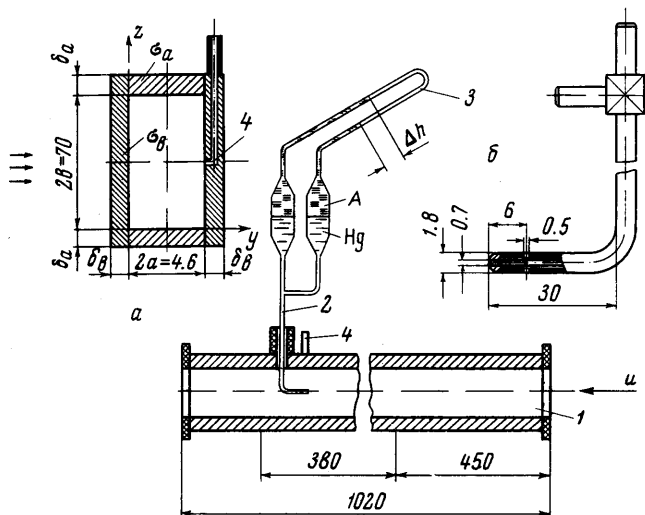


## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ПРИ ТЕЧЕНИИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ, НАХОДЯЩИХСЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Г. Г. БРАНОВЕР, Ю. М. ГЕЛЬФГАТ

(Рига).

Большое число опубликованных работ посвящено теоретическому решению задач о магнитогидродинамических течениях в трубах [1]. Имеется, в частности, ряд работ, относящихся к прямоугольным трубам в поперечном магнитном поле [2-8]. Однако, результаты этих работ почти совсем еще не проверялись экспериментально. Известно лишь несколько экспериментов, в которых исследовалось влияние магнитного поля на коэффициент сопротивления [9-12], и три эксперимента, в которых



Фиг. 1. а) Схема экспериментальных труб и измерительного устройства. 1 — экспериментальная труба, 2 — трубка Пито — Прандтля, 3 — дифференциальный манометр, 4 — отбор статического давления со стенки трубы; б) Трубка Пито — Прандтля (размеры в мм)

были получены некоторые данные о распределении скоростей течения [13-15]. Во всех случаях стенки труб были непроводящими.

В этой работе излагаются результаты экспериментального исследования поля скоростей в двух трубах прямоугольного сечения одинаковых размеров (фиг. 1), но с различной проводимостью стенок: а — полуширина трубы в направлении магнитного поля (принимается за характерный размер); в — полуширина трубы в направлении, перпендикулярном магнитному полю; б — толщина,  $x$ ,  $y$ ,  $z$  — безразмерные координаты, отнесенные к характерному размеру потока и направленные соответственно вдоль потока, в направлении силовых линий магнитного поля и перпендикулярно этим двум направлениям;  $u$  — безразмерная скорость в направлении оси  $x$ , отнесенная к средней по сечению скорости;  $u_c$  — безразмерная скорость, отнесенная к значению скорости в центре трубы;  $B_0$  — индукция внешнего магнитного поля;  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость;  $\alpha$  — относительная проводимость;  $R$  — число Рейнольдса;  $\bar{V}$  — средняя по сечению скорость течения,  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости;  $H$  — число Гартмана;  $\rho$  — плотность жидкости; величины с индексом относятся к стенке.

$$R = Va / \nu, \quad H = B_0 a \sqrt{\sigma / \rho \nu} \quad \alpha = (\sigma_w / \sigma) (\delta_w / \delta)$$

Рабочей жидкостью была ртуть. Трубы находились в однородном поперечном магнитном поле с индукцией  $B_0$ .

В первой трубе<sup>1</sup> стенки, перпендикулярные полю, были непроводящими (оргстекло), а стенки, параллельные полю, — хорошо проводящими (медь толщиной

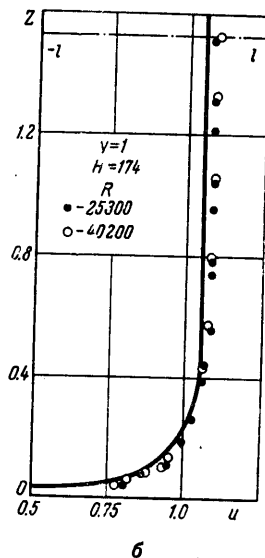
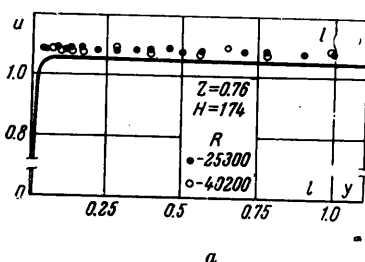
<sup>1</sup> Ниже при описании результатов экспериментов трубы для краткости так и будут именоваться: первая и вторая.

$\delta_a = 0,5$  см, поверхность которой предварительно тщательно амальгамировалась для обеспечения надежного электрического контакта с потоком ртути).

Во второй трубе все стенки были хорошо проводящими (медь;  $\delta_a = 1,0$  см,  $\delta_a = 0,5$  см). Трубы вставлялись в экспериментальный магнитогиродинамический контур, подробно описанный в работе [16]. Общая длина экспериментальных труб составляла 102 см, из них 38 см находились в однородном поперечном магнитном поле с индукцией до 0,3 тл. Длина участка стабилизации течения до вступления в поле составляла 45 см или  $\sim 20$  характерных размеров, за который принята полуширина трубы  $a$ .

Длина участка стабилизации течения в магнитном поле — от места вступления потока в поле до сечения, в котором производились измерения, — составляла 34 см или  $\sim 15$  характерных размеров.

Измерения скорости производились при помощи трубки Пито — Прандтля с диаметром насадка 1,8 мм. Конструкция труб и координатника давала возможность устанавливать насадок



Фиг. 2. Распределение скорости в безразмерных координатах в первой трубе. Скорости отнесены к средней по сечению длины — к полуширине трубы. Точки — эксперимент, сплошная линия — решение Шерклифа [2]

измерителя в любой точке сечения. Ближайшая к стенке точка, в которой еще можно было измерять скорость, удалена от стенки на 0,9 мм или на 0,039 характерного размера трубы.

Измерения разности статического и динамического давлений, воспринимаемых трубкой, производились дифференциальным двухжидкостным манометром с наклонными измерительными трубками.

Ниже описываются результаты, полученные при числе Рейнольдса  $R = 40\ 200$  и  $R = 25\ 300$ , чему соответствовала средняя скорость течения 20 и 12,6 см/сек. При таких скоростях наибольшая погрешность измерений не превышала 2—3%. Трубка Пито — Прандтля предварительно тарировалась как без магнитного поля, так и в поле [17].

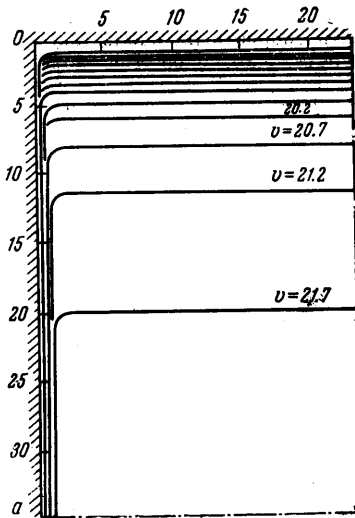
Изложение результатов измерений будет производиться в сопоставлении с результатами теоретических решений. Априори можно было надеяться получить лишь качественное, но не количественное совпадение. В самом деле, сочетание проводящих и непроводящих стенок в первой трубе соответствует практически наиболее интересному случаю рабочей трубы кондукционного МГД-генератора или насоса. Точное теоретическое решение этого случая в удобном для анализа виде пока не найдено, и потому эксперимент сопоставлялся с решением для трубы с непроводящими стенками [2]. Вторая труба соответствует случаю, рассмотренному в работах [3—7] в той мере, в какой ее стенки можно рассматривать как идеально проводящие. Нетрудно вычислить, что относительная проводимость, например, для стенки, перпендикулярной полю, равна  $\alpha \approx 20$ . Анализ теоретических результатов о коэффициенте сопротивления при плоско параллельном течении между проводящими стенками показывает, что при  $\alpha \approx 10$  стенки можно считать идеально проводящими [18]. Нельзя, однако, утверждать, что то же самое имеет место в случае, рассматриваемом здесь.

Далее, теоретические решения [3, 7] используют допущение, что проводящие стенки — весьма тонкие, по сравнению с характерным размером потока. К сожалению, осуществить в эксперименте трубу со стенками, которые имели бы одновременно очень малую относительную толщину и очень большую относительную проводимость, крайне затруднительно.

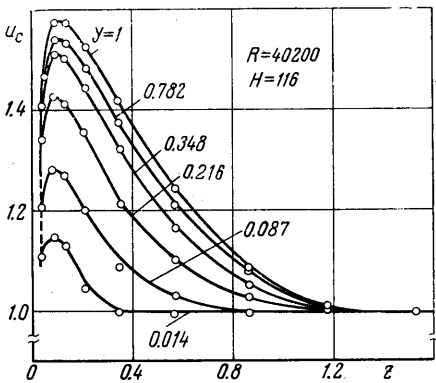
Наконец, нужно иметь в виду, что измерение скоростей относится к потокам, которые в отсутствие поля турбулентны и только под влиянием поля становятся лами-

дарными. В отсутствие поля ламинарный режим течения в трубах таких размеров как использовавшиеся в этой работе, существует лишь при столь малых скоростях, измерение которых технически неосуществимо.

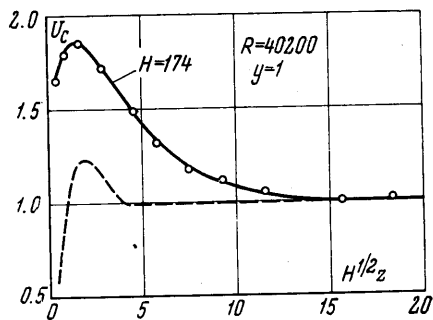
Поскольку пока нет надежных непосредственных измерений турбулентных пульсаций в присутствии магнитного поля, критерии перехода от турбулентного режима к ламинарному приходится устанавливать косвенно из анализа экспериментальных данных о коэффициенте сопротивления [18]. Можно считать, что в трубах применявшейся формы с непроводящими стенками ламинарный режим устанавливается при  $R/H \leq \leq 200$ , где  $R$  — число Рейнольдса,  $H$  — число Гартмана. В описываемом эксперименте с первой трубой при наибольшем  $R$  было  $R/H = 230$ , и течение можно достаточно уверенно считать полностью ламинаризованным. Применительно к трубам с проводящими стенками вопрос о критериях смены режимов течения исследован весьма слабо. Практически можно, по-видимому, применять тот же критерий, что и при течении в трубе с непроводящими стенками. Проводимость стенок, перпендикулярных внешнему магнитному полю, обуславливает существование значительного индуцированного магнитного поля, которое дополнительно подавляет турбулентность, и, таким образом, ламинарный режим должен наступать при больших значениях  $R/H$ , чем при непроводящих стенках. В эксперименте со второй трубой было  $R/H = 230$ , т. е. течение можно с достаточным основанием также считать полностью ламинаризованным. К сожалению, из-за перегрева катушек электромагнита при таком значении числа Гартмана удалось провести лишь некоторые измерения. Подробные измерения были произведены при  $H = 116$ , когда течение было еще турбулентным, хотя и со значительно сниженной степенью турбулентности.



Фиг. 3. Изоахи, построенные по результатам измерений в первой трубе при  $R = 40\ 200$  и  $H = 174$  (изображена четверть сечения трубы). Линии проведены с интервалом 0,5 см/сек (координаты в мм)



Фиг. 4



Фиг. 5

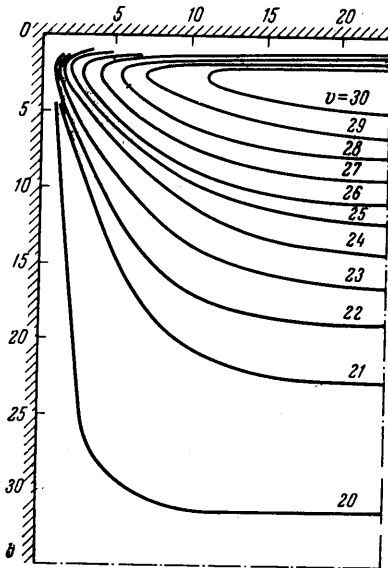
Фиг. 4. Распределение скорости в безразмерных координатах во второй трубе. Линии проведены через экспериментальные точки

Фиг. 5. Сопоставление результатов измерений скорости во второй трубе с решением Ханта [2];  $u_c$  — безразмерная скорость, отнесенная к значению скорости в центре трубы. Штриховая линия — решение Ханта для прямоугольной трубы с идеально проводящими стенками

На фиг. 2 показано измеренное распределение скоростей в первой трубе в сопоставлении с распределением скоростей, рассчитанным на основе теоретического решения Шерклифа [2] для трубы, все стенки которой непроводящие. Из рассмотрения и фиг. 2 следует, что экспериментальные и теоретические результаты совпадают с точностью до 3%, причем профили безразмерных скоростей течения оказываются одинаковыми при различных числах Рейнольдса. Замечательно, что столь хорошее совпадение получается, несмотря на то, что в эксперименте стенки трубы, параллельные магнитному полю, были хорошо проводящими, а теоретическое решение получе-

но для трубы с непроводящими стенками. Это дает основание рекомендовать использование для практических расчетов проточных частей кондукционных МГД-машин с проводящими шинами результаты решения Шерклифа для прямоугольных труб с непроводящими стенками [2]. Нужно, правда, иметь в виду, что пока не удалось измерить скорость на очень малых расстояниях от стенки. Возможно, что в этом узком пристеночном слое столь хорошего совпадения не будет.

На фиг. 3 показаны изотахи, построенные по результатам измерений при  $R = 40\ 200$  и  $H = 174$ . Анализ картины изотах позволяет заключить, что на стенке, параллельной магнитному полю, образуется градиентный слой, толщина которого в  $H^{-1/2}$  раз больше, чем толщина гартмановского слоя на стенке, перпендикулярной полю. Как известно, такое соотношение толщин этих слоев следует из теории.



Фиг. 6. Изотахи, построенные по результатам измерений во второй трубе при  $R = 40\ 200$  и  $H = 116$  (изображена четверть сечения трубы). Линии проведены с интервалом 1 см/сек

На фиг. 4 показано измеренное распределение скоростей во второй трубе. Здесь представлены результаты измерения на нескольких линиях, параллельных оси  $z$ . На линиях, параллельных оси  $y$ , скорость в пределах ядра потока почти постоянна. Интересные особенности наблюдаются вблизи стенок, параллельных магнитному полю, как было теоретически установлено Хантом [8]. Здесь скорости значительно больше, чем в центре трубы. На фиг. 5 представлены экспериментальные результаты при  $H = 174$ , т. е. когда течение было уже ламинарным, в сопоставлении с теоретическими результатами Ханта для трубы с идеально проводящими стенками. В силу обсужденных выше различий между условиями опыта и допущениями теории количественного совпадения нет, и, в частности, экспериментальные максимумы скорости получились во много раз большими теоретических. Наглядное представление о картине течения в целом дает фиг. 6, где построены изотахи во второй трубе. Картина эта весьма своеобразна, и, очевидно, такое течение не имеет аналогий в общей гидродинамике.

В первой трубе изучалось также распределение по сечению статического давления. Для этого к дифференциальному манометру подключались отборы статического давления от трубки Пито — Прандтля и от стенки трубы. В пределах чувствительности измерительной системы не было обнаружено какого-либо изменения статического давления по сечению трубы. Таким образом, в трубах с непроводящими стенками в присутствии магнитного поля может быть использована трубка Пито с одним динамическим отверстием, а статическое давление может сниматься со стенки трубы.

Поступило 17 XII 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Регирер С. А. Магнитогидродинамические течения в каналах и трубах. Ин-т научн. информ. АН СССР, 1966.
2. Shercliff J. A. Steady motion of conducting fluids in pipes under transverse magnetic fields. Proc. Cambridge Philos. Soc., 1953, vol. 49, No. 1, p. 136—144.
3. Уфлянд Я. С. Установившееся течение электропроводящей жидкости в прямоугольном канале при наличии поперечного магнитного поля. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, № 10, стр. 1256—1260.
4. Гринберг Г. А. Об установившемся течении проводящей жидкости по находящейся во внешнем магнитном поле прямоугольной трубе с двумя непроводящими стенками. Докл. АН СССР, 1961, т. 141, № 2, стр. 330—333.
5. Гринберг Г. А. Об установившемся течении проводящей жидкости в прямоугольной трубе с двумя непроводящими стенками и двумя проводящими, параллельными внешнему магнитному полю. ПММ, 1961, т. 25, вып. 6, стр. 1024—1034.
6. Гринберг Г. А. О некоторых случаях течения проводящей жидкости по трубам прямоугольного сечения, находящимся в магнитном поле. ПММ, 1962, т. 26, вып. 1, стр. 80—87.

7. Hunt J. C. R. Magneto-hydrodynamic flow in rectangular ducts. J. Fluid Mech., 1965, vol. 21, No. 4, p. 577—590.
8. Hunt J. C. R., Stewartson K. Magneto-hydrodynamic flow in rectangular ducts II. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, No. 3, p. 563—582.
9. Hartmann J., Lazarus F. Theory of the laminar flow of electrically conductive liquid in a homogenous magnetic field. II. Dan. Vid. Stryfter Math.-fys. Medd., 1937, V. 15, No. 7.
10. Хожанов А. И. Стационарное течение жидкого металла в магнитогиродинамическом канале прямоугольного сечения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4, стр. 114—117.
11. Брановер Г. Г., Васильев А. С., Гельфгат Ю. М. Течение ртути в поперечном магнитном поле в трубах с непроводящими и проводящими стенками. Магнитная гидродинамика, 1967, № 1.
12. Брановер Г. Г., Васильев А. С., Гельфгат Ю. М., Щербинин Э. В. Турбулентное течение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Магнитная гидродинамика, 1966, № 4, стр. 78—84.
13. Брановер Г. Г., Лиелаусис О. А. Особенности влияния поперечного магнитного поля на турбулентные течения жидкого металла при различных числах Рейнольдса. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, № 2, стр. 235—241.
14. Brouillette E. C., Lykoudis P. S. Magneto-Fluid-Mechanic channel flow. Lafayette Indiana, Purdue University, School Aeronaut and Engng. Sci., 1966.
15. Lesocq P. Contribution a l'etude des pertes de charge et profils de vitesse en ecoulement turbulent en magneto-hydrodynamique. Bull. Centre rech. et essais Chatou, 1964, No. 8, Suppl.
16. Брановер Г. Г., Щербинин Э. В. Магнитогиродинамическое струйное течение в ограниченном пространстве. Магнитная гидродинамика, 1966, № 3, стр. 55—63.
17. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М., Цинобер А. Б., Штерн А. Г., Щербинин Э. В. О применении трубок Пито и Прандтля в магнитогиродинамическом эксперименте. Магнитная гидродинамика, 1966, № 1, стр. 98—102.
18. Брановер Г. Г. Турбулентные магнитогиродинамические течения в трубках Рига «Зинатне», 1967.

## НЕКОТОРЫЕ ОПТИМАЛЬНЫЕ ФОРМЫ ИЗЛУЧАЮЩИХ ТЕЛ, ОБТЕКАЕМЫХ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Н. М. БЕЛЯНИН

(Москва)

Решаются две вариационные задачи об определении оптимальной формы излучающего тела заданных размеров, обтекаемого потоком газа с большой сверхзвуковой скоростью при ламинарном режиме течения в пограничном слое. Рассматривается случай, когда существенны два процесса теплопередачи: конвективная теплопередача от газа к телу и излучение с поверхности тела. Первая задача заключается в том, что находится контур тела, воспринимающего минимальный тепловой поток. При решении второй задачи отыскивается такая форма теплоизолированного тела, чтобы температура его поверхности была минимальной при заданных параметрах набегающего потока или чтобы скорость движения была максимальной при заданных температуре стенки и высоте полета.

1. Рассмотрим обтекание симметричных плоских и осесимметричных тел под левым углом атаки. Введем прямоугольные координаты  $x$  и  $y$ , причем ось  $x$  совместим с линией или осью симметрии, а начало координат — с критической точкой. Расстояние от критической точки вдоль контура тела обозначим через  $s$ . Пусть уравнение контура имеет вид  $x = x(y)$ , причем длина тела и половина толщины (или радиус конечного сечения) заданы и равны соответственно  $x_3$ ,  $u_3$ ; пограничный слой является ламинарным, а излучение с поверхности тела подчиняется закону Стефана — Больцмана. Количество тепла  $Q$ , которое воспринимается в единицу времени единицей ширины плоского тела или сектором осесимметричного тела с центральным углом, равным единице, может быть представлено в виде

$$Q = \int_0^{s_3} y^{\nu} q_1 ds - \int_0^{s_3} y^{\nu} q_2 ds \quad (1.1)$$