. 8 Профили интенсивности пульсаций продольной компоненты вектора скорости в переходной области.

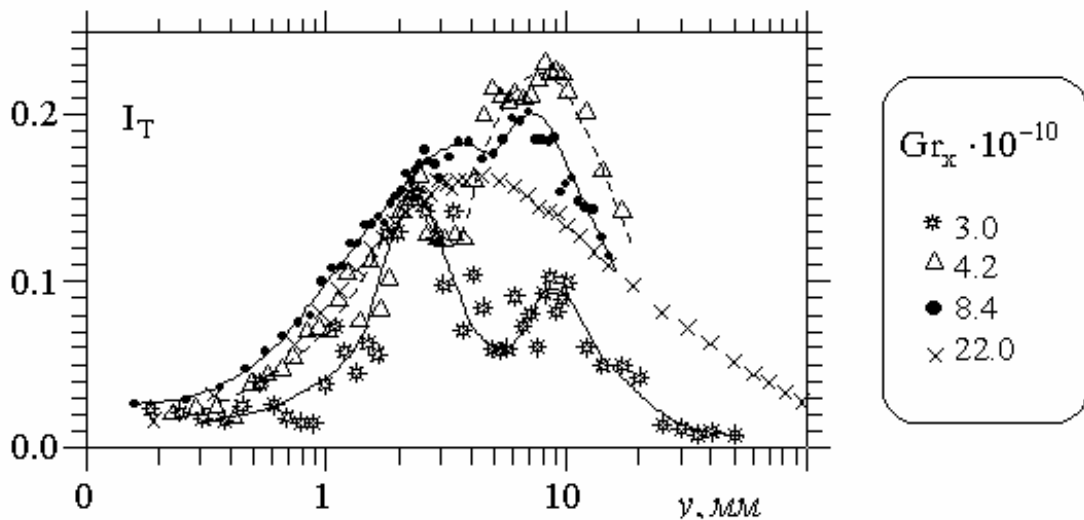


Рис. 9 Профили интенсивности пульсаций температуры в переходной области.

Профили интенсивностей пульсаций продольной компоненты скорости  $I_U(y)$  и температуры  $I_T(y)$  в переходной области пограничного слоя показаны

на рис.8 и 9. Видно, что в начале переходной области ( $Gr_x = 3 \cdot 10^{10}$ ) профили интенсивностей пульсаций имеют два максимума: один расположен вблизи границы вязкого подслоя, а другой - в зоне максимума средней скорости. Далее вниз по потоку по мере развития пограничного слоя два максимума сливаются в один большой максимум, а профили интенсивностей пульсаций приобретают форму, характерную для развитого турбулентного режима. В известной нам литературе мы нашли только две работы, в которых проводились аналогичные измерения в переходной области. В работе [9] при измерениях в воздухе авторы тоже заметили образование двух максимумов на профиле  $I_U(y)$  в переходной области, а авторы [11] отметили аналогичное явление при опытах с водой.

Важнейшим аспектом экспериментального исследования турбулентных течений является измерение компонент тензора турбулентных напряжений и составляющих вектора турбулентного теплового потока. Отсутствие систематических данных по этим величинам является серьёзным препятствием на пути создания новых моделей турбулентности.

В данной работе представлены результаты измерения турбулентного напряжения трения  $\tau_{xy}$  ( $\tau_{xy} = -\rho \overline{uv}$ ) и двух компонент вектора турбулентного теплового потока  $q_x$  ( $q_x = -\rho c_p \overline{ut}$ ) и  $q_y$  ( $q_y = -\rho c_p \overline{vt}$ ). Результаты измерения продольной компоненты вектора турбулентного теплового потока в виде коэффициента корреляции  $R_{UT} = \overline{ut} / (\overline{u^2 t^2})^{1/2}$  (поскольку в такой форме представлено большинство имеющихся в литературе результатов) приведены на рис.10. Заметим, что для более детального анализа экспериментальных данных в узкой пристенной области соответствующие рисунки продублированы с использованием разных масштабов по оси абсцисс (линейный и логарифмический).

На этом рисунке и на всех последующих, на оси абсцисс отмечены координаты максимальных значений интенсивностей пульсаций температуры

$I_{T_m}$  и продольной скорости  $I_{U_m}$ , а также координата максимального значения средней скорости  $U_m$  в данном сечении пограничного слоя.

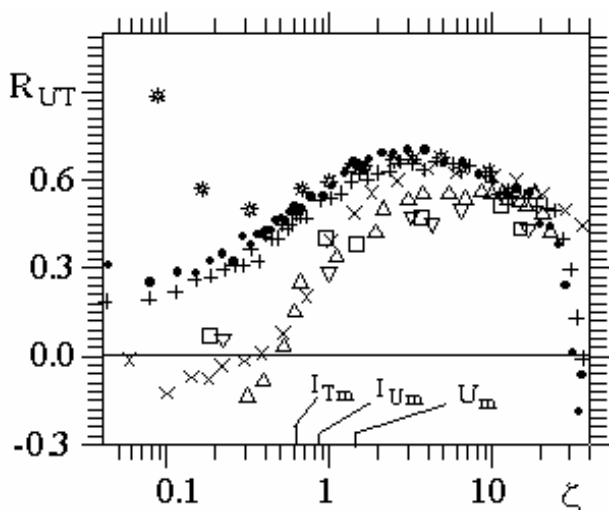


Рис.10-а

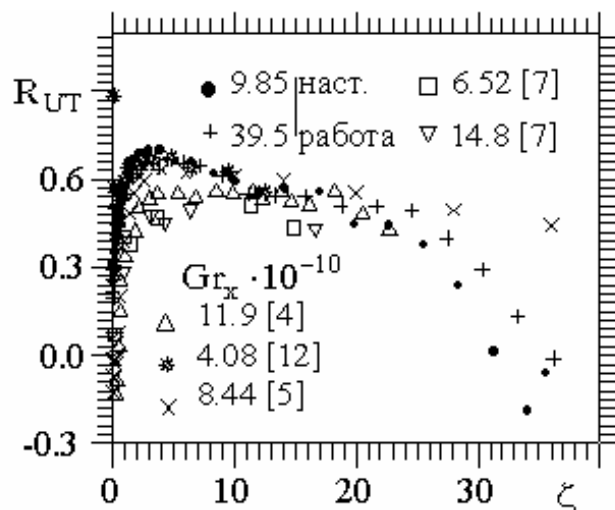


Рис.10-б

Рис.10 Распределение коэффициента корреляции  $R_{UT}$ .

Анализ данных, представленных на рис.10 показывает, что характер изменения продольной компоненты вектора теплового потока по нашим данным и данными других авторов в основном совпадает. Однако в пристенной области наблюдается расхождение как между нашими результатами и данными других авторов, так и между результатами разных авторов.

Профили турбулентного трения  $\tau_{xy}$ , измеренные в настоящей работе, изображены на рис.11 вместе с данными других авторов. На графиках хорошо видно, что координата максимума средней скорости находится немного ближе к стенке, чем координата, в которой турбулентное трение обращается в нуль.

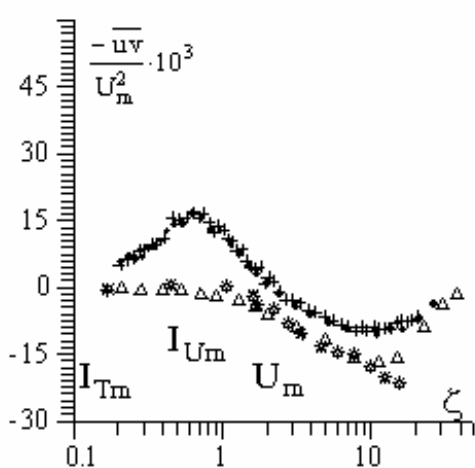


Рис.11-а

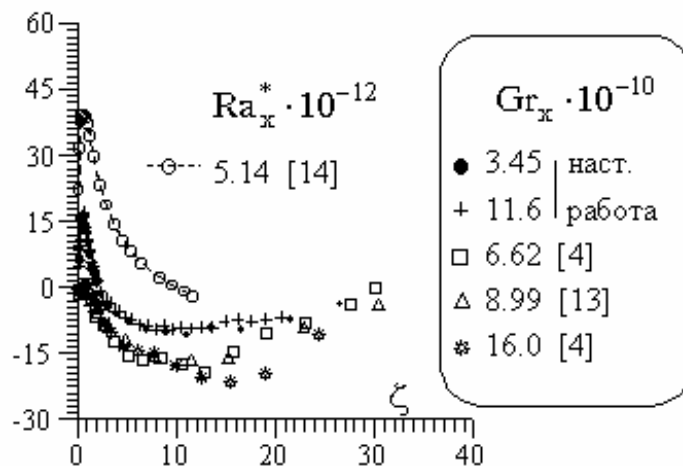


Рис.11-б

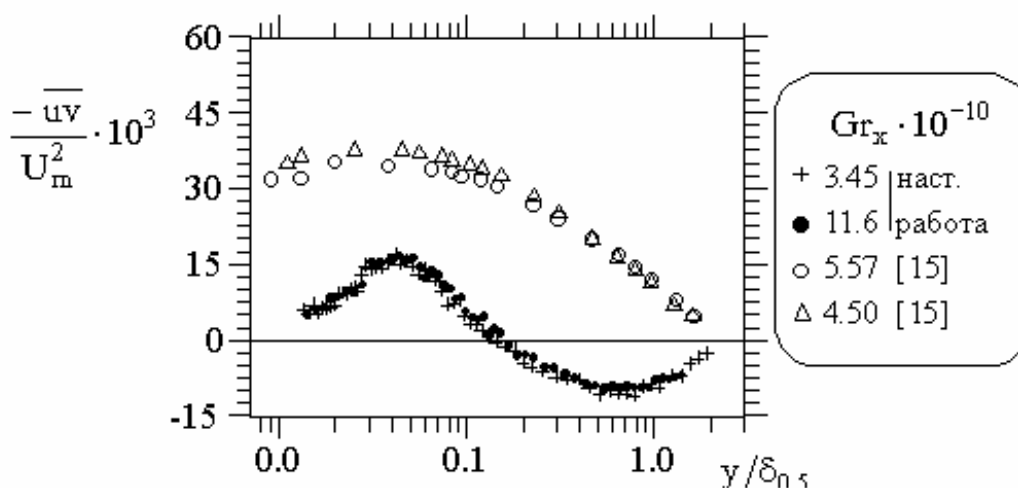


Рис.11-в

Рис.11 Профили турбулентного напряжения трения.

При проведении сравнительного анализа представленных результатов следует отметить следующее обстоятельство. Если предположить, что напряжение трения  $\tau_{xy}$  пропорционально градиенту продольной средней скорости ( $\tau_{xy} \propto \partial U / \partial y$ ), то в свободноконвективном пограничном слое знак напряжения турбулентного трения должен меняться. Указанному факту не противоречат экспериментальные данные настоящей работы, а также результаты работ [4,14]. Однако по данным [13] (см. рис.11-а) турбулентное трение по всей толщине пограничного слоя отрицательно, а по данным [15] (см. рис.11-в) - положительно. По-видимому, причина отличия результатов работ

[13] и [15] от большинства других данных состоит в использовании авторами [13] аналоговой термокомпенсации сигнала ТА, а в работе [15] нормальная к поверхности компонента вектора скорости не измерялась, а определялась путём расчета.

На рис.12 приведено распределение нормальной компоненты вектора турбулентного теплового потока  $q_y$ , в сравнении с результатами других работ. В пристенной области обнаруживается существенное не только количественное, но и качественное отличие результатов настоящей работы от данных других авторов.

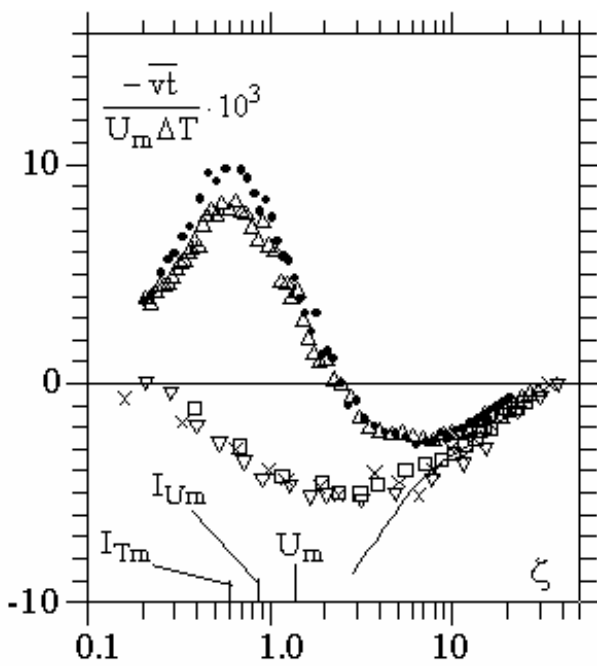


Рис.12-а

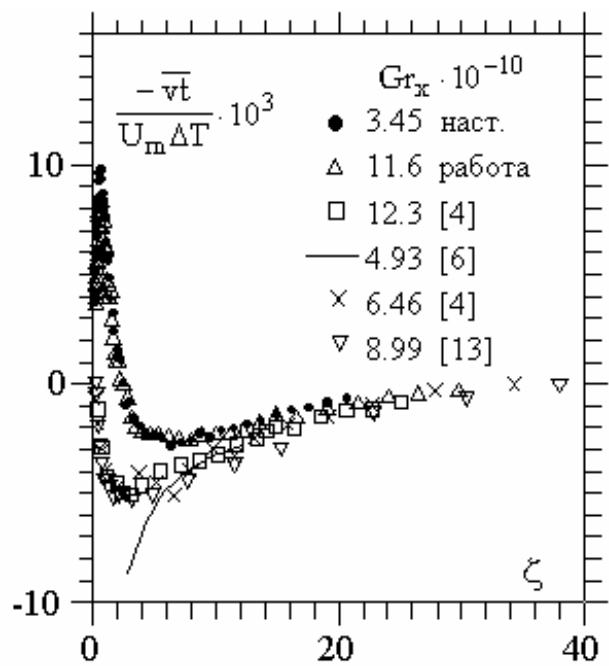


Рис.12-б

Рис.12 Профили нормальной компоненты вектора турбулентного теплового потока.

**Область ламинарно-турбулентного перехода.** Имеется около десятка работ, в которых определялись границы переходной области. При этом разброс в указании нижней и верхней границ довольно большой: началу перехода соответствует диапазон значений числа Грасгофа от  $2.4 \times 10^9$  до  $8 \times 10^9$ , а конец зоны перехода определяется диапазоном от  $1.6 \times 10^9$  до  $4 \times 10^{10}$ . В последнее время появилось несколько работ, в которых достаточно подробно измерены профильные характеристики в зоне перехода. Например, в [5] получены

профили осреднённой и пульсационной составляющих температуры и продольной скорости. В этой же работе измерены коэффициент теплоотдачи  $Nu_x$  и напряжение трения на стенке  $\tau_w$  в ламинарной и турбулентной областях течения, а также в области перехода, но, к сожалению, измерения проведены лишь в одном сечении пограничного слоя и поэтому трудно сделать выводы о характере изменения этих величин во всей зоне перехода. В одной из сравнительно недавно опубликованных работ [9] представлены результаты аналогичных измерений, причём было исследовано не менее шести сечений в области перехода.

В настоящей работе изучению зоны ламинарно-турбулентного перехода уделялось особое внимание. Измерены параметры потока более чем в двадцати сечениях пограничного слоя. Подробности этого исследования можно найти в работе [3], а данной работе остановимся лишь на некоторых особенностях переходных процессов в свободноконвективных течениях.

Определение границ переходной зоны сопряжено с большими трудностями, обусловленными в первую очередь перемежающимся характером течения в этой зоне. Отсутствие единого критерия начала, а равно и конца, зоны перехода вызывает дополнительные трудности при её выделении и сравнении экспериментальных результатов различных авторов.

В работе [15], например, за начало зоны перехода принята координата, начиная с которой в потоке присутствуют регулярные пульсации скорости и температуры. Очень часто под началом переходной области понимают точку (сечение пограничного слоя), где развивающиеся возмущения нарастают настолько заметно, что начинают изменять ламинарные профили осреднённых характеристик в потоке. В то же время в работе [8] указывается, что консервативность профилей температуры и скорости позволяет сохранять им автомодельную форму на значительном участке зоны перехода, когда пульсации в потоке уже достигли заметных величин.



В наших исследованиях для сравнения различных сечений пограничного слоя между собой определялась максимальная по сечению интенсивность пульсаций температуры  $I_{Tm}$  и продольной скорости  $I_{Um}$ .

На рис. 13 и 14 представлены зависимости максимальных по сечению интенсивностей турбулентных пульсаций температуры и скорости, соответственно. Значительное количество экспериментально исследованных сечений пограничного слоя (около 100) позволяет сделать достаточно обоснованные выводы как о положении границ зоны перехода, так и о характерных величинах интенсивности турбулентности. Анализ этих зависимостей показывает, что первый существенный рост пульсаций

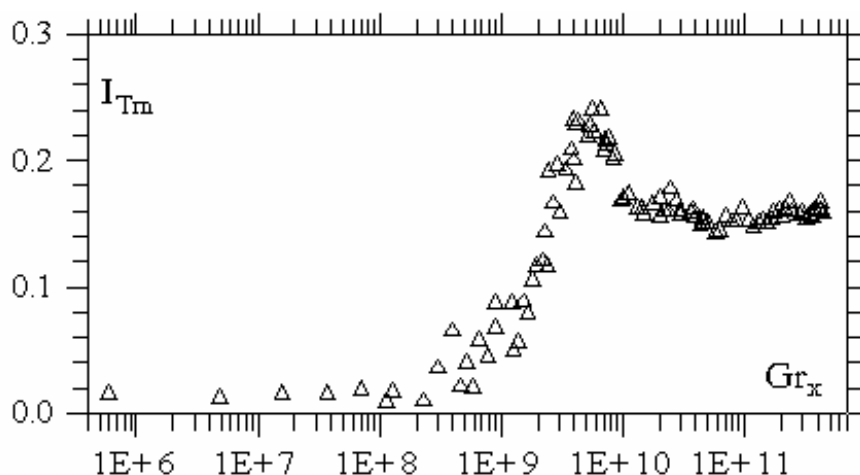


Рис.13 Максимальная интенсивность пульсаций температуры.

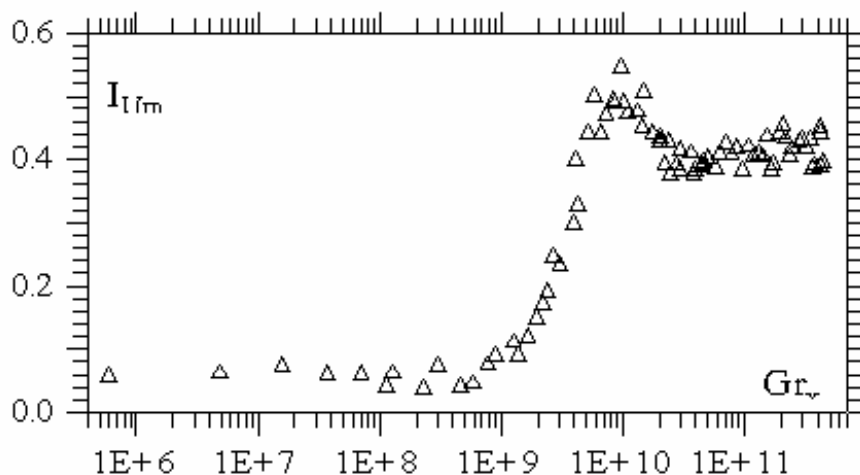


Рис.14 Максимальная интенсивность пульсаций продольной компоненты вектора скорости.

температуры отмечается уже при числах Грасгофа около  $(5 \div 7) \cdot 10^8$ , тогда как пульсации скоростного поля практически отсутствуют, а первый заметный рост величины  $I_{Um}$  обнаруживается несколько позже - при числе Грасгофа  $(7 \div 9) \cdot 10^8$ . Можно заметить также, что достижение максимальных величин интенсивности пульсаций скорости и температуры и последующий их выход на соответствующие постоянные значения происходит при различных значениях числа Грасгофа:  $I_{Tm}$  достигает максимальной величины  $0.23 \div 0.24$  при  $Gr_x = (4 \div 6) \cdot 10^9$ ,  $I_{Um}$  возрастает до  $0.50 \div 0.55$  при  $Gr_x = (8 \div 10) \cdot 10^9$ , а выход на постоянный уровень интенсивности пульсаций температуры ( $I_{Tm} = 0.15 \div 0.17$ ) происходит при  $Gr_x = (1.0 \div 1.5) \cdot 10^{10}$ , тогда как интенсивность пульсаций скорости перестает изменяться только при  $Gr_x = (2 \div 3) \cdot 10^{10}$ , достигая при этом величины  $0.39 \div 0.45$ .

В заключение приведём таблицу, в которой представлены значения числа Грасгофа, соответствующие началу и концу переходной области, определённые отдельно для тепловых и динамических характеристик в зависимости от изменения параметров, проанализированных в настоящей работе.

Таблица. Число Грасгофа ( $Gr_x \cdot 10^{-9}$ ) в начале и конце зоны перехода.

Результаты подробного изучения физических аспектов процессов, происходящих в зоне ламинарно-турбулентного перехода, с использованием корреляционного и спектрального анализа пульсационного движения представлены в работе [17].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Никольская С.Б., Чумаков Ю.С.** Экспериментальное исследование пульсационного движения в свободноконвективном пограничном слое // ТВТ, 2000, т. 38, № 2, с. 249-256.
2. **George W.K., Capp S.P.** A theory for natural convection boundary layer next to heated vertical surfaces // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1979, V.22, № 6, p.813-826.
3. **Кузьмицкий В.А., Чумаков Ю.С.** Анализ характеристик течения при ламинарно-турбулентном переходе в свободноконвективном пограничном слое // ТВТ, 1999, т. 37, № 2, с. 239-246.

4. **Miyamoto M., Kajino H., Kurima J., Takanami I.** Development of turbulence characteristics in a vertical free convection boundary layer // *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, Munich, FRG, 1982, V.2, NC31, p.323-328.

5. **Tsuji T., Nagano Y.** Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1988, V.31, № 8, p.1723-1734.

6. **Smith R.R.** Characteristics of turbulence in free convection flow past a vertical plate // *Ph.D. Thesis*, Queen Mary College, Univ. of London, 1972.

7. **Miyamoto M., Okayama M.** An experimental study of turbulent free convection boundary layer in air along a vertical plate using LDV // *Bull. JSME*, 1982, V.25, '209, p.1729-1736.

8. **Cheesewright R., Ierokipiotis E.G.** Velocity measurements in a natural convection boundary layer // *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, Munich, FRG, 1982, V.2, NC31, p.305-309.

9. **Miyamoto M., Katoh Y., Kurima J., Taguchi Y.** Characteristics of free-convection boundary layer in transition region along vertical plate // *Trans. JSME, Ser.B*, 1994, V.60, № 571, p.971-976.

10. **Tsuji T., Nagano Y., Tagawa M.** Structure and heat transport of a turbulent natural convection boundary layer // *In preparation for the presentation at TSF 8 / from the database assembled by Prof. Rodi W. ( Europe )*.

11. **Jaluria Y., Gebhart B.** An experimental study of non-linear disturbance behaviour in natural convection // *J. Fluid Mech.*, 1973, V.61, p.337-352.

12. **Cheesewright R., Doan K.S.** Space-time correlation measurements in a turbulent natural convection boundary layer // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1978, V.21, № 7, p.911-921.

13. **Tsuji T., Nagano Y., Tagawa M.** Experiment on spatio-temporal turbulent structures of a natural convection boundary layer // *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 1992, V.114, № 4, p.901-908.

14. **Hishida M., Nagano Y., Tsuji T., Kaneko I.** Turbulent boundary layer of natural convection along a vertical flat plate // *Trans. JSME, Ser.B*, 1981, V.47, № 419, p.1260-1268.

15. **Doan K.S., Coutanceau J.** Structure d'un ecoulement de convection naturelle-transition et turbulence etablie // *Acta Astronautica*, 1981, V.8, p.123-160.

16. **Tsuji T., Nagano Y.** Turbulence measurements in a natural convection boundary layer along a vertical flat plate // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1988, V.31, № 10, p.2101-2111.

17. **Чумаков Ю.С.** Экспериментальное исследование переходного и развитого турбулентного режимов течения в свободноконвективном пограничном слое, развивающемся около вертикальной нагретой поверхности // сб. докл. 4-го Минского международного форума по тепло- и массообмену, Минск, 22-26 мая, 2000.