

ВРАЩЕНИЕ МОЛЕКУЛ И ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ

О.А.Нерушев, С.А.Новопашин

*Институт теплофизики Сибирского отд. РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 10 июня 1996 г.

Экспериментально обнаружено влияние вращательных степеней свободы на критическое число Рейнольдса перехода к турбулентному режиму при течении в круглой трубе.

PACS: 47.25.Ae

Диссипационные члены в уравнении Навье–Стокса включают в себя два коэффициента вязкости – η и ζ [1]:

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v \right] = -\nabla p + \eta \Delta v + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \operatorname{grad} \operatorname{div} v.$$

Вторая или, как иногда называют, объемная вязкость ζ связана с наличием внутренних степеней свободы молекул [2]. В частности, для одноатомного газа она строго равна нулю. Для большинства двухатомных молекул при комнатной температуре колебания молекул не возбуждены и вторая вязкость связана только с вращениями молекул. При рассмотрении несжимаемой жидкости член, включающий коэффициент второй вязкости, может быть отброшен. Однако наличие дополнительного механизма диссипации даже при малых числах Маха может оказывать влияние на течение в неустойчивом режиме, в частности, на ламинарно-турбулентный характер перехода.

Включение сжимаемости течения в анализ какого-либо течения приводит к необходимости одновременного решения тепловой задачи вследствие изменений температурных полей и теплообмена на границах течения. Поэтому постановка чистого эксперимента по сопоставлению течений газов с различной структурой внутренних степеней свободы затруднена. Для примера, атомарные и молекулярные газы обладают существенно различной теплоемкостью. В настоящих экспериментах использовано сравнение течений N_2 и CO. Эти газы обладают почти идентичными молекулярными характеристиками: молекулярной массой, скоростью звука, показателем адиабаты, теплопроводностью, вязкостью, вращательным квантум и др. Данные о величине коэффициентов второй вязкости этих газов могут быть получены из затухания звуковых волн [3]. Табличные данные свидетельствуют о том, что коэффициент второй вязкости CO в несколько раз превышает соответствующую величину для N_2 . Таким образом, следует ожидать более высокого значения критического числа Рейнольдса перехода к турбулентному режиму течения для CO по сравнению с N_2 . В ламинарном же течении распределение газодинамических характеристик должно быть близким.

Для изучения наличия этого явления было выбрано течение Хагена–Пузейля – течение в круглой трубе. Исследованиям этого объекта посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ, начиная с классической работы О.Рейнольдса [4]. Следует отметить, что как большинство

экспериментов выполнено для течений жидкости, так и анализ устойчивости проведен для несжимаемых течений [5,6]. Было выяснено, что течение в трубе является устойчивым по отношению к бесконечно малым возмущениям. При устранении возмущений на входе трубы переход к турбулентности может быть затянут вплоть до числа Рейнольдса на уровне 10^5 . В ламинарном режиме течения коэффициент сопротивления $\lambda = (\Delta P/L)/(\rho v^2/2D)$ обратно пропорционален числу Рейнольдса [1]. Здесь $\Delta P/L$ – средний градиент давления по длине трубы, ρ – плотность газа, а v – расходная скорость газа, D – диаметр трубы. При переходе к турбулентному течению происходит скачок коэффициента сопротивления. Таким образом, наблюдается минимум коэффициента сопротивления в области ламинарно-турбулентного перехода. Величина минимального коэффициента сопротивления определяет критическое число Рейнольдса в соответствии с обратно пропорциональной зависимостью в области ламинарного течения.



Рис.1. Схема экспериментальной установки

Эксперименты выполнены при истечении газа через стеклянный капилляр (длина 300 мм, диаметр 1.3 мм) из герметичной камеры объемом 0.13 м^3 (рис.1), наполненной газом при повышенном давлении. Камера снабжена системами откачки и выпуска газа, что позволяет исследовать различные газы. Максимальный переход давления составлял величину порядка 100 мм.рт.ст. Клапан, установленный на выходном конце капилляра, позволял контролировать процесс истечения. Входной участок капилляра был отпилен перпендикулярно его оси. В случае плавного входа перехода к турбулентному режиму не наблюдалось до чисел Рейнольдса выше 10^4 . В этих условиях число Маха уже приближалось к величине 0.3. Разница давлений измерялась измерительным комплексом давления (ИКД) и регистрировалась высокочувствительным самописцем (Endim). Скорость падения давления в камере позволяет определить расход газа (а следовательно, и среднюю скорость) как функцию перепада давления на капилляре. На рис.2 показана зависимость коэффициента сопротивления для течения CO и N₂ от перепада давления на капилляре. Плотность газа определена по параметрам на входе в капилляр. Левая часть кривых соответствует ламинарному режиму течения, правая – турбулентному, а возрастающая центральная часть – переходному режиму. Минимум коэффициента сопротивления соответствует критическому числу Рейнольдса потери стационарности течения. Усредняя по нижним шести экспериментальным точкам, для CO и N₂ получим отношение минимальных коэффициентов сопротивления

1.09 ± 0.03 . Количественное отличие критических чисел Рейнольдса составит то же самое значение. Это демонстрируется на рис.3, где показана зависимость коэффициентов сопротивления от числа Рейнольдса. Хотя отход от ламинарного закона сопротивления $1/Re$ происходит для N_2 при более низком значении числа Рейнольдса, катастрофическое возрастание коэффициента сопротивления для обоих газов практически совпадает. Наряду с резким возрастанием коэффициента сопротивления в области перехода, в ламинарном течении наблюдается постепенный отход от зависимости $1/Re$ с увеличением числа Рейнольдса. Это явление связано с тем, что увеличение скорости течения приводит к смещению области формирования пуазейлевского профиля вниз по течению и выносу за пределы трубы [7], и для данного отношения длины трубы к ее диаметру оказывается на интегральной величине – коэффициенте сопротивления. Отметим, что в условиях настоящих экспериментов число Маха в области перехода составляет 0.1.

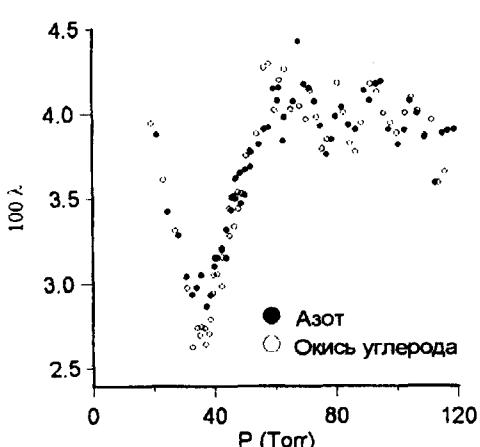


Рис.2. Зависимость коэффициента сопротивления от перепада давления на капилляре

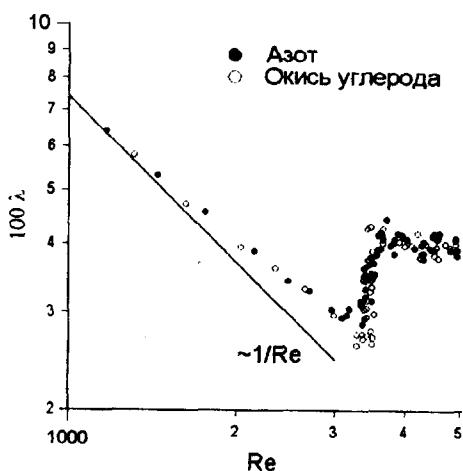


Рис.3. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса

Таким образом, в работе экспериментально зарегистрировано влияние коэффициента объемной вязкости на ламинарно-турбулентный переход. В условиях настоящих экспериментов объемная вязкость связана с вращательной структурой молекул и с процессами энергообмена при столкновениях молекул.

В заключение заметим, что в неупругих столкновениях для N_2 существует строгий запрет на переходы с изменением четности, связанный с сохранением ядерного спина при столкновениях и с неразличимостью атомов в молекуле N_2 [8]. Таким образом, необходимость учета квантового характера энергообмена для описания коэффициента объемной вязкости, свидетельствует о том, что наблюдаемое явление представляет собой проявление квантовых эффектов в газодинамике.

Авторы выражают благодарность проф. Филиппинского университета Амадору Муриэлю (Amador Muriel) за плодотворные обсуждения, которые способствовали рождению идеи проведения данных экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 96-01-01565 и фирмы Data Transport System (USA).

-
1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
 2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979.
 3. Справочник "Физические величины", под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейликова, М.: "Энерготомиздат", 1991.
 4. O.Reynolds, Phil. Trans. **174**, 935 (1883).
 5. H.Salwen, F.W.Cotton, and C.E.Grosch, J. Fl. Mech. **92**, 273 (1980).
 6. J.A.Fox, M.Lessen and W.V.Bhat, Phys. of Fl. **11**(1), (1968).
 7. Г.Шлихтинг, *Теория пограничного слоя*, М.: Наука, 1969.
 8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1989.