

4. Omura M., Presley L. L. Electron density measurements ahead of shock waves in air AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 12, pp. 2363—2365.
5. Коньков А. А., Нейланд В. Я., Николаев В. М., Пластинин Ю. А. Проблемы лучистого теплообмена в гиперзвуковой аэродинамике. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 1, стр. 140.
6. Laframboise J. Theory of cylindrical and spherical langmuir probes in a collisionless plasma at rest. Proc. 4-th Internat. Sympos. on Rarefied Gas Dynamics, Toronto, 1964, New York — London, Acad. Press, 1966, vol. 2, p. 22.
7. Whelan P. J., Nodwell R. A., Smy P. R. Double probe measurements of precursor ionization. Proc. 7-th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Beograd, 1965, vol. 2.
8. Горелова М. А., Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Измерение электропроводности воздуха за падающей и отраженной ударной волной электродным методом. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 1, стр. 18.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е. Ю. КРАСИЛЬНИКОВ, В. Г. ЛУЦКИЧ, В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

Приводятся результаты первой серии экспериментального исследования стабилизации течения электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле. Длина трубы, находящейся в однородном магнитном поле, составляла 335 диаметров. Эксперименты проводились при четырех постоянных значениях числа Гартмана 52, 98, 158 и 170 в интервале значений числа Рейнольдса $10^3 \div 3.5 \cdot 10^4$. Экспериментальные данные, полученные в виде зависимостей коэффициента гидравлического сопротивления от чисел Рейнольдса и Гартмана, показывают, что при указанных выше четырех значениях числа Гартмана и числах Рейнольдса соответственно 3050, 4250, 5960 и 6350 было получено стабилизированное ламинарное течение, при этом коэффициент гидравлического сопротивления соответствовал его значению, определяемому законом Пуазейля.

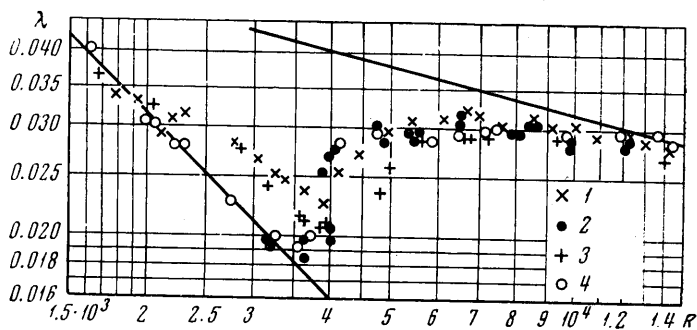
Экспериментальному исследованию влияния продольного магнитного поля на турбулентное течение электропроводной жидкости в трубах посвящено несколько работ [1—6]. Наиболее подробно исследовалась зависимость коэффициента гидравлического сопротивления λ от числа Рейнольдса R и числа Гартмана H . Полученные в работах [1—3, 5, 6] данные в области перехода от ламинарного течения к турбулентному, прилегающей к кривой Блазиуса, хорошо согласуются между собой.

В области же, примыкающей к кривой Пуазейля, наблюдается заметное различие в характере экспериментальных зависимостей, что видно из фиг. 1, где в качестве примера приведены опытные данные, полученные в различных работах (точки 1, 2, 3, 4 получены соответственно при значениях $H = 78.8, 84.0, 88.5, 71.4$ и заимствованы соответственно из работ [1—3, 6]). В то время как экспериментальные результаты работ [2, 6] близки к кривой Пуазейля, данные работ [1, 3, 5] расположены заметно выше ее в области $R = 2 \cdot 10^3 - 4.0 \cdot 10^3$ ($R = \langle u \rangle d / \nu$, где $\langle u \rangle$ — средняя скорость течения, d — диаметр трубы, ν — коэффициент кинематической вязкости).

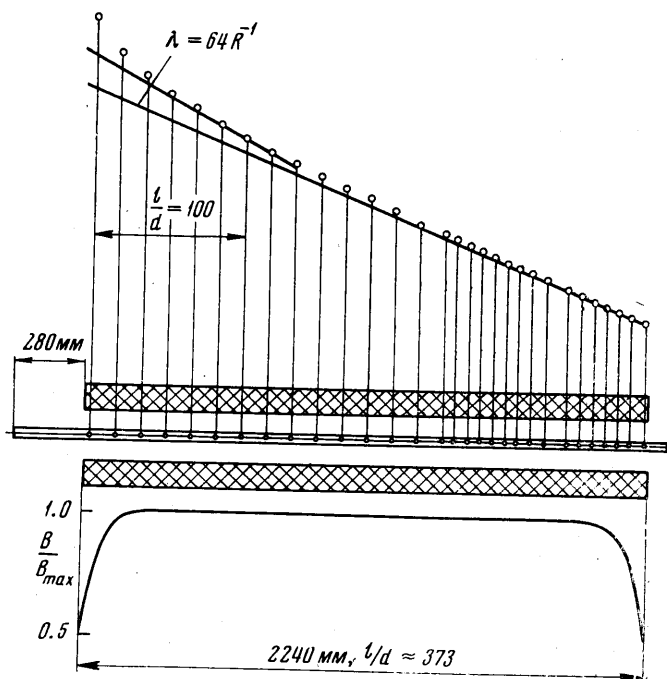
Отмеченное превышение может быть связано с двумя причинами: отсутствием гидродинамической стабилизации потока и неполным подавлением турбулентных пульсаций продольным магнитным полем в указанном интервале чисел R .

Из гидродинамики хорошо известно [7—11], что при ламинарном течении в отсутствии магнитного поля длина начального участка трубы l , на котором происходит стабилизация течения, связана с числом Рейнольдса соотношением $l/d \geq 0.06 R$. Таким образом, для получения стабилизированного течения, которому соответствует закон Пуазейля, необходимо иметь достаточно большой начальный участок трубы, длина которого прямо пропорциональна числу Рейнольдса. Например, при $R = 3000$ его длина должна составлять не менее 180 диаметров. В пределах же начального участка, как известно, величина λ должна лежать выше кривой Пуазейля.

Наложение продольного магнитного поля на развитое или формирующееся турбулентное течение в трубе может при определенном соотношении чисел Рейнольдса и Гартмана ($H = Bd\sqrt{\sigma}/\nu\rho$, где B — индукция магнитного поля, σ — электропроводность, а ρ — плотность жидкости), с одной стороны, подавить турбулентные пульсации и таким образом ламинаризовать течение жидкости, а с другой стороны,



Фиг. 1



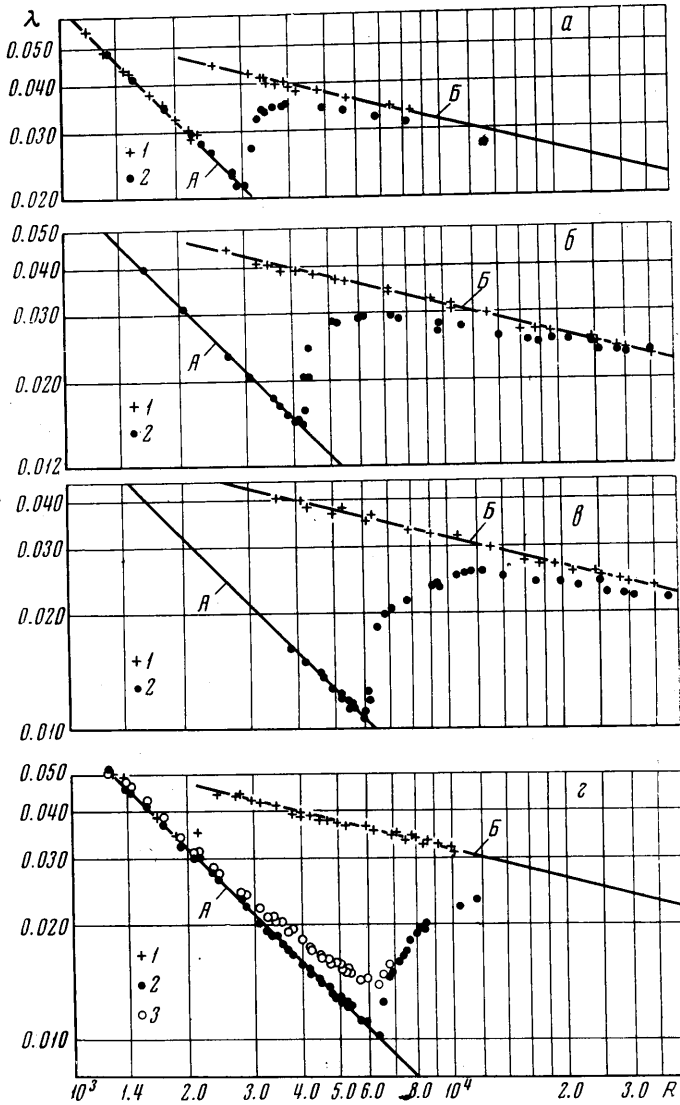
Фиг. 2

привести к увеличению длины стабилизации в связи с взаимодействием продольного магнитного поля с поперечной составляющей скорости течения.

В работах [1, 3, 5] длина трубы, находящейся в магнитном поле, была недостаточно большой, и, по-видимому, завышение полученных экспериментальных данных по сравнению с кривой Пуазейля обусловлено неполной гидродинамической стабилизацией потока. Однако в работах [3-5] отмеченное завышение связывалось с другой причиной — неполным подавлением турбулентных пульсаций — и делался вывод о невозможности перевода турбулентного течения электропроводной жидкости в ламинарное путем наложения на него продольного магнитного поля.

Чтобы исследовать этот вопрос, необходимо выяснить влияние длины стабилизации на величину λ . Попытка изучения этого обстоятельства сделана в работе [6], в которой длина трубы, находящейся в магнитном поле, равнялась 180 диаметрам, а достигнутое максимальное число Рейнольдса, соответствующее полностью развитому ламинарному течению, составляло 2800.

В данной работе указанная проблема изучалась в условиях, при которых длина трубы, находящейся в однородном магнитном поле, составляла 335 диаметров. Установка с жидкометаллическим контуром работала на сплаве галлия, индия и олова,



Фиг. 3

имеющем температуру плавления 10.4°C . Кроме рабочего участка она включала в себя электромагнитный индукционный насос, расходомер Вентури, фильтр, холодильник, пьезометрический щит и соленоид.

Температура жидкого металла измерялась хромель-копелевыми термопарами. Рабочий участок представлял собой калиброванную трубу из немагнитной нержавеющей стали длиной 2800 мм с внутренним диаметром $d = 6 \pm 0.005$ мм. На длине 2300 мм располагалось 32 пояса отбора статического давления (по четыре радиальных отверстия диаметром 0.5 мм в каждом поясе). Рабочий участок устанавливался вдоль оси цилиндрического охлаждаемого водой соленоида, длина обмотки которого составляла 2240 мм. На длине 2010 мм магнитное поле оставалось однородным с точностью $\pm 2.5\%$. Максимальная величина индукции магнитного поля составляла 0.81 тл.

Перепад статического давления измерялся с помощью смонтированных на щите 32 стеклянных двухжидкостных пьезометров, коэффициент усиления которых был равен примерно 7. Длина участка трубы, в котором происходило развитие течения, до входа в соленоид, составляла 280 мм. На фиг. 2 показана схема относительного расположения рабочего участка и соленоида (сечение заштриховано).

В качестве примера на фиг. 2 показано также распределение статического давления (пьезометрическая линия), полученное на одном из рабочих режимов, при $R = 5960$ и $H = 158$. Видно, что экспериментальная кривая асимптотически приближается к прямой, наклон которой соответствует закону Пуазейля. При этом длина стабилизации, если за начало отсчета условно принять сечение на входе в соленоид, в данных условиях превышает 300 диаметров трубы. Там же показана прямая, касательная к пьезометрической кривой на начальном участке трубы, длиной 100 диаметров.

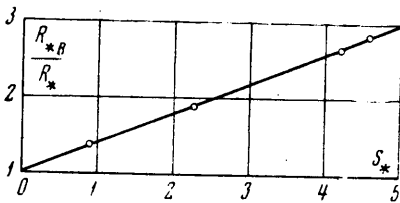
Эксперименты проводились таким образом, что магнитное поле накладывалось на исходное развитое турбулентное течение в трубе. Измерение давления на каждом режиме производилось как до наложения магнитного поля, так и при наложенном поле. Коэффициент гидравлического сопротивления λ определялся по формуле

$$\lambda = \frac{-2d}{\rho \langle u \rangle^2} \frac{dp}{dx}$$

Результаты эксперимента, характеризующие зависимость λ от R и H , показаны на фиг. 3. Точки 1 и 2 на фиг. 3, а, б, в, г соответствуют значениям H , указанным в круглых скобках, а [1(0), 2(52)], б [1(0), 2(98)], в [1(0), 2(158)], г [1(0), 2(170)].

Кривая А на фиг. 3 соответствует закону Пуазейля, а кривая Б — закону Блазиуса. На фиг. 3, г в качестве примера приведены экспериментальные точки 3 зависимости $\lambda = f(R, H)$, соответствующей неустойчивому течению жидкости в магнитном поле при меньшей длине трубы ($H = 170$ при $l/d = 100$). Видно, что при наличии стабилизации измеренные величины λ ложатся на кривую Пуазейля в пределах $R < R_{*B}$, где R_{*B} — число Рейнольдса, соответствующее переходу от ламинарного режима течения к турбулентному при наличии продольного магнитного поля; при этом значениям $H = 52, 98, 158, 170$ соответствуют значения $R_{*B} = 3050, 4250, 5960, 6350$.

Зависимость R_{*B}/R_* от числа Стюарта $S_* = H^2/R_*$, соответствующего началу перехода, показана на фиг. 4 (при этом R_* — критическое число Рейнольдса, соответствующее переходу от ламинарного режима течения к турбулентному при отсутствии магнитного поля; в описываемых экспериментах оно равнялось 2250). Там же приведена прямая, представляющая собой аппроксимацию экспериментальных данных работы [6]. Видно, что несмотря на существенное различие входных условий (в рассматриваемом случае входное сечение находилось за пределами соленоида, а в случае работы [6] — внутри него), согласование результатов, полученных в данной работе, с данными работы [6] оказывается очень хорошим.



Фиг. 4

Полученные экспериментальные данные показывают, что наложение продольного магнитного поля на турбулентное течение электропроводной жидкости может привести к его ламинаризации при $R \leq R_{*B}$; в этом случае значение коэффициента гидравлического сопротивления совпадает с величиной, определяемой законом Пуазейля, при условии, что оказывается достаточной длина стабилизации ламинарного течения в магнитном поле. Так при $H = 170$ удалось перевести турбулентное течение в ламинарное при $R = 6350$. Экспериментальные данные показывают также, что переход от ламинарного режима течения электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле к турбулентному имеет кризисный характер. Следует отметить, что сделанные выводы базируются на данных измерения коэффициента гидравлического сопротивления, который является интегральной характеристикой течения.

Авторы благодарят А. В. Туницкого и Б. П. Борисова за помощь в проведении экспериментов.

Поступило 24 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Globe S. The effect of longitudinal magnetic field on pipe flow mercury. J. Heat Trans., 1961, vol. 83, No. 4, p. 445. (Рус. перев.: Влияние продольного магнитного поля на движение ртути в трубах. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. С, Теплопередача, 1961, т. 83, № 4.)
2. Ковнер Д. С., Красильников Е. Ю. Экспериментальное исследование турбулентного течения электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле. Докл. АН СССР, т. 163, № 5.

3. Генин Л. Г., Жилин В. Г. Влияние продольного магнитного поля на коэффициент сопротивления при течении ртути в круглой трубе. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 2.
4. Левин Б. Б., Чиненков И. А. Экспериментальное исследование турбулентного течения электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1966, № 4.
5. Генин Л. Г., Жилин В. Г., Петухов Б. С. Экспериментальное исследование турбулентного течения ртути в круглой трубе в продольном магнитном поле. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, № 2.
6. Graim F. W., Heiser W. H. The effect of a strong longitudinal magnetic field on the flow of mercury in a circular tube. J. Fluid Mech., 1968, vol. 33, pt 2, p. 397.
7. Шиллер Л. Движение жидкости в трубах. М.—Л., Главн. ред. общ.-техн. лит-ры и номографии, 1936.
8. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. М., Изд-во иностр. лит., 1948, т. 1.
9. Прандтль Л., Титъенс О. Гидро- и аэромеханика, т. 2. М.—Л., Главн. ред. общ.-техн. лит-ры и номографии, 1935, т. 11.
10. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений. М., Гостехиздат, 1951.
11. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М., «Энергия», 1967.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА И СКОРОСТИ СКОЛЬЖЕНИЯ ДЛЯ МОЛЕКУЛ В ВИДЕ ТВЕРДЫХ СФЕР

Ю. И. ХЛОПКОВ

(Москва)

Проводится решение уравнения Больцмана методом Монте-Карло для задач динамики разреженного газа в линейной постановке. Решены задачи по вычислению коэффициентов переноса и скорости скольжения на твердой стенке для молекул в виде твердых сфер. Проводится исследование точности метода от различных параметров схемы счета на решении задачи по вычислению коэффициентов переноса для псевдомаксвелловских молекул.

Кинетическое уравнение Больцмана представляет собой сложное интегро-дифференциальное уравнение, которое очень трудно решать и анализировать. Поэтому решение даже одномерных задач и для линеаризованного уравнения Больцмана оказывается весьма трудным и подобные задачи решаются приближенными методами (разложение по числам Кнудсена, метод моментов, разложение в ряды и т. д. [1]). В работе [2] предложен способ решения линеаризованного уравнения Больцмана методом Монте-Карло. Этим методом было получено точное решение ряда задач динамики разреженного газа [3, 4]. Однако метод применялся для псевдомаксвелловских молекул, для которых сечение столкновения обратно пропорционально относительной скорости сталкивающихся частиц $\sigma = \sigma_0/g$.

1. Описание метода. Рассмотрим слабозмущенное течение. В этом случае функция распределения f мало отличается от некоторой характерной максвелловской функции распределения, т. е.

$$f = f_0(1 + \varphi), \quad f_0 = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT_0} \right)^{3/2} \exp \frac{-m\xi^2}{2kT_0} \quad (1.1)$$

Здесь m — масса молекулы, k — постоянная Больцмана, ξ — скорость молекулы, φ — малая добавка, квадратом которой можно пренебречь. Процесс переноса можно рассматривать как однородную цепь Маркова, звеньями которой являются положения частиц непосредственно перед столкновениями. Поскольку имеем дело с малыми добавками к функции распределения и ее моментам, то статистические ошибки могут быть порядка искомого величин. Поэтому будем разыгрывать блуждание пробной молекулы на равновесной функции распределения f_0 и из полного переноса вычитать перенос, совершаемый на абсолютном максвелловском распределении. В этом случае средний перенос некоторого молекулярного признака A через какую-либо плоскость равен

$$\Psi = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \left(\frac{W}{W_0} - 1 \right) \sum_{\beta(\alpha)} A_{\alpha\beta} \quad (1.2)$$