

Автор ерр.  
К 14

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ОДЕССКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
имени М.В. Ломоносова

---

Аспирант Л.Г. КАЛИНИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ  
СФЕРЫ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ  
С ПРИМЕНЕНИЕМ ШЛИРЕН-МЕТОДА

274 - теоретические основы теплотехники

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Одесса - 1968

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ОДЕССКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
имени М.В. Ломоносова

---

Аспирант Л.Г. КАЛИНИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ  
СФЕРЫ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ  
С ПРИМЕНЕНИЕМ ШЛИРЕН-МЕТОДА

274 - теоретические основы теплотехники

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

2001554

Одесса - 1968

Одесский технологический  
институт  
им. М. В. Ломоносова  
БИБЛИОТЕКА

Перечисл 19 274

Работа выполнена на кафедре атомных энергетических установок Одесского технологического института имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор технических наук.  
профессор ГОРБИС З.Р.

Официальные оппоненты: доктор технических наук,  
заслуженный деятель науки  
и техники, профессор  
БОЛЬШАКОВ А.Г.,  
доктор технических наук,  
профессор НАЕР В. А.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1968 г.

Защита состоится " 25 " октября 1968 г.

на заседании Совета Одесского технологического института имени М.В. Ломоносова. Просьба отзывать на реферат направлять в двух экземплярах по адресу: г. Одесса, ул. Свердлова, 112, Одесский технологический институт имени М.В. Ломоносова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОТИ имени М.В. Ломоносова.

Ученый секретарь Совета

ЗАПОРОЖЕЦ Л.А.

Интенсивность и эффективность многих процессов тепло-массообмена, горения, термической обработки материалов в современной теплоэнергетике, химической, строительной, пищевой и других отраслях промышленности определяются явлениями, протекающими в дисперсных системах типа газ - твердые частицы. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования этих явлений показали, что развитие учения о дисперсных системах во многом определяется наличием данных по тепло-массообмену и аэродинамике сферических частиц.

Вопрос о влиянии вращения частицы на теплообмен и сопротивлении в потоке привлекает внимание исследователей по следующим причинам: а) экспериментально показано, что частицы при движении в потоках газозвеси вращаются, причем число оборотов в минуту достигает значительных величин 3000 - 60000 об/мин. - по данным И. Гастерштадта, А.М. Дзядзио, А.П. Чернова и др. ; б) подавляющее большинство экспериментальных данных получено при исследовании тепло-массообмена и аэродинамики неподвижно закрепленной в потоке частицы, т.е. без учета эффекта вращения.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния вращения на теплоотдачу сферы в условиях естественной конвекции в воздушной среде, что позволило детально рассмотреть качественные изменения в структуре теплового пограничного слоя и оценить соотношение сил, действующих в нем. С целью изучения теплового пограничного слоя в работе был применен метод Теллера (шлирен-метод), с помощью которого можно визуализировать пограничный слой, определить некоторые его характеристики (толщину слоя, положение точки отрыва), а в некоторых случаях установить и распределение плотности (температуры) в пределах слоя.

Анализ современного состояния вопроса по теме исследования показал необходимость решения следующих задач:

1. Аналитическая оценка теплообмена вращающейся сферы в условиях естественной конвекции;

2. Оценка локальных и средних значений коэффициента теплоотдачи неподвижной и невращающейся сферы по толщине пограничного слоя, получаемой из эксперимента. Оценка среднего значения толщины пограничного слоя сферы;

3. Оценка в первом приближении влияния нецентрального вращения сферы на гидродинамическую обстановку в пограничном слое;

4. Экспериментальное исследование теплообмена вращающейся сферы;

5. Качественное исследование структуры теплового пограничного слоя при помощи шлирен-метода; влияние вращения на положение точки отрыва и толщину пограничного слоя;

6. Разработка количественного метода исследования оптических неоднородностей в нестационарных процессах с применением шлирен-метода.

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, общих выводов и рекомендаций, приложения. Приведена библиография из 80 наименований.

## 1

В первой главе проведен краткий анализ работ, посвященных тепло-массообмену и аэродинамике сферы в условиях естественной и вынужденной конвекций, с учетом и без учета ее вращения.

Рассмотрены данные, полученные в результате исследований Д.Н. Ляховского, Л.Г. Лойцянского, В.А. Шваба, Б.Д. Кацнельсона и Ф.А. Тимофеевой, М.А. Михеева, Л.С. Клячко, Д.И. Бояринцева, Л.И. Кудряшова, А.А. Гусакова, З.Р. Горбиса, В.К. Щитникова и других авторов.

Результаты исследований, в основном, приводили к тому, что коэффициент теплоотдачи сферы в условиях внеш-

ней задачи пропорционален  $Re^{0,6}$ , в то время как теоретическое решение З.Ф. Чуханова предсказывало увеличение показателя степени при критерии Рейнольдса до 0,8, если вращение частицы вызывает искусственную турбулизацию пограничного слоя. В исследовании М.Г. Крюковой получен результат, из которого следует, что вращение частицы при обтекании ее потоком приводит лишь к количественному улучшению теплообмена, а качественные характеристики пограничного слоя остаются неизменными и искусственная турбулизация не наступает. Однако в дальнейшем было показано, что обработка данных М.Г. Крюковой приводит к зависимости для коэффициента теплоотдачи, в которой критерий Рейнольдса (с учетом окружной скорости на поверхности вращающейся сферы) находится в степени 0,8. Таким образом, вопрос о влиянии вращения на структуру пограничного слоя и, как следствие, на теплообмен и сопротивление сферы окончательно не решен.

Рассмотрены работы и выводы Стокса, Н.А.Слезкина, К.П. Страшиной, Н.Е. Хоскина, Л.Хоуарта, в которых аналитически рассмотрены различные случаи вращения сферы в вязкой несжимаемой среде. Наиболее интересно решение Л. Хоуарта, из которого следует, что при вращении сферы в неподвижной вязкой среде без теплообмена происходит перетекание жидкости в пределах пограничного слоя от полюсов сферы к экватору, вследствие чего в районе экватора происходит отрыв пограничного слоя. Экспериментально это явление не исследовалось.

Нордли Ролланд и Крейт Франк изучали теплообмен при вращении сферы в условиях естественной конвекции. Однако в их эксперименте линейный размер (диаметр сферы) оставался неизменным, что снижает ценность работы.

Анализ существующих методов исследования пограничного слоя показал преимущество неконтактных методов, один из которых (шлирен-метод) был приведен в работе.

Основные направления и задачи исследования, приведенные во введении, являются результатом рассмотрения ма-

териалов первой главы.

11

При обработке экспериментальных данных возникла необходимость в оценке среднего значения толщины теплового пограничного слоя сферы. Для стационарного процесса система дифференциальных уравнений, описывающих теплообмен в условиях естественной конвекции несжимаемой жидкости при условии, что влиянием инерционных сил и градиентом давления можно пренебречь, может быть представлена в виде

$$(1) \quad \begin{aligned} g\bar{\rho}\beta\Delta T_c + \mu\nabla^2\vec{w} &= 0 & \text{а)} \\ \operatorname{div}(\vec{w}) &= 0 & \text{б)} \\ \vec{w}g\alpha d\Delta T = \alpha\nabla^2\Delta T & & \text{в)} \\ \mathcal{L} = -\frac{\lambda}{\Delta T_c} (g\alpha d\Delta T)_{y=0} & & \text{г)} \end{aligned}$$

Принимается, что физические параметры жидкости независимы от температуры (за исключением плотности, которая является линейной функцией температуры  $\rho = \rho_0(1 - \beta\Delta T)$ ). Полагаем, что распределение температуры в пограничном слое соответствует квадратичному закону, так что

$$\begin{aligned} \Delta T &= \Delta T_c \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \\ \Delta T &= \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \Delta T dy \approx \frac{\Delta T_c}{3} \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\Delta T = T - T_{\infty}$ ;  $\Delta T_c = T_c - T_{\infty}$ .

Толщина теплового пограничного слоя определяется условием

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=\delta} = 0 \quad (3)$$

На рис. 1 приведена принятая система координат и схема действия сил на элементарный объем жидкости в пределах пограничного слоя. С учетом принятой схемы и допу-

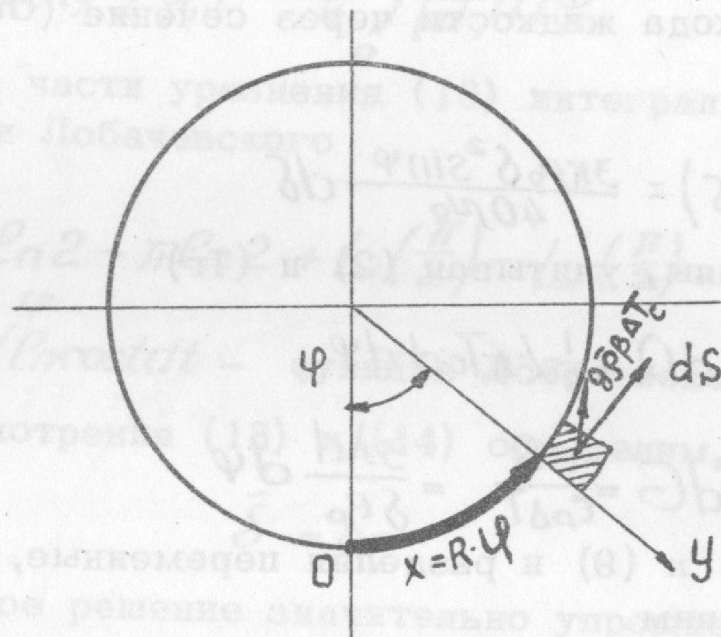


Рис. 1.

щений граничные условия запишутся следующим образом:

$$\begin{array}{lll} y=0 & W_y=0 & \Delta T = \Delta T_c \\ y=\delta & W_\psi=0 & \Delta T = 0 \end{array} \quad (4)$$

с учетом (1г) и (2)

$$\mathcal{L} = \frac{2\lambda}{\delta} \quad (5)$$

Распределение скорости в пределах пограничного слоя определится из (1а) после согласования с граничными условиями в проекциях на  $\Psi$

$$W_\psi = \frac{K\delta^2 y}{\mu_0 \delta} \left\{ \frac{1}{12} \left[ 1 - \left( \frac{y}{\delta} \right)^3 \right] - \frac{1}{3} \left[ 1 - \left( \frac{y}{\delta} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{y}{\delta} \right) \right] \right\} \sin \Psi \quad (6)$$

где  $K = g\rho_0 v \Delta T_c$ ;

при среднеинтегральной скорости по сечению

$$\bar{w}_\psi = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w_\psi dy = \frac{\kappa \delta^2 \sin \psi}{40 \mu_0} \quad (7)$$

Приращение расхода жидкости через сечение ( $d\delta \cdot 1$ ) составит

$$dG = d(\rho_0 \bar{w}_\psi \delta) = \frac{3\kappa \rho_0 \delta^2 \sin \psi}{40 \mu_0} d\delta \quad (8)$$

С другой стороны, учитывая (2) и (1г)

$$dQ = \frac{1}{2} \lambda \Delta T_c d \cdot d\psi$$

$$dG = \frac{dQ}{c_p \Delta T} = \frac{3\lambda d}{8c_p} d\psi \quad (9)$$

Сопоставляя (8) и (9) и разделяя переменные, после интегрирования получим

$$\frac{\delta^4 \rho_0 \kappa c_p}{160 \mu_0 \lambda d} = \ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} + C \quad (10)$$

Определение постоянной интегрирования не может быть выполнено наложением граничных условий, поскольку при  $\psi = 0$ ,  $\ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = -\infty$ , при  $\psi = \pi$ ,  $\ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = +\infty$ , что физически объяснимо, поскольку в полюсах сферы тепловой пограничный слой представляет неопределенность. Воспользуемся тем, что при  $\psi = \frac{\pi}{2}$ ,  $\ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = 0$ .

Тогда, с учетом замены

$$\frac{\rho_0 \kappa d^3}{\mu_0^2} \cdot \frac{\mu_0 c_p}{\lambda} = Gr \cdot Pr$$

значение  $C$  определится так

$$C = \frac{Gr \cdot Pr}{160} \left( \frac{\delta_0}{d} \right)^4 \quad (11)$$

где  $\delta_0$  - значение толщины пограничного слоя при  $\psi = \frac{\pi}{2}$  (на экваторе).

Комбинируя (10) и (11), получим

$$\delta = d \sqrt[4]{\frac{\ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \cdot 160}{Gr \cdot Pr} + \left( \frac{\delta_0}{d} \right)^4} \quad (12)$$

Проведем осреднение величины  $(\frac{\delta}{d})^y$  по  $\psi$ , обозначив  $M = \frac{Gr \cdot Pr}{160}$

$$\overline{\left(\frac{\delta}{d}\right)^y} = \frac{1}{\pi M_0} \int_0^{\pi} \ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi + \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{\delta_0}{d}\right)^y d\psi \quad (13)$$

В правой части уравнения (13) интеграл решается при помощи функции Лобачевского

$$\int_0^{\pi} \ln \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} d\psi = \pi \ln 2 - \pi \ln 2 + L\left(\frac{\pi}{2}\right) - L\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0 \quad (14)$$

где  $L(\psi) = -\int_0^{\psi} \ln \cos t dt$  - функция Лобачевского.

Из рассмотрения (13) и (14) определим, что

$$\bar{\delta} = \delta_0 \quad (15)$$

Полученное решение значительно упрощает обработку экспериментального материала, поскольку с учетом (5)

$$\bar{Nu} = \frac{2d}{\delta_0} \quad (16)$$

Рассмотрим задачу о теплообмене вращающейся сферы в условиях естественной конвекции. Принятая система координат и схема действующих сил приведена на рис. 2. Для стационарного процесса система дифференциальных уравнений будет аналогична системе (1) с учетом центробежных сил; при этом сохраняются все принятые ранее допущения, за исключением граничных условий и закона распределения температуры в пограничном слое, который для упрощения решения принимается линейным

$$\Delta T = \Delta T_c \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \quad (17)$$

На элементарный объем  $\frac{d}{2} d\psi \frac{d}{2} d\zeta \cdot dy$  в пределах пограничного слоя действуют результирующие силы: обусловленная разностью плотностей

$$B = dV \cdot g (\rho - \rho_0) \quad (18)$$

и центробежная

$$F = dv \cdot \bar{\rho} \omega^2 \left( \frac{d}{2} + \frac{dy}{2} \right) \sin \left( \psi + \frac{d\psi}{2} \right) \quad (19)$$

Ввиду малости  $\frac{dy}{2}$  и  $\frac{d\psi}{2}$  по сравнению с  $\frac{d}{2}$  и  $\psi$ , полагаем

$$F = dv \cdot \bar{\rho} \omega^2 \frac{d}{2} \sin \psi \quad (20)$$

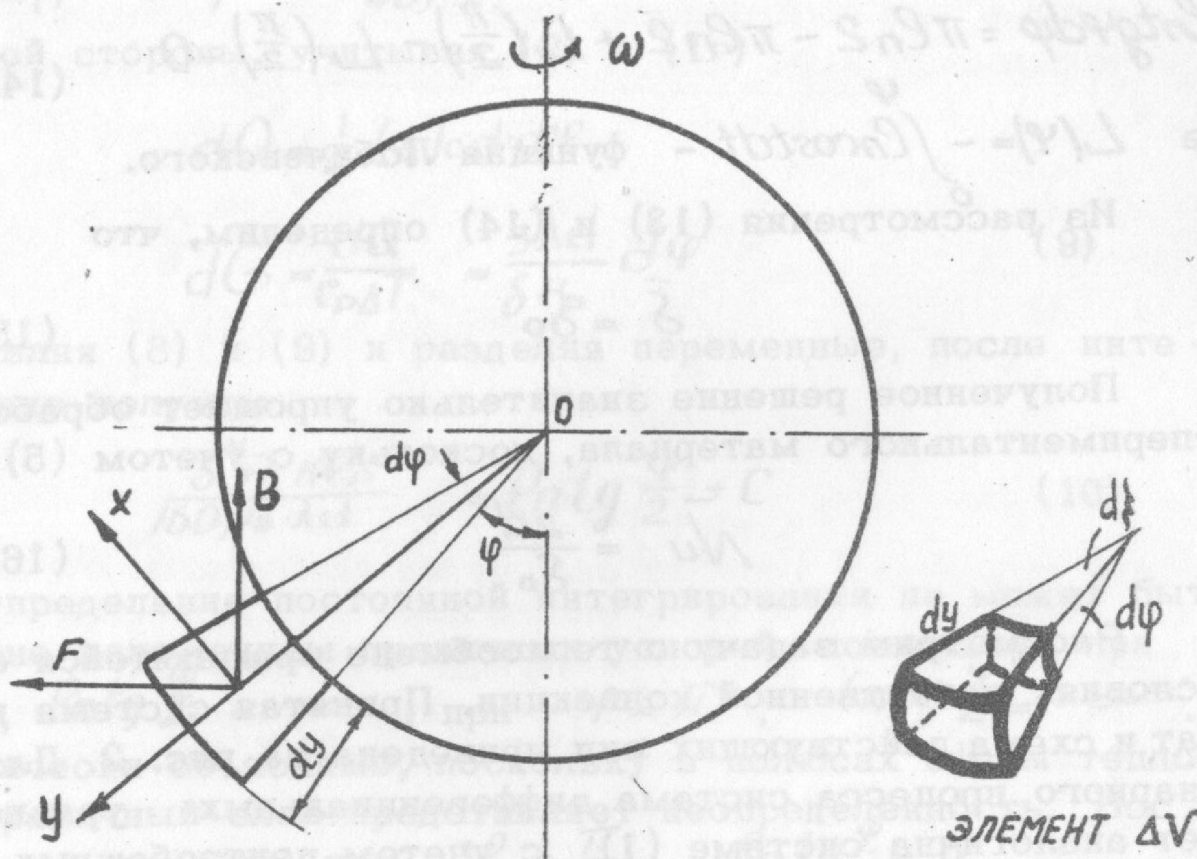


Рис. 2.

Кроме того на выделенный элемент действуют силы вязкого трения и силы инерции. Пренебрегая последними, для элементарного объема в проекциях на ось X справедливо

$$\frac{d^2 W_x}{dy^2} = - \left( g \frac{\Delta \rho}{\mu_0} \sin \psi + \frac{\omega^2 d \cdot \rho}{2 \mu_0} \sin \psi \cos \psi \right) \quad (21)$$

Граничные условия дают

$$\begin{aligned} y = 0; & \quad W_x = 0; \\ y = \delta; & \quad W_x = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Решение уравнения (21) имеет вид

$$W_x = \frac{\delta^2}{2} \left( \frac{g\Delta\rho}{\mu_0} \sin\psi + \frac{\rho d \omega^2}{2\mu_0} \sin 2\psi \right) \left( \frac{y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \right) \quad (23)$$

При дальнейшем решении задачи уравнение сплошности и энергии заменим равноценным соотношением Г.Н.Кружилина

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta W_x (T - T_\infty) dy = -a_0 \left( \frac{\partial \Delta T}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (24)$$

После подстановки выражения для скорости и интегрирования получим выражение

$$\frac{d}{d\psi} \left[ \frac{\delta^3}{24} \cdot \sin\psi \left( \frac{g\Delta\rho\beta\Delta T}{\mu_0} + \frac{\rho\omega^2 d}{2\mu_0} \cos\psi \right) \right] = \frac{a_0 d}{2\delta} \quad (25)$$

которое после некоторых преобразований приводится к безразмерному виду

$$\frac{d}{d\psi} \left[ \frac{1}{12} \left( \frac{\delta}{d} \right)^3 (Gr \cdot Pr + 2Re_B^2 \cdot Pr \cdot \cos\psi) \sin\psi \right] = 1 \quad (26)$$

Для приближенной оценки величины  $\left( \frac{\delta}{d} \right)$  в пределах изменения  $\psi$  от 0 до  $\pi$ , осредним величины  $\sin\psi$  и  $\cos\psi$ . Тогда

$$\frac{\delta}{d} = \sqrt[3]{\frac{6\pi\psi}{Pr(Gr + 0,544 Re_B^2)}} \quad (27)$$

Проводя осреднение по  $\psi$ , получим для коэффициента теплоотдачи выражение

$$\bar{Nu} = 0,48 (Gr + 0,54 Re_B^2)^{0,25} \cdot Pr^{0,25} \quad (28)$$

Далее рассмотрен вопрос о влиянии нецентрального вращения сферы на гидродинамику пограничного слоя. Причиной такого вращения (ось симметрии не совпадает с осью вращения) в реальном потоке служат: неравномерность несущего потока, наличие в нем турбулентных пульсаций, несферичность частицы, наличие отрывного характера обтекания и др. Этот вопрос в известной литературе не рассматривался. Приближенное решение основано на рассмотрении мгновенной картины распределения скоростей в пределах пограничного слоя в плоскости перпендикулярной оси вращения. Средняя скорость в сечении слоя полагается равной (в первом приближении), половине окружной скорости поверхности сферы:

$$W = \frac{1}{2} \omega R \quad (29)$$

где  $R$  - функция центрального по отношению к оси вращения угла.

Для сечения пограничного слоя экваториальной плоскостью запишем уравнение Бернулли

$$\frac{w \cdot \rho \cdot dw}{d\psi} = - \frac{dP}{d\psi} \quad (30)$$

Для экваториальной плоскости справедливо

$$R = - \varepsilon \cos \psi + \sqrt{\varepsilon^2 \cos^2 \psi + R_0^2 - \varepsilon^2} \quad (31)$$

С учетом (29), (30), (31) получим уравнение

$$\frac{dP}{d\psi} = \frac{\omega^2 \rho \varepsilon}{4} \cdot R \left( \frac{\sin 2\psi \cdot \varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 \cos^2 \psi + R_0^2 - \varepsilon^2}} - \sin \psi \right) \quad (32)$$

Интегрирование в пределах от 0 до  $\pi$  дает

$$P = - \frac{\omega^2 \rho \varepsilon R_0}{2} \quad (33)$$

откуда следует, что при нецентральном вращении в пределах пограничного слоя существует продольный градиент давления, что наряду с наличием кривизны поверхности предопределяет возможность отрыва пограничного слоя. Сопоставление полученного результата с решением К.П. Страшиной для

задачи о распределении давления в пограничном слое центрально вращающейся сферы, обтекаемой потоком вязкой несжимаемой жидкости, приводит к выводу, что

$$Re = \frac{3}{2} Re_B^2 \left( \frac{\varepsilon}{d} \right) \quad (34)$$

Из выражения (34) следует, что нецентральное вращение сферы дает эффект, сопоставимый с дополнительным обтеканием сферы потоком. При больших значениях отношения  $\left( \frac{\varepsilon}{d} \right)$  эффект может быть значительным. Такой случай возможен при вращении в потоке мелких частиц. Экспериментальные данные по этому вопросу отсутствуют.

### III

В третьей главе проведен краткий анализ количественных методов исследования оптических неоднородностей. Рассмотрены работы и выводы А. Теплера, И.В.Обреимова, Д.Д.Максутова, Г.Д. Саламандры, Л. А. Васильева, С.А. Аbruкова, М.Д. Апашева, Г. Шардина, Д. Холдера и др. авторов. Подавляющее большинство рассмотренных методов неприменимо при исследовании нестационарных процессов, в то время как обстановка в тепловом пограничном слое вращающейся сферы соответствует нестационарным условиям. Поэтому в работе была предпринята попытка распространить известные, эффективные при исследовании стационарных процессов методы „щель-нож“, „щель-нить“, на решение задач, связанных с изменением неоднородности во времени.

Суть предлагаемого метода заключается в замене дискретного смещения диафрагмы шпирен-системы непрерывным колебательным движением диафрагмы относительно точки пересечения оптической оси прибора с фокальной плоскостью. Покадровое фотографирование заменяется киносъемкой. При этом полагается, что за время хода диафрагмы из одного положения в другое, в пределах амплитуды движения, оптическая неоднородность во времени неизменна, а изображение неоднородности на экране определяется лишь характе-

ристикой шлирен-системы и положением диафрагмы в момент фиксирования тешлерограммы. Скорость съемки, частота и амплитуда колебаний диафрагмы определяются скоростью течения исследуемого процесса. Показано, что такой способ применим при изучении процессов, скорость течения которых не выше 175 м/сек. При этом частота движения диафрагмы - 200 герц, скорость съемки составляет порядка 2000 кадр./сек.

Методика с применением скоростной киносъемки была применена для исследования распределения относительной плотности продуктов сгорания.

Результаты исследования показали, что применение метода затруднено громоздкой обработкой получаемых данных, однако при высокой степени автоматизации и совершенствования фиксирующей части шлирен-прибора на базе применения электронно-оптических устройств метод принципиально пригоден для исследования нестационарных процессов в оптических неоднородностях.

Другим совершенствованием шлирен-системы является принципиальная схема ракурсного теневого прибора, предложенная совместно с Ф.Е. Спокойным. Эта схема позволяет подводить пучек света к исследуемому объекту под различными начальными углами, что позволяет более подробно изучить оптическую неоднородность. Побочным эффектом схемы является то, что объект исследования может быть вынесен за пределы контура прибора и произвольно ориентирован относительно оптической оси шлирен-системы.

Основная экспериментальная установка выполнена из расчета применения прибора ИАБ-451 (рис. 3). Исследуемые сферы имели диаметры 39,7; 30,2; 19,9 мм, изготавливались из алюминия и полировались. В сверлении, достигающем центра сферы, устанавливался спай медь-константановой термопары, изолированные концы которой выводились на ось вращения, выполненную из асбоцемента и подключались к токосъемным кольцам. Замыкание измерительной цепи осу-

ществлялось при помощи скользящего контакта. Измерение э.д.с. термопары производилось при помощи потенциометра Р2/1. Исследуемая сфера устанавливалась в камере с за-

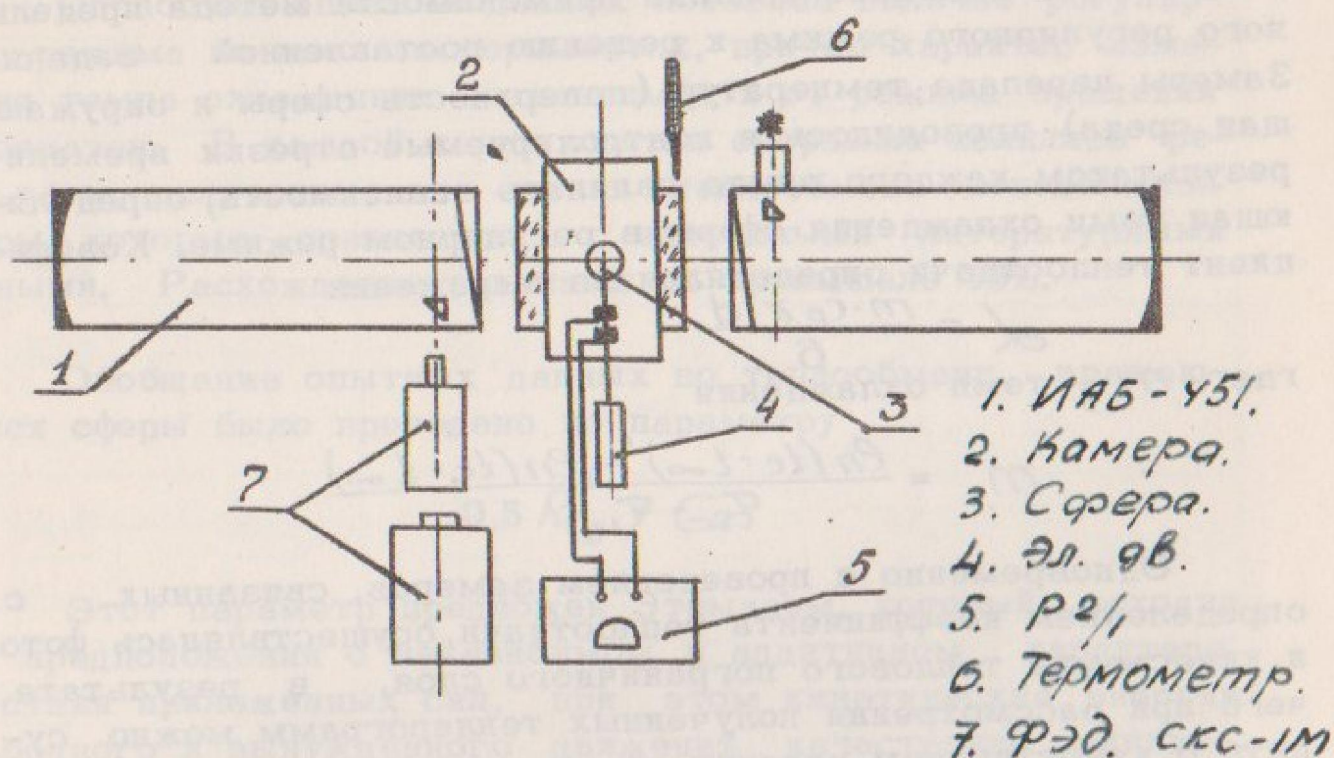


Рис. 3.

щитными стеклами, ось вращения закреплялась в подшипнике качения и при помощи эластичной муфты соединялась с валом электродвигателя постоянного тока ( $N = 50$  ватт

$n = 300 - 2500$  об/мин.). Число оборотов сферы контролировалось при помощи стробо-тахометра. При измерении отрезков времени использовался секундомер с ценой деления  $0,1$  сек. При проведении эксперимента фиксировались температура и давление окружающей среды (соответственно с точностью до  $0,1^\circ$  и  $1$  мм ртутного столба).

В работе был применен метод предельного регулярного режима, предложенный Г.М. Кондратьевым. При проведении эксперимента сфера нагревалась съемным нагревателем ( $N = 70$  ватт) и по достижении нужного значения перепада температур, нагреватель убирался, а сфера приводилась во вращение с постоянным числом оборотов. Изменение перепада температур во времени контролировалось при помощи потенциометра. В ходе эксперимента полагалось, что темпе-

ратуры поверхности и центра сферы равны, поскольку в условиях эксперимента для всех сфер критерий  $Bi < 0,1$ , а отток тепла по термопаре и оси вращения ничтожен. Этим выполнялось основное условие применимости метода предельного регулярного режима к решению поставленной задачи. Замеры перепада температур (поверхность сферы и окружающая среда) проводилось в контролируемые отрезки времени; результатом каждого опыта являлась зависимость, определяющая темп охлаждения сферы в регулярном режиме. Коэффициент теплоотдачи определялся из выражения

$$\alpha = \frac{m \cdot c_p \cdot \rho \cdot d}{\delta}$$

где  $m$  - темп охлаждения

$$m = \frac{\ln(tc - t_{\infty})' - \ln(tc - t_{\infty})}{\tau_2 - \tau_1}$$

Одновременно с проведением замеров, связанных с определением коэффициента теплоотдачи, осуществлялась фотокиносъемка теплового пограничного слоя, в результате чего при рассмотрении полученных термограмм можно судить о качественном влиянии на структуру пограничного слоя как температурного перепада, так и скорости вращения. Величина температурного перепада в эксперименте изменялась в пределах от  $50$  до  $300^{\circ}\text{C}$ , а число оборотов от  $300$  оборотов до  $2500$  об/мин.

Предпринимались попытки количественной оценки структуры пограничного слоя (распределение температур в пределах слоя). При стационарном режиме теплоотдачи цилиндра  $d = 33,8$  мм и всех трех сфер в условиях естественной конвекции (тарировочный эксперимент) проводилось сравнение результатов, полученных из показаний термопар, с результатами обсчета данных, полученных методом "шельнить" на приборе ИАБ-451. Сравнение показало, что результаты дают среднее расхождение порядка  $10-13\%$ .

Обработка опытных данных показала наличие регулярного режима во всех экспериментах, причем характер изменения темпа охлаждения в зависимости от режима вращения однозначен. В каждой серии опытов опорными являлись результаты, полученные для случая теплообмена неподвижной сферы, которые сравнивались с известными литературными данными. Расхождение в данных не превышало 15%.

Обобщение опытных данных по теплообмену вращающейся сферы было проведено по параметру

$$0,5 Re_B^2 + Gr$$

Этот параметр предложен Этемадом, который исходил из предположения о независимом и аддитивном характере действия приложенных сил, при этом кинетические энергии свободного и вынужденного движений качественно эквивалентны, что можно принять в первом приближении. Напомним, что полученная нами зависимость (28) для коэффициента теплоотдачи устанавливает функциональную связь с аналогичным параметром.

Обработка данных, проведенная методом наименьших квадратов приводит к критериальной зависимости

$$Nu = 0,365(0,5 Re_B^2 + Gr)^{0,25} \quad (35)$$

для диапазона  $6,7 \cdot 10^2 < Re < 1,3 \cdot 10^4$ ;  $3,26 \cdot 10^5 < Gr < 2,6 \cdot 10^6$

В таблице 1 приведены данные отражающие изменения в структуре пограничного слоя в зависимости от соотношения  $Gr$  и  $Re_B$ .

№ 0. В. 1554

Таблица 1

$Gr \cdot 10^{-5}$	$Re_b \cdot 10^{-3}$				
	0	0,67	4	8	13
3,26	$\frac{0,25}{0,92}$	$\frac{0,22}{0,8}$	$\frac{0,20}{0,75}$	$\frac{0,18}{0,65}$	$\frac{0,15}{0,50}$
	$\frac{0,35}{0,87}$	$\frac{0,32}{0,75}$	$\frac{0,30}{0,70}$	$\frac{0,27}{0,60}$	$\frac{0,20}{0,50}$
26,0	$\frac{0,50}{0,82}$	$\frac{0,48}{0,70}$	$\frac{0,45}{0,65}$	$\frac{0,35}{0,55}$	$\frac{0,30}{0,50}$

Примечание. Дробью показано: в числителе — отношение  $\frac{\delta_c}{R}$ ; в знаменателе  $\frac{\psi_{отгр}}{\pi}$ .  
 $\delta_c$  — среднее значение толщины пограничного слоя для безотрывной зоны.  
 Отсчет  $\psi_{отгр}$  производится от нижнего полюса сферы.

Теоретическая зависимость для воздуха может быть представлена вместо (28) в виде

$$Nu = 0,465(0,54Re_b^2 + Gr)^{0,25} \quad (36)$$

На рис. 4 представлены зависимости (35) и (36), расхождение результатов находится в пределах 15%. Выполненная оценка погрешностей эксперимента показала, что предельная относительная погрешность в опытах не превышала 7%.

Проведенное сравнение с результатами опытов Нордли Ролланда и Крейта Франка

$$Nu = 2(4Re_b^2 + Gr)^{0,164} \quad (37)$$

показало, что наши данные (и эксперимент и теоретическая зависимость) располагаются ниже, причем максимальное расхождение порядка 25% соответствует диапазону с малыми значениями  $Re_B$ . В среднем расхождение составляет 18%.

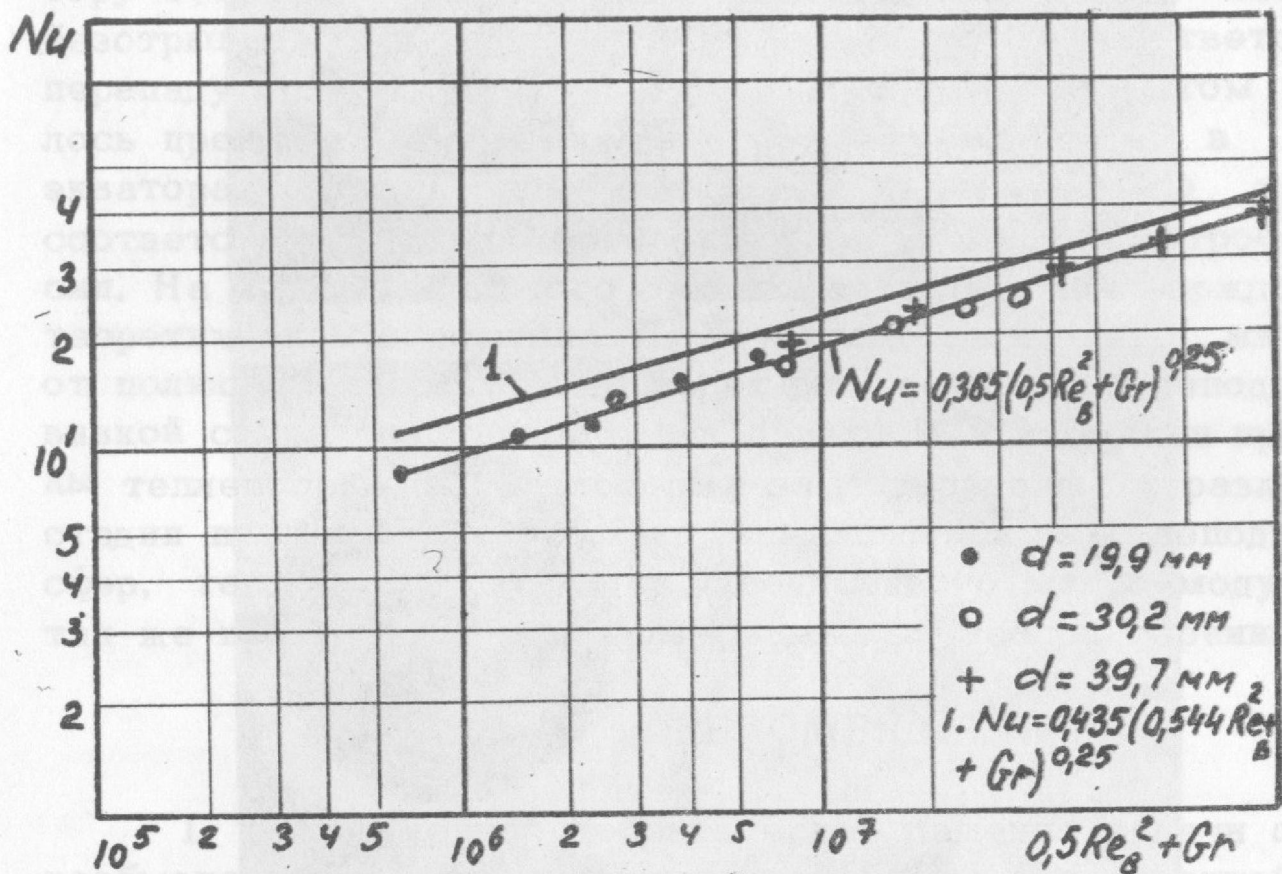


Рис. 4.

Подчеркнем, что все наши данные соответствуют сферам разного диаметра, и что данные (37) получены лишь для одного диаметра сферы ( $d = 152,4$  мм).

Проведенный качественный анализ полученных теплерограмм показал, что в ходе эксперимента при всех режимах тепловой пограничный слой практически оставался ламинарным. Влияние вращения сказывалось в основном на изменении положения точки отрыва и на уменьшении толщины слоя. На рисунках 5, 6, 7 приведены типичные теплерограммы, которые отражают возможные варианты структуры теплового пограничного слоя при вращении сферы. На рис. 5 приведена теплерограмма пограничного слоя неподвижной сферы в

Рис. 7

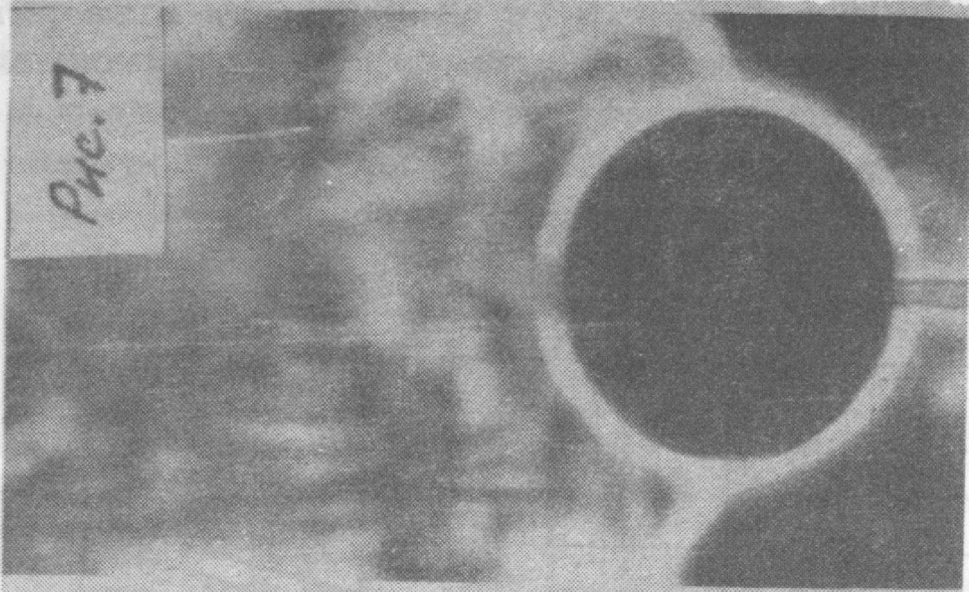


Рис. 6.

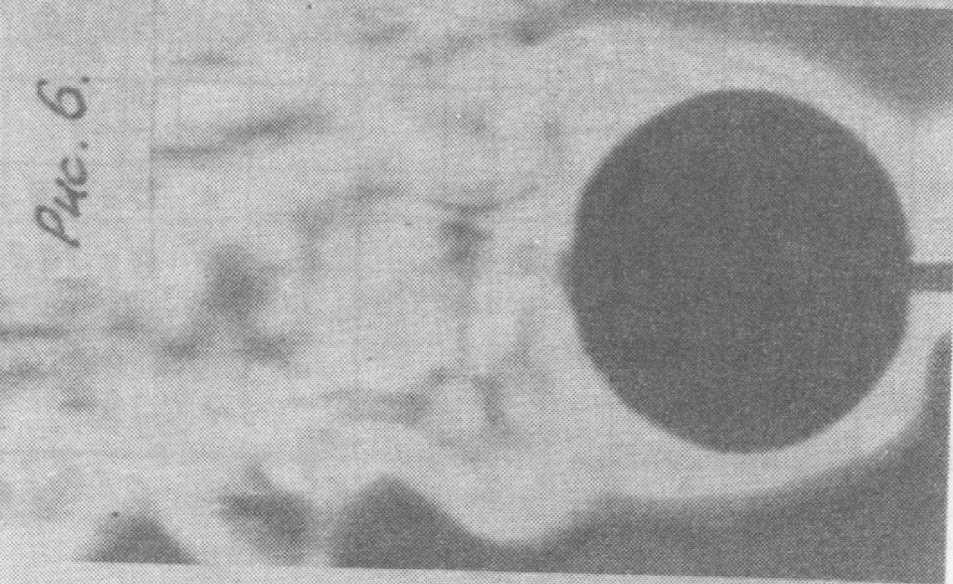
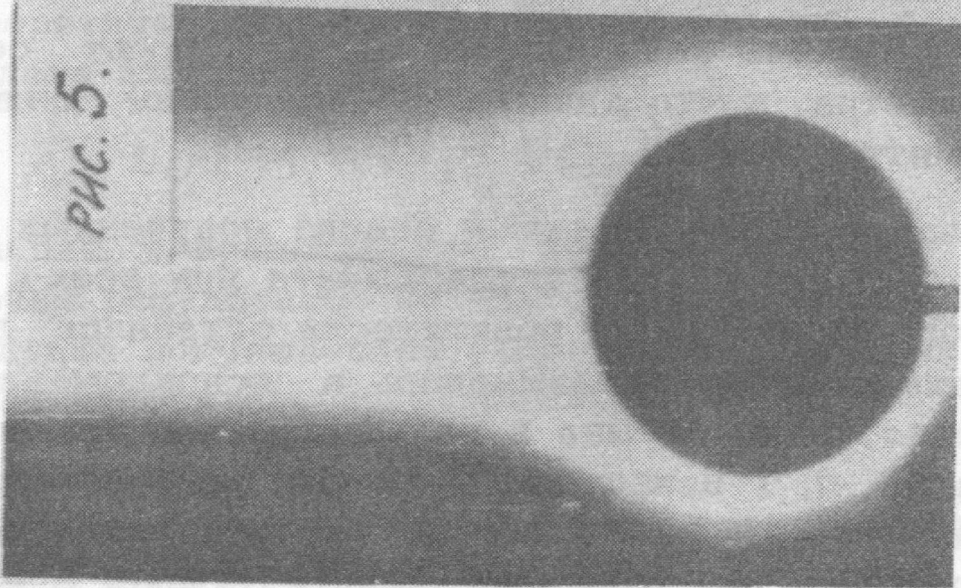


Рис. 5.



условиях естественной конвекции при  $\Delta t = 250^\circ\text{C}$ . На рис. 6 показана картина слоя при том же значении перепада температур, но в этом случае сфера вращается в неподвижной воздушной среде с  $n = 2500$  об/ми. Можно отметить многоточный характер отрыва, смещение зоны отрыва к экватору сферы, уменьшение толщины пограничного слоя в безотрывной зоне. Тешлерограмма на рис. 7 соответствует перепаду температур  $50^\circ\text{C}$ , число оборотов при этом осталось прежним. Зона отрыва целиком сместилась в район экватора, толщина слоя заметно уменьшилась. Эта картина соответствует случаю преобладания действия центробежных сил. На основании этого можно считать подтвержденным теоретическое положение Л. Хоурта о смещении жидкости от полюсов к экватору при вращении сферы в неподвижной вязкой среде без теплообмена с нею. В приложении приведены тешлерограммы, на которых зафиксированы различные стадии процесса теплообмена вращающейся и неподвижной сфер, теплоотдача цилиндра, электронного микро-модуля, а так же приведены кинокадры съемки процессов горения.

## ВЫВОДЫ И РЕКОМЕНДАЦИИ

1. Приближенное теоретическое решение задачи о теплообмене вращающейся сферы в условиях естественной конвекции дает критериальную зависимость

$$Nu = 0,48(0,54Re_B^2 + Gr)^{0,25} \cdot Pr^{0,25}$$

2. Аналитическая оценка среднего значения толщины теплового пограничного слоя у неподвижной сферы при естественной конвекции приводит к выводу, что этим средним значением является толщина слоя на экваторе сферы.

3. Аналитически показано, что в случае нецентрального вращения сферы в неподвижной среде возникает продольный градиент давления в пределах пограничного слоя. Количественно эффект такого вращения сопоставим с действием набегающего потока.

4. Предложен метод количественного исследования

оптических неоднородностей при изучении нестационарных процессов в них, а также принципиальная схема ракурсного теневого прибора, которая позволяет полнее исследовать неоднородность и выносить объект исследования за контуры шлирен - прибора.

5. Вращение сферы может вызвать интенсификацию теплоотдачи сферы. Возникающие при этом изменения в пограничном слое (утонение слоя, смещение точки отрыва) приводят к количественному улучшению теплоотдачи. Однако при вращении сферы в условиях естественной конвекции искусственной турбулизации пограничного слоя, как следствия вращения, не происходит.

6. В результате экспериментального исследования предлагается критериальная зависимость

$$Nu = 0,365(0,5 Re_B^2 + Gr)^{0,25}$$

для диапазона  $6,7 \cdot 10^2 < Re_B < 1,3 \cdot 10^4$ ,  $3,26 \cdot 10^5 < Gr < 2,6 \cdot 10^6$ .

7. Для дальнейшего исследования возможностей турбулизации пограничного слоя частицы путем ее вращения необходимо изучение теплообмена сферы в условиях вынужденной конвекции при нецентральной вращении частицы с изменением положения оси вращения и при свободном ее падении.

8. Необходимо совершенствовать методику количественного исследования оптических неоднородностей в нестационарных процессах для решения поставленных задач при помощи бесконтактных измерений. Возможным вариантом является создание соответствующего электронно оптического устройства на базе шлирен - прибора.

## ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$\alpha$  - коэффициент температуропроводности,  $c_p$  - теплоемкость при  $P = const$ ,  $d$  - диаметр сферы,  $g$  - ускорение силы тяжести,  $m$  - темп охлаждения,  $n$  - число оборотов в минуту,  $P$  - давление,  $R$  - радиус сферы,  $T$  - температура,  $u$  - скорость набегающего потока,  $w$  - скорость потока в пограничном слое,  $\lambda$  - коэффициент теплоотдачи,  $\beta$  - коэффициент объемного расширения,  $\gamma$  - удельный вес,  $\delta$  - толщина пограничного слоя,  $\varphi, \xi$  - угловые координаты,  $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости,  $\Lambda$  - коэффициент теплопроводности,  $\omega$  - угловая скорость,  $\varepsilon$  - эксцентриситет,  $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$  - критерий Нуссельта,  $Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$  - критерий Рейнольдса,  $Re_\delta = \frac{w d^2}{2\nu}$  - аналог критерия Рейнольдса при вращении,  $Gr = \frac{g d^3 \beta \Delta t}{\nu^2}$  - критерий Грассгофа,  $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$  - критерий Прандтля.

Материалы диссертации изложены в следующих работах:

1. Л.Г. Калинин, Ф.Е. Спокойный, З.Р. Горбис. О применении метода Теллера для исследования теплового пограничного слоя частиц в потоке газозвеси. Тезисы докладов У1 Республиканской конференции по вопросам испарения, горения и газозвеси динамики дисперсных систем. Киев, 1966 г.

2. Л.Г. Калинин, З.Р. Горбис. Методика исследования теплового пограничного слоя вращающейся сферы шпирен-методом. Материалы Всесоюзной межвузовской конференции по процессам в сквозных дисперсных потоках. Одесса, 1967 г.

3. Л.Г. Калинин, Ф.Е. Спокойный. Авторское свидетельство „Ракурсный теневой прибор“, 1968 г. Решение ГК о выдаче авторского свидетельства № 1175780/18-10 от 15/11-68 г.

4. Л.Г. Калинин, З.Р. Горбис. Исследование теплообмена при вращении сферы в условиях естественной конвекции с применением шпирен-метода. ИФЖ, ХУ, № 3, 1968 г.

Основное содержание работы докладывалось автором на:

1. У1 Республканской конференции по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1966.
2. ХХ1Х научной конференции ОТИ имени М.В.Ломоносова, Одесса, 1967.
3. 1-ой Всесоюзной межвузовской конференции по процессам в сквозных дисперсных потоках. Одесса, 1967.

БР 05235 Подписано к печати 18/IX-68 г. Объем 1,2 печ.л.

Уч.изд.л. 1,4      Заказ № 87      Тираж 200 экз.      1968 г.

Печатная лаборатория ОТИ имени М.В.Ломоносова  
Одесса, ул. Свердлова, 112