

УДК 538.4:532.542

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЧЕНИЮ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ КАНАЛАХ В ПРИСУТСТВИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С УЧЕТОМ КОНЦЕВЫХ ЭФФЕКТОВ И ШЕРОХОВАТОСТИ СТенок

В. П. БОЧЕНИНСКИЙ, Г. Г. БРАНОВЕР, А. В. ТАНАНАЕВ,
Ю. П. ЧЕРНЯЕВ

(Ленинград, Рига)

Исследовано распределение давлений, скоростей и электрических потенциалов при течении ртути в изолированных каналах прямоугольного сечения с большим отношением сторон (течение типа Гартмана). Охвачен диапазон чисел Рейнольдса $7 \cdot 10^2 \leq R \leq 5 \cdot 10^5$, чисел Гартмана $0 \leq H \leq 490$ и чисел Стюарта $0 \leq N \leq 24$. Особое внимание уделено участкам входа в магнитное поле и выхода из него, где давление резко неоднородно по сечению, а профили скорости в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, приобретают М-образную форму. Установлена зависимость длины начального участка, где течение трехмерно, от магнитогидродинамических критериев подобия. Показано, что каналы, являющиеся в отсутствие магнитного поля гидравлически гладкими, становятся по мере возрастания поля все более шероховатыми. Получены данные об измерении в магнитном поле коэффициента сопротивления для стабилизовавшегося течения и о зависимости критического числа Рейнольдса от числа Гартмана.

Течение в электроизолированном канале узкого прямоугольного сечения, помещенном между полюсами магнита, или течение типа Гартмана, является, по-видимому, наиболее канонизированным примером магнитогидродинамического течения. Однако экспериментальное изучение этого вида течения еще далеко от завершенности.

Действительно, даже вопрос о сопротивлении исследован недостаточно полно, поскольку имеющиеся результаты [1-4] охватывают диапазон изменения чисел Рейнольдса $3.2 \cdot 10^3 \leq R \leq 1.8 \cdot 10^5$, в то время как в каналах машин нередко $R > 10^6$.

Кроме того, в двух из четырех указанных работ каналы имели отношение сторон не вполне достаточное для того, чтобы течение можно было считать плоским: [1] — $1:6$ ($3.2 \cdot 10^3 \leq R \leq 4.88 \cdot 10^3$); [2] — $1:30$ ($5.64 \cdot 10^3 \leq R \leq 1.38 \cdot 10^4$); [3] — $1:15$ ($3 \cdot 10^4 \leq R \leq 1.21 \cdot 10^5$); [4] — $1:5$ ($5.8 \cdot 10^4 \leq R \leq 1.8 \cdot 10^5$).

Различными были также длины участков стабилизации течения как перед вступлением потока в магнитное поле, так и на участке с полем. Еще меньше данных о профилях скорости течения [5-9].

Целью данной работы являлось разностороннее исследование течения в каналах с малым отношением сторон ($a/b < 1/10$).

Для упрощения дальнейших описаний введем систему координат (x, y, z) , в которой изучаемое течение имеет осредненную скорость $\langle U \rangle (\langle U_x \rangle, 0, 0)$, а внешнее магнитное поле приложено в направлении оси y , т. е. $B (0, B_y, 0)$. Соответственно стенки канала: $y = \pm a$, $z = \pm b$. Все критерии подобия вычисляются по размеру, равному гидравлическому диаметру $D_r = 2ab / (a + b)$.

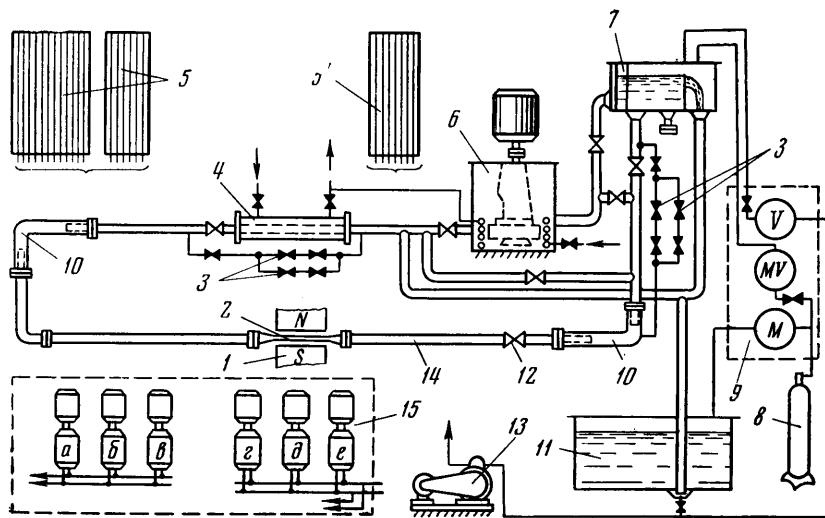
Сопротивление было изучено в диапазоне $7 \cdot 10^2 \leq R \leq 5 \cdot 10^5$ (ламинаризация турбулентного течения была достигнута при $R = 10^3$). Предшествующие исследования [10] показали, что в присутствии поперечного магнитного поля эффективная высота шероховатости стенок увеличивается, поэтому специальному изучению был подвергнут вопрос о том, как стенка, которая в отсутствие магнитного поля является гидравлически гладкой, становится при наложении достаточно сильного поля шероховатой.

Было подвергнуто подробному исследованию распределение давления, причем особое внимание уделялось участкам канала вблизи концов электромагнита, где магнитное поле резко неоднородно. Как теоретически предсказал Шерклиф [11], под влиянием неоднородного поля в пределах этих зон в жидкости порождается завихренность такого направления, что вектор вихря параллелен магнитному полю, а это

обуславливает формирование профиля скорости с максимумами вблизи параллельных полюсов стенок канала. Поэтому измерения распределения давления сопровождались в данной работе также детальными измерениями профилей скорости в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Наконец, измерялась также разность потенциалов между короткими сторонами сечения канала.

1. Исследования были проведены на специально созданном универсальном ртутном стенде в Ленинградском политехническом институте (фиг. 1).

Основные характеристики стенда следующие: расходы ртути до 8 л/сек, максимальное давление до 12 атм, максимальный напор при работе с баком постоянного напора 4.2 мм рт. ст., длина экспериментального участка 6.4 м $\approx 120D$, где D — внутренний диаметр трубопроводов, равный 54 мм; общий объем ртути в контуре



Фиг. 1. Схема универсального ртутного стенда: 1 — электромагнит, 2 — канал, 3 — расходомеры Вентури для малых расходов, 4 — теплообменник, 5, 5' — пьезометрические щиты для измерения перепадов давления на моделях и на расходомерах соответственно, 6 — насосная станция, 7 — бак постоянного напора, 8 — баллон с аргоном, 9 — пульт пневмоуправления, 10 — компенсаторы, 11 — бак для хранения ртути, 12 — расходомер Вентури для больших расходов, 13 — вакуумный насос, 14 — участок предварительной гидродинамической стабилизации, 15 — генераторы постоянного тока

150 л, размеры полюсов магнита 14×60 см²; магнитная индукция в зазоре 2.0 см составляет 1.6 тл.

При характерном размере модели $a = 0.01$ м стенд позволяет получить следующие величины основных критериев магнитогидродинамического течения: число Рейнольдса $R = 10^6$, число Гартмана $H = 425$ (магнитное число Рейнольдса при этом составляет $R_m = 0.13$).

Движение ртути в контуре обеспечивается центробежным насосом с электродвигателем постоянного тока.

Охлаждение ртути производится в теплообменниках, установленных на отводящем участке контура 4 и в насосной станции 6.

Контур вакуумируется перед заполнением его ртутью, а также в процессе работы. Бак постоянного напора 7 имеет полезный объем 20 л. Постоянный уровень ртути в баке поддерживается посредством тонкой стенки, через которую избыток ртути сливается в трубу холостого слива.

Для измерения всего диапазона расходов ртути имеются пять трубок Вентури. Расходомеры протарированы на воде объемным способом.

Измерение давлений на исследуемых моделях, а также перепадов давлений на расходомерах производится открытыми пьезометрами, которые размещены на двух пьезометрических щитах. Щит 5 для измерения давлений на моделях (фиг. 1) имеет 32 трубки и допускает перепады уровней до 2.2 м. Щит для определения расходов 5' позволяет измерять перепады уровней на расходомерах до 3 м. Измерение малых перепадов производится двухжидкостными манометрами 5, которые смонтированы на стойке, позволяющей изменять угол наклона трубок. В зависимости от угла

наклона коэффициент усиления варьируется от 15 до 30. Погрешность измерения давлений не превышала 5%. Для измерения магнитной индукции применялся измеритель магнитной индукции ИМИ-3. Измерение локальных скоростей течения производилось в прямоугольном изолированном канале длиной 900 мм с отношением сторон $b/a = 7.9$ ($2a = 15,2$ мм). Полюса магнита имели длину 600 мм, ширину 140 мм.

Для измерения скоростей использовалась микротрубка полного папора, перемещаемая по сечению канала при помощи специального координатника, конструкция которого, а также методика измерения описаны в работе [12]. Точность измерения скоростей была не менее 2%.

2. Исследование сопротивления при течении ртути в присутствии постоянного поперечного поля было проведено на плоских каналах прямоугольного сечения с малым отношением сторон. Основные характеристики исследованных каналов приведены в таблице.

№ канала	$2a$, мм	b/a	L , мм	$R \cdot 10^{-3}$	H_{\max}	$\frac{D_h}{4k_S}$
1	0.75	66.7	600	$0.7 \div 16$	46	—
2	2.12	56.5	900	$3 \div 100$	142	—
3	8.40	14.4	900	$16 \div 500$	480	9.0
3а	8.15	14.85	900	$10 \div 400$	490	1900

Канал 1 был склеен из органического стекла по шаблону. Каналы 2 и 3 были разборными. Для этих каналов использовались одни и те же стенки, перпендикулярные магнитному полю (плоскости), которые были изготовлены из стали Ст.3. На плоскости с внутренней стороны был наклеен слой изоляции из пластмассы (технический бутакрил) толщиной 3 мм. Канал 3а был подобен каналу 2 и 3 соответственно с той лишь разницей, что для изоляции вместо бутакрила использовалось оргстекло, обладавшее значительно меньшей шероховатостью поверхности. Эквивалентная песочная шероховатость каналов указана в таблице. Применение в качестве материала для плоскостей стали Ст.3 обуславливалось двумя соображениями: во-первых, уменьшался немагнитный зазор, что давало возможность получать большие числа H , во-вторых, позволяло изготовить прочные и жесткие каналы с надежными фиксированными размерами поперечного сечения. Стенки, параллельные магнитному полю (вкладыши), были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали и покрыты изоляцией из полимеризованного кремнеорганического лака.

Для измерения статического давления по длине канала в одной из плоскостей и во вкладышах были сделаны по 17 отборов. Приемные отверстия отборов по оси плоскости имели диаметр 0.6 мм и располагались через 50 мм одно от другого. Эти приемные отверстия соединялись с вертикальными отверстиями диаметром 4 мм, которые заканчивались резьбой под штуцеры. Для сборки каналов применялись латунные шпильки М10. Уплотнение достигалось резиновым жгутом диаметром 3 мм и плоской прокладкой из медицинской резины толщиной 0.5 мм. Затяжка шпилек производилась равномерно при постоянном контроле высоты ($2a$) канала по длине по наружному обмеру микрометром. Переход с прямоугольного сечения каналов на круг осуществлялся посредством переходников длиной 162 мм. Схема расположения каналов 2 и 3 в магнитном поле, поперечное сечение (для канала 3) показаны на фиг. 2 (а и б).

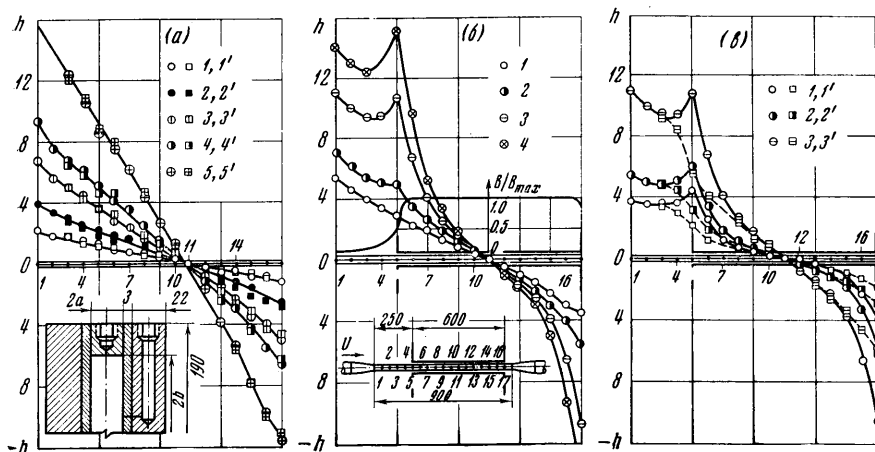
Для исследования канала 1 применялись полюсные наконечники длиной 500 мм, для каналов 2 и 3 — 600 мм. Перепад давления для определения коэффициента сопротивления измерялся на участке длиной не более 300 мм, в пределах которого градиент давления оставался постоянным. Этот участок определялся экспериментально из рассмотрения пьезометрических линий.

Тарировка магнитного поля и измерение распределения магнитной индукции по длине канала каждый раз проводились в собранном и установленном в электромагнитном канале. Неравномерность поля по высоте канала составляла не более $1 \div 2\%$. Магнитная индукция по длине каналов в пределах исследуемых участков оставалась постоянной. Точность определения индукции магнитного поля составляла $\leq 2.5\%$.

Определение коэффициента сопротивления проводилось по следующей методике. При постоянном значении тока в обмотках магнита, т. е. при заданном значении числа Гартмана, снимался перепад давления на мерном участке в пределах всего диапазона изменения расхода (числа Рейнольдса). Коэффициент сопротивления вы-

числялся по выражению $\lambda = (2gD_h\Delta h) / L\langle U \rangle^2$, где D_h — гидравлический диаметр канала, Δh — измеренный перепад пьезометрической высоты на участке длиной L , $\langle U \rangle$ — средняя скорость по сечению. В процессе эксперимента систематически проводились контрольные измерения для проверки воспроизводимости получаемых данных.

3. Измерения распределения давления вдоль канала в отсутствие магнитного поля дали результаты, удовлетворительно согласующиеся с представлениями общей гидродинамики (фиг. 2, а). В пределах входного и выходного участков канала проявлялось влияние переходников, сопря-



Фиг. 2. Пьезометрические линии по длине канала: а — течение при различных числах Рейнольдса в отсутствие магнитного поля. Точки 1, 1'; 2, 2'; 3, 3'; 4, 4'; 5, 5' соответствуют числам $R \cdot 10^{-3} = 112.5, 160.5, 212.5, 243.5, 333$; б — течение при $R = 2 \cdot 10^3$ и при различных числах Гартмана. Точки 1, 2, 3, 4 соответствуют числам $H = 0, 145, 305, 400$; в — течение при постоянном числе $H = 305$ и при различных значениях числа R . Точки 1, 1'; 2, 2'; 3, 3' соответствуют числам $R \cdot 10^{-3} = 99.5, 133, 200$.

По оси абсцисс указаны номера пьезометров, расстояние между ними 50 мм. (Цифрами без штрихов обозначены отборы давления со стенки $z = b$, со штрихами — $y = a$)

гающих круглую трубу с каналом, и продольный градиент давления $\partial p / \partial x$ был здесь непостоянным (на фигуре представлена зависимость $h = f(x)$, причем $h = p / \rho g$). Длина этих участков не превышала соответственно 8 и 15 характерных размеров каналов. В остающейся средней части, составлявшей не менее 35 характерных размеров, величина $\partial p / \partial x$ была постоянной с точностью до погрешности при измерении давлений ($< 5\%$). Как на концевых участках, так и в средней части, давление измеряемое на стенках $z = \pm b$ и $y = \pm a$ было одинаковым с той же точностью.

При наложении магнитного поля достаточно большой напряженности картина распределения давлений существенно изменялась. При фиксированном числе Рейнольдса продольный градиент давления в средней части канала значительно увеличивается по мере увеличения числа Гартмана. Что же касается концевых участков, то здесь увеличение $\partial p / \partial x$ происходило еще более резко, причем длина участков, в пределах которых градиент давления непостоянен, возрастает с увеличением числа Гартмана (фиг. 2, б) (на этой фигуре показано распределение индукции магнитного поля по длине экспериментального канала). Наконец, наиболее примечательно, что на этих участках давление, измеряемое на стенке $y = \pm a$, перпендикулярной магнитному полю, на входе значительно больше, а на

выходе, соответственно, меньше давления, измеряемого на стенке $z = \pm b$, параллельной полю (фиг. 2, в).

Столь своеобразное поведение давления заслуживает особого внимания. Как известно [11, 12], индуцируемые токи в концевых зонах замыкаются за пределами межполюсного пространства. Следовательно, в этих зонах наряду с поперечными токами j_z протекают также продольные токи j_x . Очевидно, продольные токи, взаимодействуя с внешним полем B_y , создают электромагнитную силу $j_x B_y$, которая на входе в магнитное поле направлена к середине сечения канала ($z = 0$) и, соответственно, на выходе из магнитного поля сила электромагнитного давления направлена к стенкам $z = \pm b$. Тем самым в пределах входного участка давления на длинных сторонах сечения $y = \pm a$ выше, а в пределах выходного участка — ниже (фиг. 2, в), чем на коротких сторонах $z = \pm b$.

Однако одновременно с описанным происходят взаимодействия с магнитным полем также и токов j_z , обусловленных концевыми явлениями. Этими взаимодействиями и объясняются те особенности изменения давления, снимаемого со стенки $y = \pm a$, которые видны на фиг. 2, в, и в частности двукратное изменение знака $\partial p / \partial x$ перед вступлением в зону постоянного магнитного поля. Действительно, непосредственно перед полюсами магнита (а также сразу после выхода потока из межполюсного пространства) сила $j_z B_y$ обуславливает $\partial p / \partial x > 0$. В то же время вблизи стенок $z = \pm b$ $j_z \approx 0$, и потому кривые $p = f(x)$, снятые здесь, не обнаруживают особых аномалий.

Из сказанного следует также, что при изучении МГД-течений в каналах с непроводящими стенками ни в коем случае нельзя ограничиваться снятием давления с одной стенки, равно как и устраивать коллекторы, осредняющие давление в сечении потока.

Нужно подчеркнуть, что примеры кривых, представленные на фиг. 2, являются типичными для всех изученных каналов и во всем диапазоне изменения чисел Рейнольдса.

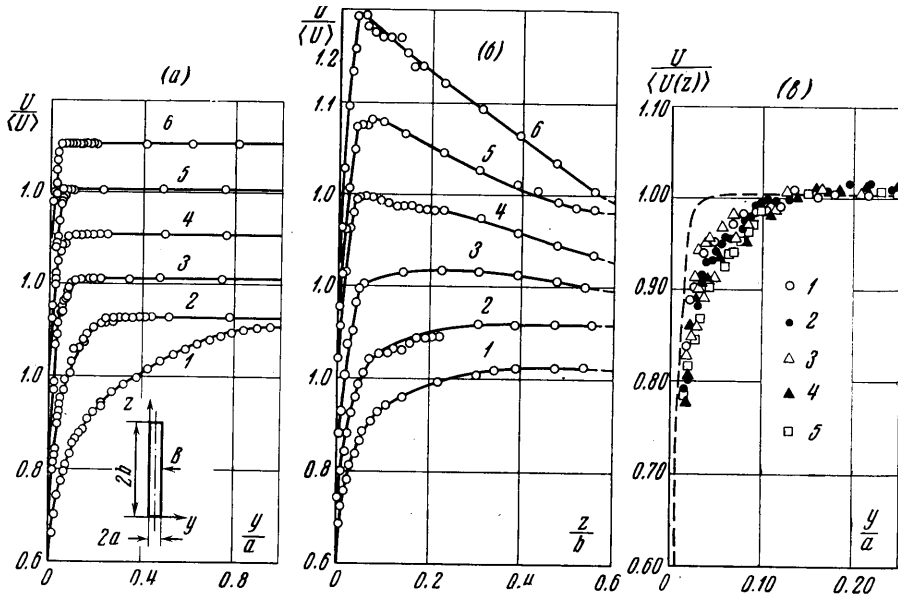
Исходя из рассмотрения взаимодействия индуцированных токов с приложенным магнитным полем, происходящего в концевых зонах канала, можно также объяснить появление М-образных профилей скорости в плоскости течения, перпендикулярной магнитному полю. Причиной, обуславливающей появление неравномерного М-образного распределения скоростей, является взаимодействие поперечной составляющей индуцированного тока j_z с изменяющимся по оси x магнитным полем B_y .

Плотность тока j_z перед входом в межполюсное пространство и на выходе из него, очевидно, по сечению канала весьма неравномерна — вблизи стенок $z = \pm b$ $j_z \approx 0$, а в середине сечения $z = 0$ достигает наибольшей величины. Поэтому в средней части сечения канала жидкость «испытывает» максимальное подтормаживающее действие электромагнитной силы $j_z B_y$, направленной против течения. Жидкость как бы «обтекает» область, где вследствие неоднородности электромагнитной силы $\partial p / \partial x > 0$ (давление вдоль потока увеличивается, см. фиг. 2 и фиг. 8), и «избирает» для движения области вблизи стенок $z = \pm b$, где $\partial p / \partial x > 0$.

Приведенное объяснение формирования М-образных профилей, исходя из распределения давлений, является физически более наглядным, чем введенное Шерклифом рассмотрение этого явления в терминах порождения завихренности. М-образная форма профиля скорости сохраняется и за пределами начального участка — в средней части канала, лишь постепенно разрушаясь под действием сил вязкости и электромагнитных сил. Учитывая, что в магнитогидродинамических машинах и экспериментальных каналах длина участка в магнитном поле обычно невелика, возможно существование описанной скоростной структуры на всей этой длине.

В пределах начального и конечного участков компоненты скорости U_z имеют противоположные знаки, поэтому следует ожидать, что в средней части магнитных полюсов существует участок, где $U_z \approx 0$ и течение можно считать квазистабилizировавшимся.

Измерения скорости, проведенные в сечении канала, лежащем посредине длины полюсов электромагнита, привели к следующим результатам (фиг. 3, а, б, в). Безразмерные профили скорости в плоскости xz по мере увеличения числа Стюарта N приобретают все более выраженные макси-



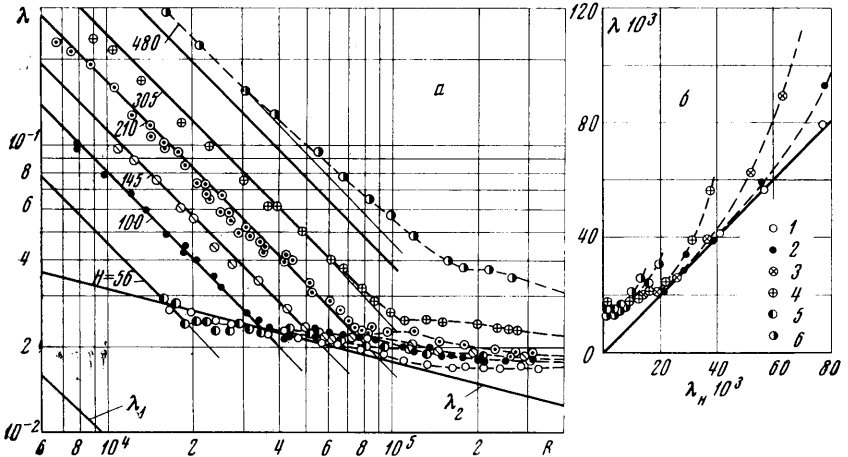
Фиг. 3. Профили скорости, отнесенной к средней скорости: а — в плоскости xy ; б — в плоскости xz ; в — в плоскости xy при $H = 600$, $R = 3.5 \cdot 10^5$. На фиг. б точки 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют значениям $z/b = 0.559, 0.392, 0.225, 0.0584, 0.025$. На фиг. а и б цифрами обозначены профили при сочетании чисел N и $R \cdot 10^{-3}$ соответственно: 1 (0, 350), 2 (0.256, 350), 3 (0.713, 350), 4 (1.4, 350), 5 (1.8, 200), 6 (2.45, 200)

мумы вблизи стенок $z = \pm b$, причем расстояние точки максимума от стенки последовательно уменьшается. Все данные приводятся здесь в зависимости от числа Стюарта N , поскольку формирование М-образного профиля, как указывалось выше, главным образом определяется электромагнитными явлениями. При $N \approx 2.5$ максимальное значение $U/\langle U \rangle$ достигает 1.3. Начало формирования М-образного профиля при последовательном увеличении числа Стюарта относится к $N \approx 0.2$. В то же время профили скорости в плоскости xy не обнаруживают никаких аномалий, становясь по мере увеличения N все более плоскими¹. Интересно, что профили в плоскости xz при фиксированных значениях $z = \text{const}$ совпадают, будучи отнесенными каждый к средней по данному профилю скорости (фиг. 3, в). Более того, как видно из упомянутой фигуры, все эти профили весьма близки к профилю Гартмана.

Все рассмотренное выше имеет самое непосредственное отношение к вопросу о длине стабилизации течения в поперечном магнитном поле. Длина начального участка в магнитном поле имеет порядок величины $2b$

¹ Аналогичную картину деформации профилей скорости можно было бы увидеть и по экспериментальным данным Лекока [8], но, по-видимому, сам автор не придавал должного значения наблюдаемым явлениям.

[13, 14]. Видимо, таков же порядок длины «концевого» участка перед выходом потока из магнитного поля. С. А. Регирер впервые обратил внимание на то, что расчеты стабилизации плоского течения в плоскости xu имеют мало отношения к действительности, поскольку чем больше течение к плоскому в отсутствие магнитного поля, т. е. чем больше отношение b/a , тем больше длина начального участка L_+ (судя по явлениям в плос-



Фиг. 4. Данные для канала 3 о коэффициенте сопротивления: а — зависимость $\lambda = \lambda(R, H)$ при постоянных числах Гартмана H . Точки 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 соответствуют значениям $H = 0, 56, 100, 145, 210, 305, 480$. Сплошные линии — теоретическое решение Гартмана: $\lambda_1 = 96 R^{-1}$, $\lambda_2 = 0.316 R^{-0.25}$ б — зависимость $\lambda = f(\lambda_H)$ при постоянных числах R . Точки 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют числам $R \cdot 10^{-3} = 20, 40, 60, 100, 200, 300$

кости xz), так как $L_+ \sim 2b$. И действительно, приведенные выше экспериментальные данные показывают, что, судя по распределению давления

$$\frac{L_+}{b} \approx 4N \quad (10^5 \leq R \leq 2 \cdot 10^5) \\ (0.08 \leq N \leq 0.8)$$

В то же время расчеты стабилизации профиля скорости в плоскости xu приводят к зависимостям вида

$$\frac{L_+}{a} \sim \frac{1}{N}$$

4. По результатам измерения распределения давлений были вычислены коэффициенты сопротивления. При этом для расчетов использовались лишь те значения $\partial p / \partial x$, которые соответствовали участку канала, в пределах которого имело место $\partial p / \partial x = \text{const}$ (с точностью $> 5\%$). Результаты, полученные для канала 3, представлены на фиг. 4, б в координатах $\lambda = f(\lambda_H)$, где

$$\lambda_H = \frac{8}{R} \frac{H^2 \text{th}^2 \frac{1}{4} H}{H - 4 \text{th}^2 \frac{1}{4} H}$$

значение коэффициента сопротивления в ламинарном течении Гартмана. Как показано в [15], при течении в канале с отношением сторон $b/a \geq \geq 14$, как это имело место в данном исследовании, коэффициент сопротивления практически не отличается от λ_H , поэтому можно было ожидать, что экспериментальные значения λ по мере усиления магнитного поля будут стремиться к λ_H . На самом же деле, как видно из фигуры, кривые, соответствующие малым и средним значениям числа Рейнольдса, дейст-

вительно приближаются к λ_H , но при дальнейшем усилении магнитного поля снова отходят от биссектрисы координатного угла, т. е. λ снова становится больше λ_H . Кривые, соответствующие большим значениям числа Рейнольдса, вообще нигде не приближаются к биссектрисе. Результаты, полученные с каналом 3, отдельно представлены на фиг. 4, а в виде кривых $\lambda = f(R)$ при фиксированных значениях H .

Попытаемся выяснить причины значительного превышения экспериментальных значений коэффициента сопротивления над теоретическими при больших H . Можно высказать следующие три предположительные причины этого явления:

1) необычная скоростная структура потока на участке измерения продольных градиентов давления (М-образные профили скорости в плоскости xz);

2) протекание через участок измерения электрических токов, замыкающихся за пределами полюсов магнита;

3) проявление в сильных магнитных полях шероховатости стенок, ведущих себя без поля, как гладкие.

Проанализируем последовательно каждое из этих предположений.

Как было показано выше, на том участке, где измерялись значения $\partial p / \partial x$, использовавшиеся для вычисления коэффициента сопротивления, профили скорости имеют М-образную форму в плоскости xz . Однако в плоскостях xy профили скорости весьма близки к гартмановским (фиг. 3, в) даже еще до достижения критического соотношения R и H . Можно поэтому с достаточным основанием полагать, что по достижении полной ламинаризации все профили $U_x = f(y)$ при $z = \text{const}$ будут Гартмановскими. Тогда напряжение трения на стенках $y = \pm a$, которое при $b/a \gg 1$ дает основной вклад в сопротивление

$$\tau_{гс} = 1/2 \lambda_H \rho \langle U(z) \rangle^2 \quad (\lambda_H = 8HR^{-1})$$

Здесь $\langle U(z) \rangle$ — средняя для данного профиля скорость, R — число Рейнольдса, образованное по скорости $\langle U(z) \rangle$.

Среднее по всему сечению напряжение трения на стенке

$$\langle \bar{\tau}_w \rangle = \frac{1}{b} \int_0^b \tau_w(z) dz = \frac{8H}{R} \frac{\rho \langle U \rangle^2}{2} = \lambda_H \frac{\rho \langle U \rangle^2}{2}$$

$$\langle U \rangle = \frac{1}{b} \int_0^b \langle U(z) \rangle dz$$

Здесь $\langle U \rangle$ — средняя по сечению скорость, R — число Рейнольдса по скорости $\langle U \rangle$.

Этот результат, состоящий в том, что при ламинарном (ламинаризованном) режиме при любом виде функции $\langle U_x \rangle = f(z)$ сопротивление одинаково, можно было, конечно, предвидеть, поскольку напряжение трения линейно зависит от средней по профилю скорости.

Итак, своеобразие профилей скорости могло бы обусловить увеличение сопротивления лишь при турбулентном режиме, эксперимент же показывает, что различие λ и λ_H увеличивается с ростом H . Следовательно, первое из предположений, выдвинутых выше, приходится отвергнуть.

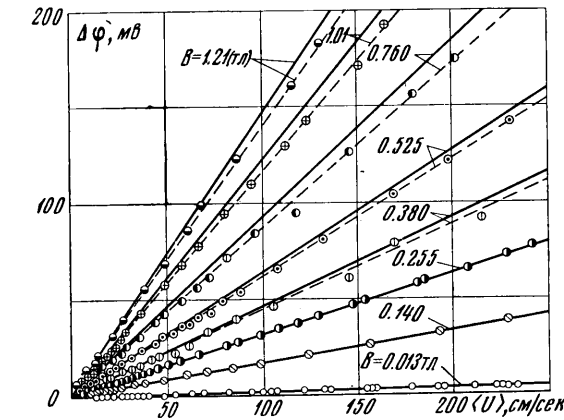
Переходим к анализу второй из гипотетических причин. Вследствие ограниченности длины части канала, проходящей между полюсами магнита, концевые явления сказываются на всей его длине. В частности, и посередине длины существует некоторая добавочная плотность тока j_z' , связанная с «петлями» тока, замыкающимися за пределами магнита, и, соответственно, добавочный градиент давления, обусловленный силой

$j_z' B_y$. Величину тока j_z' можно оценить экспериментально, измерив разность потенциалов $\Delta\phi$ между стенками канала $z = \pm b$ и сопоставив ее с теоретическим значением $\Delta\phi^* = 2bB\langle U \rangle$. Очевидно, величина $\Delta\phi' = \Delta\phi - \Delta\phi^*$ представляет собой падение напряжения, обусловленное током j_z' . Экспериментальный график $\Delta\phi' = f\langle U \rangle$ при фиксированных значениях индукции магнитного поля, построенный по измерениям в канале 3 на расстоянии 15 см от входа потока в магнитное поле, показан на фиг. 5. Легко заметить, что относительная величина $\Delta\phi' / 2bB\langle U \rangle$ всюду практически постоянна и составляет $\sim 4-5\%$. Теоретическая оценка той же величины может быть в первом приближении найдена из следующей зависимости, приводимой в работе [14]

$$\frac{\Delta\phi'}{2bB\langle U \rangle} = 1 - \frac{8}{\pi^2} \exp \frac{-\pi l}{2b}$$

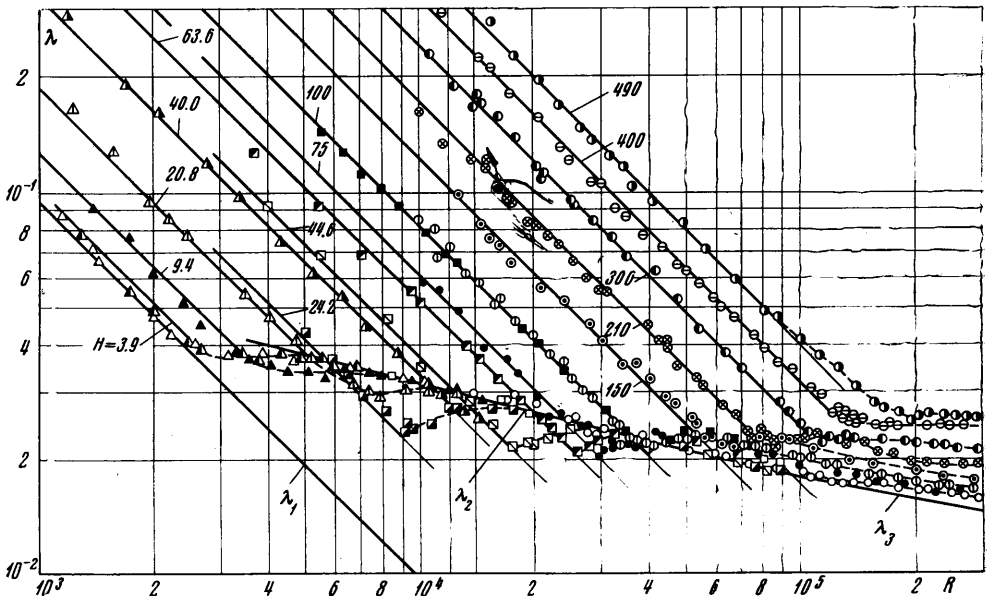
Здесь l — расстояние данного сечения потока от места его вступления в магнитное поле. Согласно этой зависимости $\Delta\phi'$ получается меньшим и составляет лишь около 2%.

Однако даже если исходить из максимальной величины — 5% и, пользуясь очевидным соотношением $j' = \Delta\phi' \sigma a / b$, вычислить наблюдается превышение λ



Фиг. 5. Разность потенциалов между стенками: $z = +b$ и $z = -b$ (канал 3)

$\lambda' = Bj' / \rho \langle U \rangle^2$, то для тех случаев, когда над λ_H на 20—40%, $\lambda' / \lambda_H = 1\%$.



Фиг. 6. Зависимость $\lambda = \lambda(R, H)$. Экспериментальные точки первой, второй и третьей колонок соответственно относятся к каналам 1, 2, 3а (см. таблицу)

Таким образом, и второе предположение следует отвергнуть.

Остается третье предположение, состоящее в том, что увеличение коэффициента сопротивления в экспериментах обусловлено шероховатостью стенок каналов. Из результатов численных расчетов известно [10], что эффективная высота шероховатости в присутствии поперечного магнитного поля изменяется, будучи возрастающей функцией числа Стюарта. Предположение о проявлении в данных экспериментах шероховатости стенок объясняет, почему в результатах, относящихся к каналу 1, где стенки были из оргстекла, а предельные числа Стюарта невелики, не наблюдалось увеличения λ/λ_H после касания кривой $\lambda = f(\lambda_H)$ биссектрисы координатного угла. В результатах по каналам 2 и 3, имевших значительно более шероховатые стенки из бутакрила, такое увеличение имело место, причем тем более резкое, чем больше было число N .

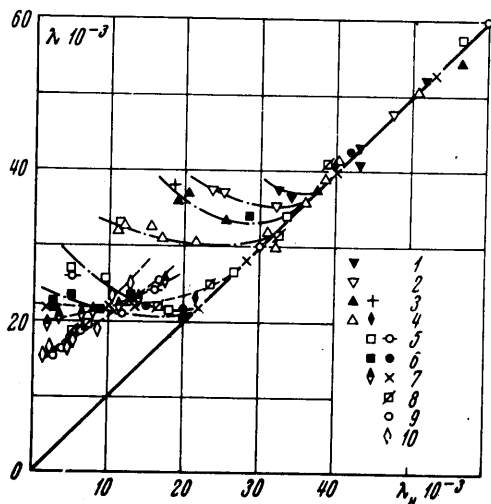
Для окончательного решения этого вопроса были проведены дополнительные исследования с каналом 3а, который был подобен каналу 3, но имел стенки из оргстекла. Результаты этих исследований показаны на фиг. 6 и фиг. 7. (Здесь также нанесены точки, относящиеся к каналу 1.) Как видно, здесь вплоть до $R = 10^5$ явление, анализу которого выше было уделено столько внимания, уже не проявляется. Это убедительно свидетельствует в пользу предположения, связанного с шероховатостью.

Однако при $R \geq 2 \cdot 10^5$ и, соответственно, $N \geq 1.0$ ход экспериментальных кривых $\lambda = f(\lambda_H)$ снова указывает на влияние шероховатости. Очевидно, при $R > 2 \cdot 10^5$ и стенка из оргстекла, обладающая относительной эквивалентной песочной шероховатостью $\sim 10^{-3}$, не может уже считаться гидравлически гладкой.

Данные, представленные на фиг. 7, позволяют также по совпадению λ и λ_H определить значение критического числа Рейнольдса, соответствующего завершению ламинаризации турбулентного течения магнитным полем. Как и в [16, 17], получается зависимость вида $R_* = \kappa N$, однако коэффициент пропорциональности κ несколько увеличивается по мере увеличения R . При $R \leq 5 \cdot 10^3$ $\kappa = 220$, а при $R \approx 10^5$ $\kappa = 330$.

5. Несмотря на то что в предшествующих пунктах было выяснено, что является причиной аномалий сопротивления, наблюдавшихся в каналах 2 и 3, необходимо обсудить еще одну возможную причину. Выше она намеренно не была упомянута, поскольку только в свете результатов опытов с каналами 2а и 3а может быть решен вопрос о ее сущности. Речь идет о том, не объясняется ли превышение λ над λ_H порождением новой турбулентности в ламинаризованном магнитным полем течении за счет М-образной формы профиля скорости в плоскости xz .

Действительно, согласно известному результату [18] наличие точек перегиба в профиле скорости приводит к неустойчивости течения.

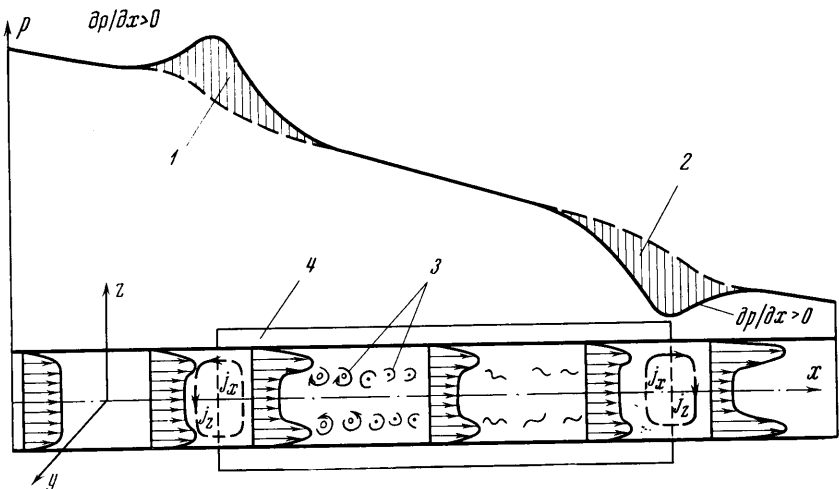


Фиг. 7. Зависимость $\lambda = f(\lambda_H)$ для каналов 1, 2, 3а. Точки 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 соответствуют значениям числа $R \cdot 10^{-3} = 3, 4, 5, 20, 40, 60, 100, 200, 300$

Обратимся к фиг. 8 и попытаемся немного подробнее проанализировать этот вопрос.

Скорости в плоскостях xu при таких напряженностях магнитного поля, которым соответствует течение, показанное на фиг. 3, v , постоянны всюду, за исключением весьма близкой окрестности стенок $y = \pm a$, поэтому течение с М-образным профилем можно считать практически плоским в плоскости xz , перпендикулярной магнитному полю.

В таком случае, как показали Хант [19] и позднее Созу [20], анализ устойчивости течения может базироваться на теореме Сквайра, согласно



Фиг. 8. Схема развития течения в канале с учетом концевых эффектов: 1 — область, где $\frac{dp}{dz} < 0$; 2 — область, где $\frac{dp}{dz} > 0$; 3 — слой вихрей; 4 — полюс электромагнита

которой наиболее опасными являются двумерные возмущения в плоскости течения. Иными словами, магнитное поле в расчет устойчивости непосредственно никак входить не должно и его присутствие учитывается только через средство формы профиля скорости в плоскости xz . Но тогда очевидно, что результаты Толмина [18] оказываются также автоматически справедливыми и появление перегибов на профиле приводит к новой неустойчивости. Однако, как следует из работы [21], переход к турбулентности происходит через средство трехмерных возмущений.

Как показали измерения [22], интенсивность пульсаций скорости, выполненные в канале, аналогичном использовавшимся в данной работе, начиная с некоторого значения напряженности магнитного поля, интенсивность вблизи стенок $z = \pm b$ начинает возрастать. Таким образом, имеются достаточные основания утверждать, что это отражает не турбулентность, а наличие вихрей с осью вдоль магнитного поля. Действительно, если бы возникала турбулентность, то замена канала 3 подобным, но более гладким каналом 3а не могла бы привести сопротивление в соответствие с ламинарной теорией. Не подтвердилось бы также соотношение $R_* = (200 \div 300)H$.

Итак, можно нарисовать такую картину, схематически показанную на фиг. 8. При входе в участок, где магнитное поле меняется от нуля до конечного значения, жидкость «обтекает» область положительного градиента давления и при этом образуются слои вихрей, как при обтекании цилиндра. Эти вихри уносятся в область постоянного магнитного поля и,

не распадаясь на более мелкие, не порождая турбулентность, медленно рассеиваются вязкостью. Следовательно, предположение о том, что $\lambda > \lambda_H$ из-за вновь появляющейся турбулентности, следует отвергнуть.

Поступило 28 I 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Hartman J., Lazarus F. Hg-Dynamics II, Det. Kgl. Danske Videnskab. Selskab. (Math. Fys. Medd.), 1937, vol. 15, No. 7.
2. Брановер Г. Г., Лиелаусис О. А. Об особенностях влияния поперечного магнитного поля на турбулентные течения жидкого металла при различных числах Рейнольдса. В сб. «Вопросы магнитной гидродинамики», вып. 3, Рига, Изд-во АН ЛатвССР, 1963, стр. 59.
3. Murgatroyd W. Experiments on magnetohydrodynamic channel flow. Philos. Mag., 1953, vol. 44, No. 359, p. 1348.
4. Brouillette E. C., Lykoudis P. S. Magneto-fluid-mechanic channel flow. I. Experiment. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 5, p. 995.
5. Ликудис П. Экспериментальное изучение свойств переноса электропроводной среды при турбулентном течении в присутствии магнитного поля. В кн. «Низкотемпературная плазма». М., «Мир», 1967. (Международный симпозиум по свойствам и применению низкотемпературной плазмы). М., 1955.
6. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М. Экспериментальное исследование распределения скоростей при течении проводящей жидкости в трубах прямоугольного сечения, находящихся в поперечном магнитном поле. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1, стр. 79.
7. Боченинский В. П., Тананаев А. В. О профиле скоростей турбулентного течения в присутствии магнитного поля. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2, стр. 148.
8. 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 Chaton, 1964, Suppl. 8.
9. Тананаев А. В. Гидравлика магнитогиродинамических машин. М., Атомиздат, 1970.
10. Брановер Г. Г., Витолиныш Г. Г., Дукуре Р. К., Вольберга Р. П., Калис Г. Э., Цинобер А. Б. Численный расчет течения электропроводящей жидкости между шероховатыми плоскостями в поперечном магнитном поле. Магнитная гидродинамика, 1967, № 3, стр. 105.
11. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., «Мир», 1965.
12. Боченинский В. П., Тананаев А. В., Измерение профиля скоростей в скрещенных электрическом и магнитном полях. Магнитная гидродинамика, 1970, № 1, стр. 137.
13. Регирер С. А. О двухмерном приближении в теории магнитогиродинамических течений. В сб. «Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды (к 60-летию академика Л. И. Седова)», М., «Наука», 1969, стр. 417.
14. Ватажин А. Б., Регирер С. А. Электрические поля в каналах магнитогиродинамических устройств, дополнение к книге Д. Шерклифа «Теория электромагнитного измерения расхода», М., «Мир», 1965.
15. Брановер Г. Г. Турбулентные магнитогиродинамические течения в трубах. Рига, «Зинатне», 1967.
16. Брановер Г. Г. Сопроотивление магнитогиродинамических труб. Магнитная гидродинамика, 1967, № 4, стр. 3.
17. Боченинский В. П., Тананаев А. В., Черняев Ю. П. Экспериментальное изучение перехода ламинарного движения в турбулентное в присутствии магнитного поля. Магнитная гидродинамика, 1970, № 2, стр. 147.
18. Tollmien W. Ein allgemeines Kriterium der Instabilität laminare Ieschwindigkeitverteilung. Naehr. les. Wiss. Iottingen. Meth. Phys. Klosser, Fachgruppe I, 1935, I, pp. 79—114; NACA TM, 1936, p. 792.
19. Hunt J. C. R. On the stability of parallel flows with parallel magnetic fields. Proc. Roy. Soc., 1966, A 293, p. 342.
20. Sozon C. On the stability of plane flow of a conducting fluid in the presence of a coplanar magnetic field. J. Fluid Mech., 1970, vol. 43, No. 3, p. 591.
21. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three dimensional nature of boundary layer instability. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12, No. 1.
22. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М., Кит Л. Г., Платниекс И. А. Влияние поперечного магнитного поля на профили интенсивности турбулентных пульсаций в трубе прямоугольного сечения. Магнитная гидродинамика, 1970, № 3, стр. 41.