

АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

И.Э.БУЦЕНИЕКС

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВИДОВ
НЕОДНОРОДНЫХ МГД-ТЕЧЕНИЙ
В ПРИМЕНЕНИИ К ЗАДАЧАМ УПРАВЛЕНИЯ
ПОТОКАМИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических
наук Э.В.ЩЕРБИНИН

Рига, 1973

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение	5
Глава I. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ	20
§ I.1. Условия образования неоднородных скоростных структур потока	12
§ I.2. Обзор по течениям в трубах с различной проводимостью стенок	14
§ I.3. МГД-течения с резкими изменениями границ течения	23
§ I.4. Постановка задач диссертационной работы	29
Глава II. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ	32
§ 2.1. Краткие сведения о состоянии экспериментальной магнитной гидродинамики несжимаемых жидкостей	32
§ 2.2. Некоторые особенности работы на натриевых контурах	37
§ 2.3. Особенности измерения скорости в потоках с большими градиентами скорости и давления	40
§ 2.4. Методика измерения местных сопротивлений	43
§ 2.5. Погрешности измерений	48
Глава III. СКОРОСТНАЯ СТРУКТУРА МГД-ТЕЧЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ НЕОДНОРОДНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ СТенок	52
§ 3.1. Расчет течения в наклонном магнитном поле	52

§ 3.2. Экспериментальное исследование МГД-течения в квадратном канале с двумя проводящими стенками в наклонном поперечном магнитном поле	57
§ 3.3. Течение в квадратном канале с одной проводящей стенкой в наклонном магнитном поле	62
§ 3.4. Измерение пульсаций скорости при неоднородном МГД-течении	65

Глава IV. О СОПРОТИВЛЕНИИ ТРУБ ПРИ НЕОДНОРОДНЫХ МГД-ТЕЧЕНИЯХ 71

§ 4.1. Влияние угла наклона магнитного поля на сопротивление квадратной трубы	71
§ 4.2. Распределение давления при течении ртути и натрия через внезапное круглое расширение	74
§ 4.3. Сопротивление внезапных расширений при течении ртути и натрия	78
§§ 4.4. Сопротивление диафрагм в магнитном поле	86

Глава V. ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РАССМОТРЕННЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МГД-ТЕЧЕНИЙ К НЕКОТОРЫМ ЗАДАЧАМ УПРАВЛЕНИЯ ПОТОКАМИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА 90

§ 5.1. Регулирование расхода жидких металлов	90
1 ^o . Регулирование расхода при постоянном перепаде давления	92
2 ^o . Регулирование расхода при наклонном магнитном поле	97
3 ^o . Поддержание постоянного расхода при изменении напора металла	100
4 ^o . Регулирование расхода при сохранении потребляемой мощности насоса	102
5 ^o . Воздействие магнитного поля на нестационарные процессы в гидравлической системе	105
6 ^o . Некоторые оценки эффективности регулирования расхода для реальных жидкометаллических установок	107

§ 5.2. Измерение расхода проводящей жидкости в помощью диафрагм в магнитном поле	114
§ 5.3. Некоторые способы эжектирования электропроводящих жидкостей в магнитном поле	119
1 ^o . МГД-эжектирование при постоянной мощности насоса	121
2 ^o . МГД-эжектирование при сохранении расхода в первичном контуре	122
3 ^o . Электродинамический способ эжектирования токопроводящих жидкостей	124
4 ^o . Примеры расчета электродинамического эжектора для реальных установок	133
§ 5.4. Использование свойств неоднородных МГД-течений в других задачах технологического назначения (перемешивание, фильтрация).	138
З а к л ю ч е н и е	144
Л и т е р а т у р а	147

В В Е Д Е Н И Е

Рождение магнитной гидродинамики как самостоятельной науки связано с попытками объяснения астрофизических явлений, когда астрофизики пришли к пониманию, насколько распространены во Вселенной проводящие ионизированные газы (плазма) и достаточно сильные магнитные поля, что при объяснении многих астрофизических явлений необходимо учитывать воздействие магнитного поля на проводящую среду. Магнитная гидродинамика сформировалась в самостоятельную науку после опубликования Альфвеном в 1942 году его классической работы по космической электродинамике [3].

Бурное развитие послевоенной прикладной науки вскоре оказало воздействие и на магнитную гидродинамику. В частности, развитие энергетики, связанное с поиском новых направлений в получении электроэнергии, стимулировало разработку плазменных МГД-генераторов электрического тока, позднее интенсивно начали разрабатываться и жидкометаллические МГД-генераторы [54].

Параллельно с развитием магнитной гидродинамики ионизированных газов начала развиваться магнитная гидродинамика несжимаемых сред (жидких металлов), причем основные усилия были направлены на создание электромагнитных насосов для жидких металлов.

Параллельно с этим велись исследования и по воздействию магнитного поля на течения жидких металлов, и к настоящему времени накоплен богатый арсенал методов такого воздействия. Тем не менее, пока электромагнитные способы управления потоками не нашли достаточно широкого применения при решении задач технологического назначения, хотя МГД-методы остаются на нынешний день в некоторых случаях чуть ли не единственными, способными обеспечить некоторые технологические процессы. Так, например, в металлургии при непрерывной разливке металла важным вопросом является вопрос о надежности и простоте регулирования расплава, вытекающего струей из промежуточной емкости в кристаллизатор [36]. Применяемые для этой цели механические дроссели крайне ненадежны из-за высокой агрессивности жидкого металла, образования наростов и корок на деталях регулирующего устройства. Применение МГД-способов управления расходом в этом случае представляется полезным, так как они обладают многими преимуществами (дистанционность управления, отсутствие механических частей, многократность использования проточного тракта, плавность регулирования с помощью изменения тока магнита, возможность автоматизации процессов управления).

Широкий круг задач по управлению потоками жидкого металла (калия, натрия и др.) возникает в связи с применением его в качестве теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах (РБН) [4, 87, 93, 90, 108, 111], где МГД-способы управления потоками теплоносителя могут оказаться более перспективными по сравнению с ныне применяемыми механи-

ческими способами [4,93].

Для примера приведем некоторые задачи, возникающие при работе РБН с жидкометаллическим теплоносителем. Реактор на быстрых нейтронах представляет собой систему, включающую в себя основные жидкометаллические контуры, обеспечивающие отвод тепла из активной зоны реактора (первичные контуры), промежуточные (вторичные) контуры, в которых жидкий металл уже не радиоактивен и от которых тепловая энергия через теплообменники передается далее на парогенераторы и на генераторы электроэнергии. В связи с этим возникает задача привода в движение огромного количества жидкометаллического теплоносителя (до $4000 \text{ м}^3/\text{ч}$), регулирования и согласования расходов теплоносителя через активную зону реактора и промежуточные контуры в соответствии с законами изменения нагрузки и мощности атомной электростанции, а также во время срабатывания аварийной защиты. Кроме того при работе РБН возникают и другие задачи, такие, как: измерения расхода теплоносителя, очистка его от примесных включений окислов (фильтрация), интенсификация теплообмена между отдельными контурами.

При решении выше рассмотренных задач МГД-методы управления могут оказаться весьма эффективными.

В литейном производстве известны попытки применения МГД-способов управления струей жидкого металла, например, с помощью электромагнитных насосов, дающие положительные результаты. Однако насосы при таком назначении обладают рядом недостатков. Так, использование

кондукционных насосов обуславливает необходимость изготовления проточных трактов с проводящими шинами, что в условиях высокой агрессивности жидкого металла является сложной технологической проблемой. Индукционные насосы требуют применения особых мер по охлаждению и теплоизоляции обмоток, что приводит к увеличению зазора между обмотками и меньшей глубине проникновения поля, за счет чего сильно снижается его эффективность.

Поэтому на практике не прекращаются поиски новых, более простых МГД-способов управления потоками жидкого металла в металлургии, литейном производстве, технике РБН. В последнее время изучаются возможности постоянного магнитного поля в этом направлении.

До сих пор возможностям постоянного магнитного поля в управлении потоками жидкого металла не уделялось должного внимания из-за укоренившегося одностороннего взгляда, что в постоянном магнитном поле основными эффектами являются уплощение эшеры скоростей и подавление турбулентных пульсаций результатом проявления которых является лишь увеличение или снижение сопротивления проточного тракта [6].

Однако возможности постоянного магнитного поля намного шире. Применение магнитного поля открывает широкие возможности создания самых разнообразных неоднородных скоростных структур, например, таких, какие возникают при изменении проводимости стенок проточного тракта и при изменении ориентации магнитного поля по отношению к проводящим стенкам [81, 98]. Такие же

сложные скоростные структуры образуются при течениях с резкими изменениями границ течения (внезапные расширения, диффузоры) [22, 83]. В таких неоднородных течениях существенно возрастает сопротивление проточного тракта, повышается уровень турбулентных пульсаций [68], что может быть использовано для дросселирования жидких металлов, для перемешивания и интенсификации тепло- и массообмена в теплообменных аппаратах.

Сложное пространственное перераспределение давления при течениях с резкими изменениями границ течения [10, 84] может быть использовано, например, для целей измерения расхода токопроводящих жидкостей, фильтрации жидких металлов от примесных включений.

Таким образом при неоднородных МГД-течениях круг происходящих в них явлений намного шире, соответственно и область применения этих явлений существенно расширяется. Кроме того, можно говорить уже об устройствах, работающих на этих эффектах.

Здесь перечислены далеко не все задачи, возникающие на практике, и все возможности магнитного поля по воздействию на потоки жидких металлов. В настоящей диссертационной работе предпринята попытка оценить возможности применения отбельных МГД-способов воздействия на жидкие металлы с использованием постоянного магнитного поля для решения некоторых из вышеперечисленных проблем. Причем в качестве объекта исследования были выбраны такие неоднородные МГД-течения, которые возникают в постоянном магнитном поле при изменении проводимости стенок проточного тракта и при резком изменении границ течения.

Г Л А В А I

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

К настоящему времени накоплен обширный материал по равномерным МГД-течениям в трубах. Как известно, основными эффектами в таких течениях являются: уплощение эпюры скоростей и снижение интенсивности турбулентности. Эффект уплощения профиля скорости и подавление турбулентности приводит лишь в конечном счете к изменению сопротивления проточного тракта, и поэтому может быть использован лишь там, где возникает необходимость регулировать это сопротивление. Для практических целей управления потоками жидкого металла и регулирования расхода токопроводящих жидкостей неоднородные МГД-течения, где круг происходящих явления намного шире, имеют более широкие возможности практического применения.

Целью нашего обзора является рассмотрение положения дел в магнитной гидродинамике неоднородных течений, создаваемых постоянным магнитным полем.

§ 1.1. Условия образования неоднородных скоростных структур потока

Частным случаем резко неоднородных течений являются потоки с М-образными профилями скорости, порождающими дополнительную завихренность и приводящими к дополнительным потерям. В работе [79] теоретически рассмотрен вопрос о влиянии концевых электрических токов на профиль скорости при течении вязкой электропроводящей жидкости в областях с резким изменением индукции магнитного поля вдоль направления скорости. Основным результатом этого исследования сводится к тому, что взаимодействие концевых электрических токов с магнитным полем вызывает искажение профиля скорости, а именно, у стенок, параллельных вектору индукции магнитного поля образуются М-образные профили скорости. Указанное явление имеет гораздо более общий характер [55] и обусловлено не только концевыми эффектами.

Рассмотрим условия образования таких неоднородных М-образных скоростных структур потока электропроводящей жидкости в магнитном поле. Для этого обратимся к основным уравнениям, описывающим движение электропроводящей жидкости в магнитном поле. Полная система уравнений, описывающих движение вязкой несжимаемой электропроводящей жидкости при наличии внешнего приложенного магнитного поля [6] состоит из уравнения Навье-Стокса:

$$\rho(\vec{V}\nabla)\vec{V} = \nabla p + \rho\nu\nabla^2\vec{V} + \vec{j}\times\vec{B} \quad (1.1)$$

уравнения неразрывности:

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad (1.2)$$

закона Ома:

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (1.3)$$

и уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = 0 \quad (1.4)$$

Применим операцию rot к уравнению движения (1.1).

В результате получим:

$$(\vec{V} \operatorname{grad}) \vec{\omega} - (\vec{\omega} \operatorname{grad}) \vec{V} = \nu \nabla^2 \vec{\omega} + \frac{1}{3} [(\vec{B} \operatorname{grad}) \vec{j} - (\vec{j} \operatorname{grad}) \vec{B}] \quad (1.5)$$

где $\vec{\omega} = \operatorname{rot} \vec{V}$. Из уравнения (1.5) следует, что помимо вязкости завихренность в потоке может создаваться как при наличии градиента магнитного поля вдоль направления электрического тока, так и за счет градиента тока вдоль поля. Рассмотрим эти два фактора в отдельности. Сначала обратимся к случаю течения в призматическом канале с изолированными стенками в неоднородном поперечном поле, направленном по оси y , со скоростью, направленной по оси x . Проекция уравнения (1.5) на ось y имеет вид:

$$(\vec{V} \operatorname{grad}) \omega_y = \nu \nabla^2 \omega_y - \frac{1}{3} \left[j_x \cdot \frac{dB_y}{dx} - B_y \cdot \frac{dj_x}{dy} \right] \quad (1.6)$$

Из этого уравнения следует, что даже в отсутствии вязкости ($\nu = 0$) в потоке порождается завихренность при наличии градиента магнитного поля вдоль направления течения жидкости. Порождаемая завихренность и является причиной возникновения М-образного профиля скорости в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Другой возможностью порождения за-

вихренности в потоке является наличие в уравнении (1.6) члена $\frac{1}{3} B_y \frac{d j_x}{d y}$, т.е. наличие градиента электрического тока (главным образом компоненты тока вдоль поля) по направлению поля. Такая ситуация реализуется, например: при резком изменении геометрии потока (диффузор, конфузор, внезапные расширения и сужения и т.п.) или при резком изменении проводимости стенок канала, перпендикулярных полю. Существенным отличием этого случая порождения завихренности и образования М-образных профилей скорости является то, что М-образные профили существуют и в развитом течении.

Наличие градиента магнитного поля в некотором направлении еще не достаточно для возникновения М-образной структуры скорости. Для этого необходимо наличие в жидкости также электрического тока в том же направлении. Если такой ток устранить, например замкнуть шинами, то, как показали численные расчеты [40], деформация профиля скорости очень слабая. Такая ситуация имеет место в кондукционном насосе, в котором электроды выходят далеко за пределы поля, так что j_x мало. То же самое должно наблюдаться в индукционном насосе с шинами. При отсутствии же шин в индукционном насосе образование М-образных профилей скорости проявляется очень сильно вследствие накопления эффекта по длине канала. Действительно, как отметил еще Шерклиф [80], возмущения профиля скорости, образованные на входе в канал, при выходе не только ^{не} уменьшаются, но даже увеличиваются (при отсутствии вязкости). В случае же бегущего поля эффект накопления значительно больше из-за многократного прохождения жидкостью областей с изменяющимся полем. Если стенки канала полностью

проводящие, то jx преимущественно замыкается на стенке и существенного искажения профиля скорости не наблюдается. Накопление эффекта также должно наблюдаться в проточных трактах, состоящих из последовательно расположенных внезапных сужений и расширений. Накопление эффекта (усиление М-образности) будет происходить до тех пор, пока усиление не будет скомпенсировано вязкой диссипацией.

Таким образом, из вышесказанного можно сделать вывод: для образования М-образных профилей скорости необходимо, чтобы ротор электромагнитных сил не был равен нулю. Однако это условие еще не достаточно. Окончательно вопрос о скоростной структуре должен решаться в конкретном устройстве с учетом реальных условий течения в нем.

Рассмотрим, что известно к настоящему времени о течениях, где имеются резкие неоднородности проводимости стенок труб или с резкими изменениями границ течения.

§ 1.2. Обзор по течениям в трубах с различной проводимостью стенок

МГД-течениям в каналах при различной проводимости стенок посвящено большое число работ, как теоретических, так и экспериментальных. Начало интенсивному исследованию течений проводящих жидкостей в трубах при наличии магнитного поля положила работа Шерклифа [109], в которой была решена задача об установившемся ламинарном течении электропроводящей вязкой несжимаемой жидкости в канале прямоугольного сечения с непроводящими стенками в присутствии поперечного магнитного поля. Им было получено точное решение

для профиля скорости, индуцированных токов и индуцированного магнитного поля. Из результатов решения следует, что в достаточно сильном магнитном поле течение, как и в известном решении Гартмана [96], характеризуется почти однородным ядром и узкими пограничными слоями у стенок трубы. У стенок, перпендикулярных полю образуются известные Гартмановские слои с характерной толщиной порядка Ha^{-1} , у стенок, параллельных полю, эти слои имеют толщину порядка $Ha^{-1/2}$. Картина течения в прямоугольном канале существенно меняется, когда стенки имеют различную проводимость. Интенсивное исследование течений в прямоугольных каналах с различной проводимостью стенок было вызвано практическими нуждами, а именно, в связи с тем, что проточные части МГД-генераторов, насосов, электромагнитных расходомеров и т.п. по своему функциональному назначению имеют проводящие элементы.

Первыми работами по течениям в каналах с проводящими стенками явились работы [71, 78]. Решение задачи о течении между двумя проводящими параллельными плоскостями [88] выявило влияние проводимости стенок канала на характеристики течения и показало, что безразмерный профиль скорости хотя и остается тем же, что и в случае непроводящих стенок, потери существенно возрастают при увеличении проводимости стенок за счет резкого возрастания джоулевых потерь. Так для рассмотренного течения при бесконечно проводящих стенках ($\sigma_{ст} = \infty$) коэффициент сопротивления $\lambda = \frac{\Delta P}{\rho V^2/2} = 2Ha^2/Re$, в то время как для течения Гартмана $\lambda = 2Ha/Re$. В этой же работе [88] решена задача для случая, когда все стенки прямоугольного канала идеальные

проводники. Кроме того авторами [88] показано, что для больших значений числа Гартмана Ha и произвольной проводимости стенок для любого канала симметричного сечения всегда образуется основное стержневое течение с постоянной скоростью и пограничные слои вблизи стенок.

Течениям в прямоугольных трубах с различной комбинацией проводящих стенок (когда пара стенок параллельных полю и пара стенок, перпендикулярных полю, имеют различную проводимость) посвящено ряд теоретических и экспериментальных работ [7, 39, 46, 73, 98, 102, 105, 113]. Асимптотические оценки точных решений при больших Ha показывают, что и в этих случаях толщина пограничных слоев у стенок, параллельных и перпендикулярных полю, составляет величины порядка $Ha^{-1/2}$ и Ha^{-1} соответственно. Особенный интерес представляет течение Ханта-Уфлянда [71, 98] в прямоугольном канале, когда стенки, параллельные полю, непроводящие, а стенки, перпендикулярные полю, проводящие. В этом случае в пограничном слое у непроводящих стенок скорость больше, чем в ядре потока, причем этот М-образный профиль скорости выражен тем ярче, чем больше проводимость стенок, перпендикулярных полю. Существование максимумов скорости объясняется тем, что вблизи непроводящих стенок индуцированные токи текут преимущественно в направлении поля, и, следовательно, жидкость почти не тормозится полем. В случае, когда и стенки, параллельные полю, идеально проводящие, около них наблюдаются максимумы скорости, но они выражены слабо.

Из решения Ханта следует, что в центре трубы существ-

вует область отрицательных течений. В появившейся позднее экспериментальной работе [39] получено качественное совпадение с теорией, но отрицательные скорости не были обнаружены. Более точные асимптотические оценки точных решений указывают на невозможность образования зон с отрицательной скоростью [66].

Для случая, когда стенки, параллельные полю, идеальные проводники, а стенки, перпендикулярные полю, изоляторы, наличие внешней электрической цепи не оказывает влияния на форму профиля скорости [102].

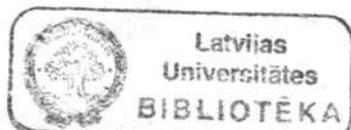
Из точного решения задачи о течении в прямоугольном канале с идеально проводящими стенками, перпендикулярными магнитному полю для двух предельных значений проводимости стенок (0 и ∞), параллельных полю, следуют следующие простые асимптотические (при больших Na) выражения для коэффициента сопротивления:

$$\lambda = \frac{2}{Re} \cdot \frac{1}{0,3/Na^{3/2} \cdot \beta + 1/Na^2} \quad \sigma_{ст} = 0 \quad (1.7)$$

$$\lambda = \frac{2}{Re} \cdot \frac{Na^2}{1 - 1/Na - 2,4/Na^{3/2} \beta} \quad \sigma_{ст} = \infty$$

где β - отношение сторон прямоугольного канала.

Существование устойчивой скоростной структуры с двумя ярко выраженными максимумами скорости в прямоугольном канале с двумя проводящими (медными) стенками, перпендикулярными полю, и двумя непроводящими, параллельными полю, было подтверждено экспериментально [39], причем результаты качественно совпали с решением Ханга. Более точное совпадение между экспериментальными и теоретическими данными получается в том случае, если в точном решении



тывается конечное значение величины проводимости стенок канала (медных) [73]. Длина участка формирования такой скоростной структуры при прохождении потока между полюсами магнита слабо зависит от H_0 и составляет около 10-15 характерных диаметров трубы.

Распределение скоростей в трубах прямоугольного сечения, когда стенки, параллельные полю, проводящие (медные), а стенки, перпендикулярные полю, непроводящие, экспериментально исследовано в работе [12]. Результаты с точностью до 3% согласуются с теорией Шерклифа для трубы с непроводящими стенками, т.е. проводимость стенок, параллельных полю в этом случае мало сказывается на распределение скорости в ядре потока (такой вывод нельзя сделать для распределения скорости вблизи стенок, ибо в эксперименте из-за конечных размеров трубки Пито невозможно было измерить скорость в самом пограничном слое). В работе также показано, что независимо от проводимости стенок статическое давление по сечению трубы не меняется, т.е. отбор статического давления можно производить со стенки канала.

Известны работы по изучению скоростной структуры в каналах прямоугольного сечения, когда стенки, перпендикулярные магнитному полю не целиком проводящие, а частично проводящие (проводящие полосы [64] или проводящие вставки в виде круглых дисков [59]). В этих случаях также образуются характерные М-образные профили скорости. Теоретическое решение для течения с проводящими полосами [64] и экспериментально замеренные профили скорости [57] качественно согласуются между собой. Результаты работы [59] показали, что скоростная структура потока при двух проводящих круг-

лых дисках, симметрично расположенных на стенках, перпендикулярных полю, аналогична структуре при обтекании цилиндра, основаниями которого служат проводящие диски.

В круглой трубе с проводящими стенками в поперечном магнитном поле также наблюдаются зоны повышенной скорости относительно ядра потока у тех частей периметра, касательная к которым параллельна полю [44]. С увеличением поля максимумы скорости смещаются к стенке, а их величина растет (до 15% по сравнению со скоростью в ядре потока).

В то же самое время, наличие проводящих стенок, порождающих резко неоднородные скоростные структуры, может служить источником турбулентности [68, 57, 59]. В этих работах экспериментально показано, что при наличии M-образных профилей скорости при увеличении магнитного поля не происходит подавления турбулентных пульсаций, причем максимумы интенсивности пульсаций скорости наблюдаются в областях больших градиентов скорости (в точках перегиба профиля скорости). В областях же с однородной скоростью наблюдается почти полное подавление турбулентных пульсаций [68].

Экспериментальному измерению коэффициента сопротивления труб различной формы с различной проводимостью стенок посвящен ряд работ [8, 7, 38]. Из этих работ следует, что хорошее согласие экспериментальных данных по коэффициенту сопротивления с теоретическими решениями получается лишь в случае достаточно больших чисел Гартмана. Расхождение это объясняется тем, что теоретические решения получены для ламинарного течения, тогда как на практике

течение большей частью турбулентно. При увеличении поля наблюдается тенденция подавления турбулентности и экспериментальные данные величин коэффициентов сопротивления приближаются к рассчитанным по ламинарной теории. Согласно эксперименту и теории наблюдается начиная с определенного отношения $(Ha / Re)_{кр}$, когда поток можно считать ламинаризованным. Из анализа результатов по коэффициенту сопротивления для различных труб установлены критерии перехода от турбулентного течения к ламинарному $(Re / Ha)_{кр}$ [6, 7]. Достаточным условием того, чтобы течение можно было считать ламинаризованным, является условие $(Re / Ha) < L$. L $(Re / Ha)_{кр} = 130$, для других течений (например, плоско-параллельное течение Гартмана) этот критерий может достигнуть величины порядка 215 - 250. Обработка результатов экспериментов по течениям в трубах различной формы показала [62], что при турбулентном режиме течения во всем диапазоне чисел Ha , коэффициент сопротивления труб в магнитном поле обобщается простой эмпирической зависимостью

$$\lambda_B / \lambda_0 = 1 + K N \quad (1.8)$$

где λ_B - коэффициент сопротивления в поле, λ_0 - коэффициент сопротивления в отсутствии поля, N - параметр МГД-взаимодействия.

Постоянный для данной трубы коэффициент "K" зависит от геометрии трубы, проводимости стенок труб. Как будет показано в главе V, зависимость (1.8) очень удобна для построения регулировочных характеристик устройств, сопротивления которых описываются такой зависи-

мостью.

До сих пор речь шла об МГД-течениях в трубах в поперечном магнитном поле, перпендикулярном или параллельном по отношению к проводящим или непроводящим стенкам трубы. В последнее время возник интерес к течениям в трубах в однородном поперечном поле произвольной ориентации [81, 86, 49, 110], в котором могут возникнуть дополнительные неоднородности, асимметрия потока. Для случая течения в прямоугольном канале с непроводящими стенками в поперечном магнитном поле произвольной ориентации получены точные решения [110] для распределения скорости, индуцированного магнитного поля и величины поверхностного коэффициента трения [49] в зависимости от угла наклона вектора индукции магнитного поля по отношению к стенкам канала. Из этих результатов следует, что в случае непроводящих стенок прямоугольных каналов в потоке не образуются резко неоднородные структуры, лишь картина течения становится асимметричной относительно осей, перпендикулярных стенкам канала.

В случае же, когда пара стенок прямоугольного канала проводящие, в наклонном поле должны образовываться резко неоднородные скоростные структуры. Впервые качественные оценки таких неоднородных структур, когда проводящие стенки короткозамкнуты, были даны Шерклифом [81]. В работе [86] с помощью приближенного анализа для случая замкнутых проводящих стенок для больших чисел Гартмана показано, что при угле наклона поля по отношению к проводящим стенкам больше 45° , внутри потока вдоль ли-

ний магнитного поля, пересекающих углы поперечного сечения канала, образуются пики скоростей, а в остальной области течение практически отсутствует. Эффект этот выражен тем ярче, чем больше величина магнитного поля и проводимость стенок канала. В этой же работе экспериментально замерялись потери перепада давления по длине канала при различной ориентации поля и результаты сравнивались с теоретическими асимптотическими оценками при больших числах Гартмана. Экспериментально замеренные значения получились выше теоретических.

Для практических целей управления потоками жидкого металла большой интерес представляют течения в каналах с проводящими стенками, которые могут быть и жидкими. В последнем случае за счет электродинамического взаимодействия двух параллельных потоков электропроводящей жидкости, отделенных перегородкой и находящихся в поперечном магнитном поле и имеющих общую проводящую шину, можно осуществить передачу гидравлической энергии от одного потока к другому. [107].

Известны теоретические и экспериментальные исследования такого способа электродинамического эжектирования электропроводящей жидкости [91], но они ограничиваются изучением предельных случаев, когда канал с эжектируемым потоком подключен к гидравлической цепи, имеющей либо нулевое, либо бесконечное сопротивление [92].

§ 1.3. МГД-течения с резкими изменениями границ течения

На практике часто встечаются течения с резкими изменениями границ течения, такие, как обтекание препятствия, помещенных в канал постоянного сечения или течения в каналах с резким изменением площади поперечного сечения (внезапное расширение, внезапное сужение, диффузор, конфузор и др.).

Обтеканию тел посвящен ряд как теоретических, так и экспериментальных работ [74-77]. В первых работах по обтеканию тел основное внимание уделялось течению вблизи тела (пограничный слой, след за телом, распределение давления вблизи обтекаемого тела). Численный расчет МГД-течения около круглого цилиндра на основе точных уравнений Навье-Стокса в безиндукционном приближении дал качественное совпадение этих результатов с опытами по обтеканию цилиндров [51]. Как показал расчет, с ростом параметра МГД-взаимодействия N область присоединенных вихрей позади тела сокращается, точка отрыва пограничного слоя перемещается назад и, начиная с $N = 0,5$, течение становится безотрывным.

С влиянием магнитного поля на явление отрыва тесно связано его воздействие на течение в следе за телом. Известно, что за цилиндрическим телом уже при небольших числах Рейнольдса след становится неустойчивым и в нем развивается так называемая дорожка Кармана. Из общих соображений ясно, что магнитное поле должно тормозить раз-

витие вихревой дорожки, так как энергия вихрей диссипируется не только за счет вязкости, но и за счет джоулевых потерь. Это подтверждается экспериментально [16, 19, 65]. Однако, более поздние исследования выявили, что наряду с торможением вихрей происходит и их переориентация в магнитном поле [19], а течение в целом приобретает уже упоминавшийся М-образный вид [55].

При обтекании тел в магнитном поле происходит существенное перераспределение давления около цилиндра. В передней критической точке давление увеличивается с ростом поля. Для непроводящего цилиндра увеличение давления в передней критической точке имеет вид [51]:

$$\bar{P} = \frac{\Delta P}{\frac{\rho V^2}{2}} = 1 + \frac{3}{2} N^{2/3} \quad (1.9)$$

В кормовой части цилиндра давление уменьшается, причем точка минимума давления сдвигается вниз по потоку с увеличением N . Увеличение разности давлений в передней и задней критических точках при обтекании тел приводит к существенному увеличению сопротивления обтекаемого тела в магнитном поле. Изменение коэффициента сопротивления в поле для шара и цилиндра имеет вид [50]:

$$c/c_0 = 1 + k N^{1/2} \quad (1.10)$$

Увеличение давления в передней критической точке нужно учитывать при использовании трубок Пито-Прандтля в экспериментах в магнитном поле. При измерениях при больших N необходимо их тарировка. В работе [43] приводятся результаты тарировки трубки Пито и получена зависимость коэффициента увеличения давления в зависимости от

параметра ИГД-взаимодействия в диапазоне от 0 до 2. Полученная зависимость сравнивается с данными других авторов. Показано, что для $N = 0,1 - 0,15$ предварительная тарировка трубки Пито не обязательна.

Рассмотренные ИГД-эффекты, появляющиеся при обтекании тел, и дальнейшие исследования по обтеканию тел выявили, что картина течения в пространстве около обтекаемого тела становится трехмерной, набегающий плоский поток становится пространственно неоднородным. Примером такой пространственной неоднородности могут служить свободные сдвиговые слои, слои Лудфорта [100]. Пространственные эффекты могут иметь большое значение и их нужно учитывать при построении общей картины течения. Это подтверждается, в частности, результатами работы [84], в которой исследовалось влияние стеснения потока цилиндром на местное сопротивление в поперечном магнитном поле. В работе показано: что вблизи цилиндра, как вверх, так и вниз по потоку имеется сложное пространственное распределение статического давления, которое необходимо учитывать при определении местного сопротивления цилиндра. Полученные величины коэффициента местного сопротивления для различных степеней стеснения потока обобщаются в работе зависимостью:

$$\xi / \xi_0 = 1 + 0,6 N_{ст} \quad (1.11)$$

где число $N_{ст}$ вычислялось по диаметру цилиндра и средне-расходной скорости в живом сечении стесненной части потока.

Пространственные эффекты также проявляются при изме-

нении внешних границ течения (внезапное расширение или сужение, диффузор, конфузор и т.п.).

В настоящее время проведены довольно подробные экспериментальные исследования воздействия поперечного магнитного поля на струю, вытекающую из щели в ограниченное пространство (внезапное расширение) [13, 21, 22]. Магнитное поле в этом случае вызывает глубокое и радикальное перестроение течения, которого раньше не наблюдалось в МГД-экспериментах. При сравнительно умеренной индукции магнитного поля струя, вытекающая из плоской щели, перпендикулярной магнитному полю, в прямоугольную трубу, разделяется на две струи в плоскости, повернутой на 90° относительно исходной. Эти две струи движутся вдоль тех двух стенок широкой трубы, которые параллельны магнитному полю. Этот эффект может быть объяснен тем, что в этом случае ротор электромагнитных сил не равен нулю из-за наличия продольных электрических токов.

Аналогичная картина течения должна наблюдаться и в МГД-эжекторе (идея увеличения коэффициента эжекции в магнитном поле была высказана в монографии Шерклифа [80]). Из литературы известна одна лишь работа [97], в которой приводятся результаты теоретического (проведенного в первом приближении) анализа работы эжектора с постоянной площадью сечения для несжимаемых невязких проводящих жидкостей, в котором смешение осуществляется под действием индуцированных магнитогидродинамических сил, а не вязких сил. В МГД-эжекторе приложенное поперечное магнитное поле индуцирует токи и МГД-силы, которые замедля-

ют высокоскоростной первичный поток и ускоряют низкоскоростной вторичный поток, приводя, по мнению автора [97], к выравниванию скоростной структуры. Это утверждение требует, однако, экспериментальной проверки, ибо течение в эжекторе аналогично течению при внезапном расширении. В этом случае должны образовываться резконеоднородная скоростная структура.

Аналогичные пространственные неоднородные структуры потока наблюдаются при МГД-течениях через диффузоры и конфузоры, хотя в этих случаях граница течения изменяется плавно [60, 70, 82, 83]

Для практических целей, в частности, для регулирования расхода магнитным полем, большое значение имеет вопрос о поведении коэффициента местного сопротивления внезапного расширения. Впервые экспериментальное измерение коэффициента сопротивления местного сопротивления внезапных расширений было проведено в работах [17, 14] которые показали возрастание коэффициента сопротивления с ростом магнитного поля. Позднее эти данные были дополнены подробными измерениями давления по длине канала в серии прямоугольных труб с внезапными расширениями

[10]. В работе показано, что распределение давления существенно меняется по длине канала и не постоянно по сечению. В одном и том же сечении на стенках, параллельных полю, давление оказывается выше, чем на стенках, перпендикулярных полю. На самом уступе внезапного расширения происходит резкое понижение давления. Авторами работы показано, что если найти экспериментально зависи-

мость давления на уступе от параметра МГД-взаимодействия:

$$(P_1 - P_2) / \frac{\rho V_2^2}{2} = f(N) \quad (1.12)$$

где P_2 - давление на уступе, P_1 - давление в потоке перед расширением (V_2 - средняя скорость в широкой части трубы), то коэффициент сопротивления весьма точно вычисляется из решения, которое можно назвать магнитогидродинамической модификацией теоремы Борда. Это решение получается при совместном использовании уравнения Бернулли и уравнения количества движения, в котором член, выражающий импульс реакции уступа, выражен в соответствии с $f(N)$.

Выражение для коэффициента сопротивления имеет вид:

$$\zeta = \zeta_0 + \left(-\frac{\omega_1}{\omega_2} + 1 \right) f(N) \quad (1.13)$$

где ζ_0 определяется по формуле Борда:

$$\zeta_0 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1 \right)^2 \quad (1.14)$$

ω_1 и ω_2 - площади узкой и широкой части трубы. Функция $f(N)$ представляет собой линейную функцию числа N , причем численный множитель в исследованном диапазоне расширений не зависит от отношения ω_1/ω_2 и равен примерно 11,2, т.е. $f(N) = 11,2 N$. Сравнение формулы (1.13) с экспериментальными данными дало достаточно хорошее совпадение.

Те же явления должны наблюдаться при проходе электропроводящей жидкости через отверстия, диафрагмы. Это подтверждается результатами работы [89], где экспериментально замерялся перепад давления между точками до и

после диафрагмы и наблюдалось существенное увеличение этого перепада с ростом магнитного поля.

Рассмотренные выше неоднородные течения с резким изменением границ течения, как видно, достаточно сложны, и для получения полной картины течения требуется накопление экспериментального материала по такого рода течениям. Особенно интересными эти течения должны представляться в сильных магнитных полях и в средах с высокой электропроводностью, когда наиболее ярко будут выражены резкие неоднородности структуры потока.

§ I.4. Постановка задач диссертационной работы

Как следует из вышесказанного, неоднородные скоростные структуры образуются в однородном постоянном магнитном поле 1) при резком изменении проводимости стенок трубопровода, 2) при изменении границ течения, 3) в неоднородном постоянном магнитном поле и 4) при комбинации перечисленных условий течения.

Первый вид течений (при различной проводимости стенок) изучен теоретически и экспериментально лишь в определенных ситуациях, когда магнитное поле параллельно или перпендикулярно проводящим частям периметра трубопровода [12, 71, 88, 98]. Для этих случаев изучены скоростные структуры, поведение коэффициента сопротивления в зависимости от чисел Гартмана и Рейнольдса. Что касается второго вида течений, примером которых являются течения в различного рода местных сопротивлениях, то для него достаточно полно изучены скоростные структуры [22]

и физические причины, их порождающие, но изучение коэффициента местного сопротивления в магнитном поле ограничено по существу, лишь плоскими внезапными расширениями.

Кроме того, вопросы практической реализации явлений, исследованных при течениях в постоянных магнитных полях, оставались по сути дела вне сферы деятельности специалистов, занятых вопросами магнитной гидродинамики. Отчасти это связано с тем, что, несмотря на изученность отдельных вопросов, имеющихся в настоящее время сведений еще не достаточно для проработки конкретных технологических решений.

Исходя из этого, основная задача диссертационной работы состояла в оценке эффективности использования явлений, возникающих при неоднородных течениях в постоянном магнитном поле, в задачах управления потоками жидкого металла, в частности таких, как: регулирование и измерение расхода, эжектирование токопроводящих жидкостей и других. При этом для достижения основной задачи исследования потребовалось получение недостающих сведений, в частности, для первого типа течений оставалось неизвестным поведение коэффициента сопротивления в зависимости от угла наклона вектора индукции магнитного поля по отношению к проводящим частям трубы, а также возникающие при этом скоростные структуры и турбулентные характеристики, сопровождающие такие структуры.

При исследовании второго вида течений было необходимо изучение явлений при МГД-течениях в таких местных сопротивлениях, которые наиболее удобны с точки зрения

технологии их изготовления и работы в тяжелых производственных условиях. К таким местным сопротивлениям в первую очередь относятся проточные тракты круглого поперечного сечения.

Течения третьего и четвертого типа в работе не рассматриваются ввиду их слабой изученности.

Г Л А В А II

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

И ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ

§ 2.1. Краткие сведения о состоянии экспериментальной магнитной гидродинамики несжимаемых жидкостей

К настоящему времени накоплен достаточно большой опыт в работе с жидкими металлами и проведении измерений в них. Основной частью экспериментальной жидкометаллической установки является контур (замкнутый или разомкнутый), в котором течет металл и частью которого является экспериментальная труба или открытый канал. Наиболее часто используемые в них рабочие среды - ртуть, галлий, эвтектический сплав галлия с индием, щелочные металлы (натрий, калий), и их эвтектические сплавы, электролиты. Наиболее широко применяемой в МГД-экспериментах является ртуть. Несмотря на ее токсичность и агрессивность к целому ряду материалов, относительно высокая электропроводность ртути, возможность работы на контуре без подогрева, сравнительно несложная защита от окисления облегчает создание и эксплуатацию ртутных установок.

Галлий обладает значительно большей электропроводностью, чем ртуть, однако его температура плавления $T = 30^{\circ}\text{C}$, что

вызывает необходимость подогрева. Галлий не оказывает вредного воздействия на организм человека, но он очень агрессивен к ряду материалов и окисляемость его намного выше, чем у ртути.

Щелочные металлы при всех своих достоинствах (у них высокая проводимость, почти на порядок выше проводимости ртути), обуславливают необходимость применения высоких температур порядка 300 - 400°C. Кроме того, щелочные металлы взрыво- и огнеопасны.

Электролиты в МГД-экспериментах применяются сравнительно редко. Хотя электролиты обладают одним большим преимуществом - картина течения может быть визуализирована, так как электролиты в основном прозрачны, но использование их в экспериментах ограничено их низкой проводимостью.

Основными величинами, которые измеряются при исследовании течений в трубах и при обтекании тел, является скорость и давление по сечению и по длине потока, индуцированные электрические и магнитные поля, пульсации электрического поля и скорости.

Рассмотрим основные измерители, применяемые в МГД-экспериментах. Для измерения расхода в магнитной гидродинамике, также, как и в обычной гидродинамике, применяются расходомеры Вентури [72], дроссельные шайбы (диафрагмы) [72], или электромагнитные расходомеры [79]. Расходомеры Вентури и дроссельные шайбы очень просты в изготовлении и легко могут быть протарированы на воде, а их показания при достаточно высокой точности свободны от побочных явлений. Электромагнитные расходомеры обладают вы-

сокой чувствительностью, удобны в обслуживании, однако их применение ограничивается сложностью отладки и калибрования и сильными побочными влияниями различных факторов (поляризация электродов, высокий уровень шумов).

Для измерения локальных осредненных по времени скоростей течения используются трубки Пито-Прандтля, которые отличаются от используемых в общей гидродинамике сравнительно малыми диаметрами, материалом (их приходится изготавливать из полностью немагнитной нержавеющей стали), а также тем, что во многих случаях необходимо предварительно тарировать их по напряженности магнитного поля [43].

Для измерения турбулентных пульсаций скорости применяются электротермоанемометр с чувствительным элементом, покрытым слоем электрической изоляции и кондукционный измеритель [67], а также известные в общей гидродинамике устройства, в которых динамическое давление $\rho \frac{c^2}{2}$ принимается небольшим телом, помещенным в нужную точку потока, а затем с помощью тензодатчика преобразуется в электрический сигнал [6, 18].

Измерение давлений и перепадов давлений при работе с ртутью и другими тяжелыми металлами облегчается возможностью применения двухжидкостных манометров, в которых перемещение уровня при достаточно большом отношении площадей сечения узкой и широкой частей трубок увеличивается во столько раз, во сколько раз отличаются плотности жидкостей [6], кроме того, большое усилие достигается также при использовании наклонных трубок.

Для измерения индуцированного магнитного поля приме-

няются датчики Холла.

Некоторые из применяемых в экспериментах измерительных устройств являются специфическими магнитогидродинамическими, такие как электромагнитные расходомеры, кондукционные измерители. Кондукционный измеритель, представляющий собой два или несколько электродов, введенных на малом расстоянии друг от друга в поток, находящийся в магнитном поле, может применяться как для измерения локальных скоростей, так и для измерения пульсаций электрического поля и скорости.

Однако, что касается измерения турбулентных пульсаций скорости, кондукционный измеритель дает лишь качественные результаты, ибо в реальном потоке, где текут индуцированные токи \vec{j} , замеряемый $\text{grad}\varphi = \vec{u} \times \vec{B}_0 - \vec{j}/\sigma$, поэтому

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -B_0 \cdot w - \frac{j_x}{\sigma}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{j_y}{\sigma}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = B_0 \cdot u - \frac{j_z}{\sigma}.$$

Таким образом, для вычисления \vec{u} и \vec{u}' требуется знать еще и \vec{j} и \vec{j}' , что для турбулентных потоков представляет трудную проблему.

Предложены некоторые приемы, уменьшающие влияние индуцированных токов на показания кондукционного измерителя, например, экранирование датчика, что, однако, существенно увеличивает его размеры. Кроме того, неудобством при измерении кондукционным измерителем является высокий уровень шумов, обусловленный необходимостью усиления сигнала датчика. Кондукционный измеритель однако может да-

вать достаточно точные данные при больших Na , совпадающие с показаниями термоанемометра, вдали от стенок канала, где индуцированные токи невелики. Вблизи стенок в пограничных слоях, где токи обычно велики, кондукционный измеритель дает лишь качественные результаты даже при больших Na [67].

Кроме рассмотренных специфических трудностей применения различных измерителей для исследования МГД-потоков, в МГД-экспериментах часто возникают специфические конструктивные трудности. Чтобы датчики не вносили существенных возмущений в поток, они должны иметь как можно меньшие размеры по сравнению с размерами рабочего участка потока, который, в свою очередь, ограничен размерами магнитной системы. Параллельно возникают проблемы перемещения датчиков по сечению и по длине исследуемого потока. Установление отдельных датчиков в разных точках сечения и по длине потока приводит к существенному и нежелательному загромождению потока. Особенно остры эти проблемы в экспериментах со щелочными металлами, где рабочая среда имеет высокую температуру и в связи с мерами по теплоизоляции и технике безопасности сильно снижает^{с3} возможность использования рассмотренных измерителей.

Однако, несмотря на указанные трудности, в последнее время проводятся различного рода измерения на натрии. Большие трудности представляет измерение локальных величин, измерение же интегральных характеристик не представляет особых трудностей.

В последнее время в связи с использованием натрия в МГД-экспериментах параллельно происходит усовершенствование и экспериментальной методики и попытки перенесения известных методов на натрий.

§ 2.2. Некоторые особенности работы на натриевых контурах

Мы не останавливаемся на работе контуров, где рабочей средой является ртуть, особенности работы на ртутных контурах подробно описаны в монографиях [6, 20]. Остановимся лишь на некоторых особенностях работы на натриевых контурах.

Натриевые контуры, так же как и многие ртутные, представляют собой замкнутую гидравлическую систему, движение расплавленного натрия в которой осуществляется с помощью насоса. Основные специфические трудности эксплуатации натриевых контуров возникают из того, что они обуславливают необходимость применения высоких температур ($\sim 300^{\circ}\text{C}$) и требуют высоких мер предосторожности из-за взрыво- и огнеопасности натрия.

В наших экспериментах использовался натриевый контур ДУ-40, изготовленный из нержавеющей стали (круглая труба с внутренним диаметром 40 мм).

Для привода жидкого натрия в движение использовался индукционный насос, обеспечивающий расход до 8 литров в секунду. Регулирование расхода натрия в контуре осуществлялось изменением мощности, подводимой к насосу. Для оп-

ределения величины расхода жидкого натрия использовалась труба Вентури и электромагнитный расходомер с линейной характеристикой. Тарировка электромагнитного расходомера осуществлялась по показаниям трубки Вентури, затем во время экспериментов величина расхода определялась по показаниям электромагнитного расходомера, так как это намного удобнее при непрерывной работе.

В экспериментах для создания магнитного поля использовался электромагнит постоянного тока с длиной полюсов, равной 105 мм, обеспечивавший при величине зазора 45 мм поле величиной 0,8 тл.

Хотя температура плавления натрия составляет всего лишь $97,5^{\circ}\text{C}$, в экспериментах рабочая температура натрия в среднем поддерживалась около 300°C . Такая относительно высокая температура натрия выбрана для более надежной работы контура, чтобы небольшие колебания температуры и местные охлаждения не приводили к замерзанию натрия. Кроме того, при высокой температуре более надежно осуществляется контакт жидкого натрия с электродами электромагнитного расходомера. При высоких температурах не происходит также загрязнения самого контура и отборов давления, так как многие окислы, содержащиеся в натрии, при такой температуре расплавляются.

Сам контур представлял собой герметическую систему без фланцевых соединений, рабочие каналы вместе с отводами для отбора давления вваривались в контур аргонно-дуговой сваркой, так как фланцевые соединения не обеспечивают надежного уплотнения.

Нагрев контура до нужной температуры осуществлялся электрической спиралью, намотанной на контур. Подготовка контура к работе и запуск его осуществлялся следующим образом. Сначала контур вакуумировался для того, чтобы извлечь из него имеющийся там кислород, который мог попасть в контур из атмосферы при наладочных работах, при замене рабочего участка и прочих профилактических работах. Затем после вакуумирования контур заполнялся инертным газом (аргоном). После этого контур прогревался до температуры 400°C и параллельно расплавлялся натрий в отдельной емкости, соединенной с контуром через вентиль. После прогрева контура расплавленный натрий под давлением аргона из емкости подавался в контур. Выдавливаемый из контура аргон собирался в коллектор. После впуска жидкого натрия в контур включался насос, приводивший натрий в непрерывное движение во избежание местных охлаждений. Регулирование температуры натрия в контуре осуществлялось изменением мощности, подводимой к спирали, обогревающей контур. Кроме того, температура натрия в контуре менялась за счет мощности, подводимой к индукционному насосу, приводившему в движение натрий в контуре. Во время экспериментов при малых расходах натрия включалась максимальная мощность, подводимая к спирали, при больших расходах натрия в контуре (при большой мощности, подводимой к насосу) спирали отключались, таким образом поддерживалась приблизительно постоянная температура натрия во время экспериментов. За изменением температуры натрия в контуре позволяли следить термомпары, расположенные в различных точках контура. Для осуществле-

ния слива натрия из контура также применялся аргон. Под давлением аргона натрий из контура выдавливался в сливной бак.

Измерение давления во время экспериментов осуществлялось с помощью отборов давления, представлявших собой трубки с расширениями, хотя в этом случае инерционность системы увеличивается и приходится дольше ждать установления уровней, однако расширители являются хорошими демпферами колебаний давления. Давление от измерительных трубок через аргоновую подушку передавалось на фиксирующие давление манометры (ртутные дифференциальные манометры, образцовые манометры).

Натриевый контур находился в отдельном специальном помещении, доступ к которому во время эксперимента (кроме аварийных ситуаций) был закрыт и все управление и контроль за работой контура осуществлялось дистанционно из пультовой, находящейся в другом помещении.

§ 2.3. Особенности измерения скорости в потоках с большими градиентами скорости и давления

Как уже было отмечено выше, при использовании трубок Пито-Прандтля в МГД-экспериментах возникает необходимость предварительной тарировки их по индукции магнитного поля, так как при больших значениях параметра МГД-взаимодействия N происходит существенное увеличение давления в передней критической точке насадка трубки. Это увеличение давления может существенно исказить экспериментальные результаты. При числах N (вычисленных по диаметру насадка трубки Пито), меньших 0,15-0,2, предварительная тариров-

ка не обязательна, поскольку в этом диапазоне увеличение давления в передней критической точке невелико.

При измерении профиля скорости в наклонном поперечном магнитном поле в квадратном канале с двумя проводящими стенками [24], где имеют место ярко выраженные максимумы скорости и зоны, где скорости очень малы, очевидно большая относительная ошибка при измерении скорости должна быть при замерах в зонах с пониженной скоростью, ибо там при постоянном внешнем магнитном поле число N велико (больше единицы). В свою очередь величина скорости, замеренная в областях максимумов должна быть ближе к достоверной.

Измерения скоростей в наших экспериментах проводились вводимой с конца трубы трубкой Пито-Прандтля, конструкция которой была аналогичной конструкции, использованной в работе [41]. Конструкция нашей измерительной системы приведена на рис. 2.1. Трубка представляла собою зонд длиной 530 мм, закрепленный в коническом шарнире так, что отношение длины плеч составляло 1,6. Наружный конец зонда перемещался в вертикальном и горизонтальном направлениях с помощью координатника и его положение фиксировалось индикатором часового типа ИЧ-10. При этом максимальный угол поворота зонда, отсчитанный от направления оси трубки, составлял $2,8^\circ$. Максимальная ошибка в измеряемом зондом перепаде давления, связанная с тем, что при отклонении зонда набегающий поток не параллелен оси измерительной трубки, составляла 0,6%.

Диаметр насадка трубки составлял 2 мм, отборы стати-

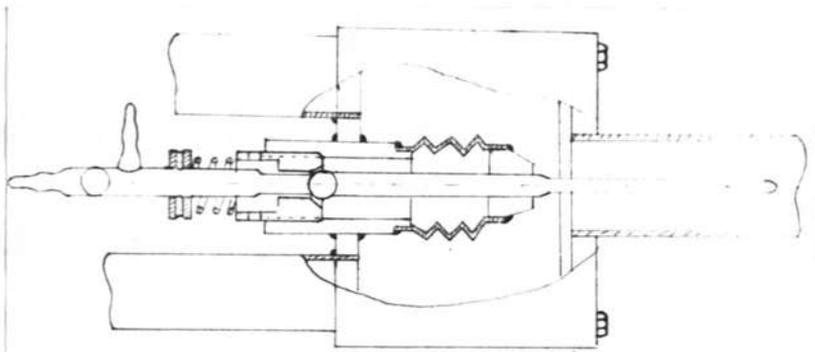


Рис.2.1. Схема трубки Пито-Прандтля, применявшейся для измерений скорости в наклонном магнитном поле

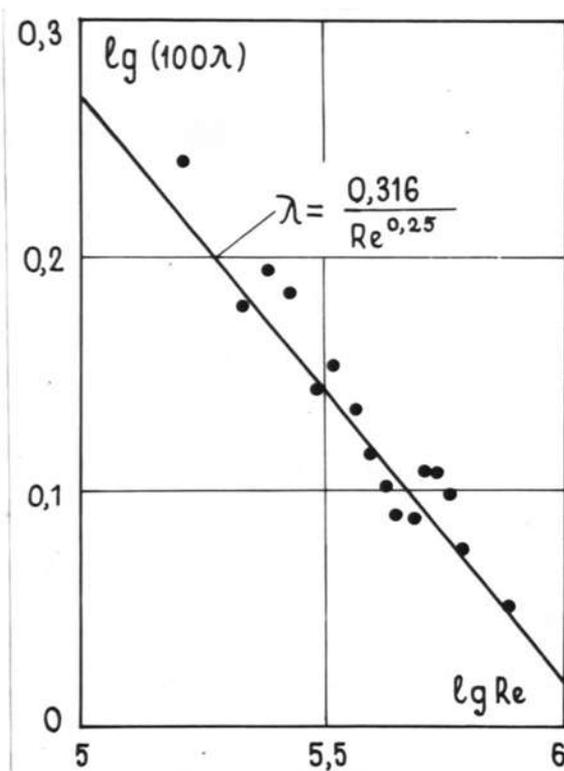


Рис.2.2. Сопротивление участка круглой трубы на натрии в отсутствии магнитного поля

ческого давления были расположены по периметру насадка на расстоянии 10,3 мм от его торца. При проведении эксперимента было замечено, что при больших магнитных полях существенную ошибку в измерениях скорости вносит перепад статического давления по длине трубы. Поэтому в наших экспериментах из показаний трубки вычитался перепад давления на длине, равной расстоянию между отборами статического и динамического давления. Этот перепад измерялся с помощью отборов давления со стенки трубы. При вычислении скорости, кроме того, необходимо было учитывать эффект увеличения коэффициента давления при МГД-обтекании зонда. Ввиду того, что этот вопрос недостаточно изучен, в каждом конкретном случае необходимо проводить тарировку трубки.

В наших экспериментах тарировка проводилась по следующей схеме. Магнитное поле величиной 1,05 Т ориентировалось параллельно медным стенкам трубы. В этом случае, как показывают и теория и эксперимент, профиль скорости в ядре потока почти однороден. Тем не менее величина скорости в ядре остается неопределенной ввиду того, что при заданном Ha она зависит еще от Re . В принципе, в ламинарном режиме ее величину можно оценить по данным приближенного расчета для больших Ha [6]. Для переходных и турбулентных режимов, однако, такие данные отсутствуют, а эксперимент замыкается сам на себя, если он проведен с помощью той же трубки. Ввиду такого положения вещей принималось, что при имевшем место в эксперименте числа Гартмана $Ha = 380$ и достаточно однородном профиле скорости максимальная скорость в ядре мало отличается от

средней (не более чем на 10%). Меняя расход в трубе, можно было построить зависимость перепада давления на трубке (с вычетом перепада статического давления) от скорости. По этим данным, измеряя перепады давлений, можно было судить о величине скорости в любой точке сечения трубы при любой ориентации магнитного поля.

§ 2.4. Методика измерения местных сопротивлений

Коэффициент местного сопротивления участка трубы как в обычной, так и в магнитной гидродинамике, определяется как отношение перепада давления на этом участке к скоростному напору:
$$\zeta = \Delta p \cdot (8V^2/2)^{-1} \quad (2.1)$$
 Для равномерных МГД-течений в трубах постоянного сечения в областях с однородным магнитным полем, где пьезометрические линии — прямые, определение местного сопротивления участка трубы не представляет трудностей. Совсем иначе обстоит дело при определении сопротивления труб с резкими изменениями площади поперечного сечения, когда пьезометрические линии не прямолинейны из-за сложного пространственного перераспределения давления (например, для внезапных расширений, стесненного обтекания цилиндров, диафрагм). Результаты распределения давления для таких течений будут приведены в главе IV.

С такими трудностями нам пришлось встретиться при определении коэффициента местного сопротивления круглых внезапных расширений при течении ртути в магнитном поле

В немагнитной гидродинамике теоретический коэффициент сопротивления внезапного расширения вычисляется по потере скоростного напора при переходе через внезапное расширение и разности давлений на уступе и в точке широкой части трубы, начиная с которой пьезометрическая линия прямолинейна вниз по потоку. При этом давление на уступе предполагается (и это подтверждается экспериментально) равным давлению в узкой части трубы на срезе внезапного расширения, а пьезометрическая кривая в узкой части прямолинейна.

Для внезапного расширения в магнитном поле пьезометрическая кривая в узкой части трубы прямолинейна лишь на участке, удаленном от места расширения. Вблизи же расширения она резко отклоняется от прямолинейности. В связи с этим возникает вопрос о методике расчета коэффициента сопротивления в магнитном поле. Представляется целесообразным вводить в расчет давление в той точке узкой части трубы, до которой пьезометрическая линия остается прямолинейной и давление по сечению постоянно. Соответственно, в широкой части за эту точку выбирается та, начиная с которой пьезометрическая линия ведет себя таким же образом (впервые аналогичная методика была применена в работе [84] при анализе местного сопротивления, образованного помещением тела в трубу постоянного сечения).

Основания для такого предложения следующие. При внезапном изменении формы границ течения индуцированные токи замыкаются не только по поперечному сечению трубы, но и в продольном направлении. Продольные кольцевые токи проникают в узкую часть трубы на длину порядка размера трубы в

направлении, перпендикулярном полю, и, взаимодействуя с магнитным полем, вызывают перераспределение давления на этой длине. Именно этим и объясняется отклонение пьезометрической линии от прямой.

Начало линейного распределения давления можно приблизительно считать за границу, начиная с которой токи замыкаются только по поперечному сечению трубы. Это, в свою очередь, означает, что начиная с этой границы, интеграл от электромагнитных сил по поперечному сечению равен нулю. То же справедливо и для широкой части трубы. Таким образом: если теперь контрольную поверхность выбирать проходящей через граничные сечения, то электромагнитные силы выпадут из рассмотрения и коэффициент сопротивления поперечному будет определяться через потери скоростного напора и давлений в граничных сечениях и на уступе.

Таким образом, модифицированную для магнитной гидродинамики теорему Борда [10] можно считать справедливой при условии, что граничные сечения располагаются в сечениях, где интеграл электромагнитных сил равен нулю. В расчетную формулу, согласно этой теореме, входит функция

$$\bar{P}_y = \frac{2(N_1 - P_y)}{3V_2^2} = f(N) \quad (2.2)$$

безразмерного давления на уступ:

$$\zeta = \zeta_0 + (1 - \omega^{-2}) \cdot \bar{P}_y \quad (2.3)$$

здесь ζ_0 определяется по формуле Борда, ω - отношение площадей широкой и узкой частей, N - параметр МГД-взаимодействия, V_2 - среднерасходная скорость в широкой части,

P_y - давление на уступе.

Для плоских внезапных расширений функция $f(N)$ определялась экспериментально [20]. При попытке экспериментально определить $f(N)$ для круглого внезапного расширения необходимо учитывать, что давление на уступе не постоянно по сечению, а зависит от ориентации магнитного поля, что, в свою очередь, вынуждает иметь либо большее число отборов, либо поворотную магнитную систему при небольшом числе отборов для определения среднего давления на уступе. Таким образом, для определения $f(N)$ по формуле (2.2) необходима постановка опытов, не уступающих по сложности непосредственному измерению ξ по давлениям в граничных сечениях. Отсюда ценность формулы (2.3) существенно снижается.

При экспериментальном определении коэффициента сопротивления по данным в граничных сечениях положение осложняется тем, что с изменением индукции магнитного поля и числа Re граничные сечения плавают в продольном направлении. Поэтому для фиксации их положения опять-таки необходимо иметь достаточное число отборов как в узкой, так и в широкой частях трубы.

В экспериментах на ртути не представляло труда исследовать распределение давления по длине канала и периметру (за счет использования электромагнита СП-35 с вращающимися полюсами). В экспериментах же на натрии по техническим причинам проведение такого подробного измерения распределения давления не представлялось возможным.

Исходя из этого задача опыта на натрии формулировалась

как определение влияния магнитного поля на коэффициент местного сопротивления, состоящего из внезапных сужения, расширения и участка узкой трубы между ними, при расположении местного сопротивления в межполюсной области магнита с ограниченной длиной полюсов.

Методика определения местного сопротивления была следующей. До начала опыта в рабочий участок натриевого контура варивалась круглая труба того же диаметра и при различных расходах в контуре определялись потери на движение натрия в трубе по двум пьезометрам, отстоящим друг от друга на расстоянии 6 метров.

Таким образом становились известным сопротивление круглой трубы между двумя пьезометрами. Для проведения опыта часть трубы заменялась местным сопротивлением. Коэффициент местного сопротивления можно теперь вычислить по общей потере давления на длине 6 метров за вычетом потерь в круглой трубе, определенных ранее.

Определение коэффициента местного сопротивления диафрагм в потоках натрия проводилось по той же методике, что и для внезапных расширений с той лишь разницей, что предварительно определялись потери не между вышеупомянутыми пьезометрами, отстоящими на расстоянии 6 метров друг от друга, а определялись потери в круглой трубе длиной в один метр. Это делалось по следующим соображениям. Как показал эксперимент, контур оказался шероховатым с относительной шероховатостью $\Delta = 4 \cdot 10^{-4}$ (из сравнения экспериментальных данных с литературными [48]). При длительной же работе контура за счет оседания окислов на стенках контура шеро-

ховатость могла меняться, а вместе с ней и сопротивление контура. В наших экспериментах с диафрагмами [23] каждая диафрагма вваривалась в гладкую трубу длиной в один метр, сопротивление которой было измерено экспериментально и данные совпадали с формулой Блазиуса (рис. 2.2). Методика, примененная для определения коэффициента местных сопротивлений в потоках натрия показала, что она достаточно удобна и может быть применена во многих других случаях, так как при такой методике отпадает необходимость иметь большое число отборов давления.

§ 2.5. Погрешности измерений

Величина возможной ошибки измерений в экспериментах сильно зависит от абсолютной величины самих измеряемых величин. При больших значениях измеряемых величин, при постоянной систематической погрешности приборов, когда показания приборов велики, — ошибки минимальные, а при малых значениях измеряемых величин они резко возрастают и достигают своих максимальных значений. При средних значениях измеряемой величины грубо можно считать, что относительная ошибка уменьшается во столько раз по сравнению с максимальной, во сколько раз измеряемая величина больше той, для которой произведена оценка максимальной ошибки [69].

Мы не будем останавливаться на оценке погрешностей измерений в экспериментах на ртути, так как условия наших экспериментов и измерительная техника соответствуют усло-

виям экспериментов работ [35, 38], где произведена подробная оценка максимальных относительных погрешностей наиболее важных измеряемых величин. Приведем лишь результаты оценок максимальных погрешностей из этих работ. Для экспериментов на ртути по данным упомянутых работ максимальная относительная погрешность в определении числа Рейнольдса составляет от 2,5% до 4,7%, ошибка в определении числа Гартмана - 4,7%, ошибка в определении средней локальной скорости с помощью трубки Пито-Прандтля составляет 6,3%, ошибка в определении коэффициента сопротивления труб составляет 13,5%. Причем в приведенных оценках погрешностей принимается, что параметры ртути (плотность, вязкость, электропроводность) оставались постоянными и равными их значениям при температуре 18°C, при которой проводились эксперименты на ртути и которая поддерживалась постоянной.

Во многих экспериментах тестом для оценки точности экспериментов могут служить значения измеряемых параметров в отсутствие магнитного поля, известные из общей гидродинамики.

Остановимся на оценке погрешности измерений в экспериментах на натрии, для которых в отличие от экспериментов на ртути, нужно учитывать кроме систематических погрешностей приборов изменение плотности, вязкости и электропроводности натрия с изменением его температуры. В экспериментах температура натрия поддерживалась равной 330°C и фиксировалась с точностью до $\pm 10^\circ\text{C}$. Этому изменению температуры соответствовало изменение плотности на 0,26%, вязкости на 1,7% и электропроводности на 2,3%.

Перепады давлений (до 600 мм рт.ст.) в экспериментах определялись с помощью дифференциальных ртутных манометров, максимальная ошибка которых при перепаде 20 мм составляла 10%, при перепадах около 600 мм - 1%. При измерении больших перепадов давлений (выше диапазона, замеряемого ртутными дифференциальными манометрами) использовались образцовые мембранные манометры, ошибка которых составляла от 3 до 1% для минимальных и максимальных замеряемых перепадов соответственно.

Среднерасходная скорость определялась по электромагнитному расходомеру (класс точности прибора, фиксирующего сигнал от расходомера - 0,5%), протарированному по Вентури с максимальной ошибкой (при расходе 0,6 л/сек) 5%. При больших расходах эта ошибка составляла 1,0 - 1,5%.

Ошибка в определении величины индукции магнитного поля составляла соответственно 2 - 3%.

Расчет показывает, что максимальная ошибка при определении коэффициента сопротивления составляет 20%. При средних значениях замеряемых в эксперименте величин ошибка в определении коэффициента сопротивления составляла примерно 6 - 7%. Верность этого расчета подтверждается сравнением сопротивления диафрагм в отсутствии магнитного поля с литературными данными [48] (расхождение экспериментальных данных с литературными находились в пределах 7 - 8%). При больших значениях расхода и перепадов давлений относительная ошибка все-таки оставалась примерно постоянной, так как повышалась амплитуда колебаний манометров.

Максимальная относительная погрешность в определении числа Рейнольдса, числа Гартмана и параметра МГД-взаимодействия составляла соответственно 7%, 8%, 22%. Средняя относительная погрешность составляла соответственно 2%, 2,5% и 6,5%.

Г Л А В А III

**СКОРОСТНАЯ СТРУКТУРА МГД-ТЕЧЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ
НЕОДНОРОДНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ СТЕНОК**

В данной главе речь пойдет о течении в квадратном канале с различной проводимостью стенок в наклонном поперечном магнитном поле. В § 3.1 приводится расчет течения в наклонном поле в квадратном канале с двумя проводящими стенками, в § 3.2 приводятся экспериментальные результаты исследования скоростной структуры такого течения. В § 3.3 рассматривается течение в квадратном канале с одной проводящей стенкой, и, наконец, в § 3.4 - измерение турбулентных пульсаций скорости в неоднородном МГД-течении.

§ 3.1. Расчет течения в наклонном магнитном поле

Течение электропроводящей жидкости в трубе с осью Z вдоль ее оси и с составляющими внешнего магнитного поля

$B_x = \mu H_0 \cos \alpha$ и $B_y = \mu H_0 \sin \alpha$ (рис. 3.1) описывается уравнениями:

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu H_0 \left(\cos \alpha \frac{\partial H_{z1}}{\partial X} + \sin \alpha \frac{\partial H_{z1}}{\partial Y} \right) + \sigma \nu \nabla^2 V_z \quad (3.1)$$

$$0 = \nabla^2 H_{z1} + \sigma \mu H_0 \left(\cos \alpha \frac{\partial V_z}{\partial X} + \sin \alpha \frac{\partial V_z}{\partial Y} \right)$$

$$0 = \nabla^2 H_{z2} (X, Y)$$

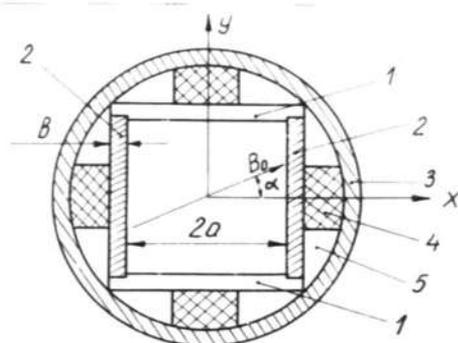


Рис.3.1. Схема экспериментального канала. 1 - непроводящие стенки, 2-проводящие стенки, 3 -кожух, 4 - фиксаторы стенок, 5 - уплотнитель (эпоксидная смола).

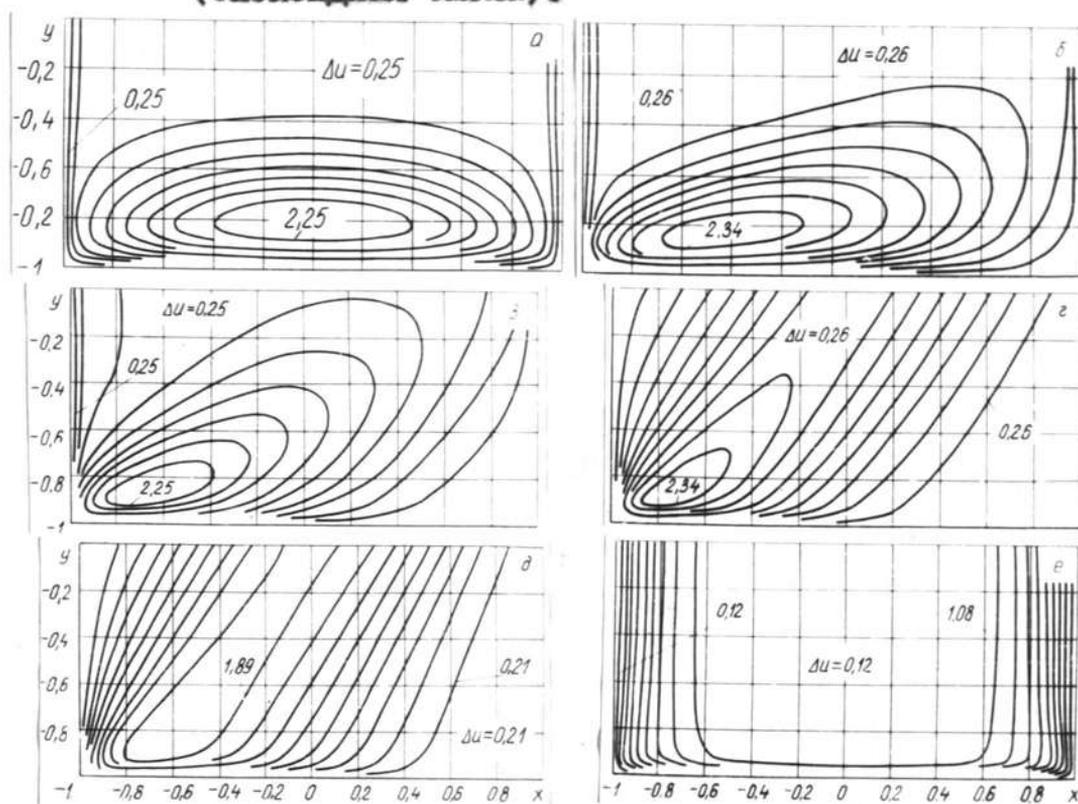


Рис.3.2. Линии постоянной скорости в квадратной трубе при различных углах α наклона магнитного поля при $Ha = 30$ (численный расчет) : а) $\alpha = 0^\circ$; б) $\alpha = 15^\circ$; в) $\alpha = 30^\circ$; г) $\alpha = 45^\circ$; д) $\alpha = 60^\circ$; е) $\alpha = 90^\circ$.

где индекс "1" относится к области течения, индекс "2" - к области твердых стенок.

Введем безразмерные переменные

$$x = \frac{X}{a}, y = \frac{Y}{a}, v^* = \frac{v}{a}, u = \frac{sv\sqrt{z}}{a^2(-\partial p/\partial z)}, k_2 = \sqrt{\frac{sv}{\sigma}} \frac{k_2}{a^2(-\partial p/\partial z)}$$

где $2a$ и b - соответственно сторона сечения квадратной трубы и толщина проводящих стенок трубы. Тогда уравнения (3.1) запишутся в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 k_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k_1}{\partial y^2} + Ha (\cos \alpha \frac{\partial k_1}{\partial x} + \sin \alpha \frac{\partial k_1}{\partial y}) &= -1 \\ \frac{\partial^2 k_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k_1}{\partial y^2} + Ha (\cos \alpha \frac{\partial k_1}{\partial x} + \sin \alpha \frac{\partial k_1}{\partial y}) &= 0 \\ \frac{\partial^2 k_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 k_2}{\partial y^2} &= 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $Ha = \frac{v_0 a \sqrt{\sigma}}{sv}$ - число Гартмана.

Граничные условия для (3.2) формулируются следующим образом. Для скорости (из условия прилипания жидкости к стенке) всюду на твердых границах $u = 0$. На границах раздела двух сред с разными проводимостями (жидкость - проводящая стенка) для электродинамических величин должны соблюдаться условия непрерывности для индуцированного магнитного поля k_2 и тангенциальной компоненты электрического поля. На границе раздела, где $u = 0$, из закона Ома получаем

$$j_{\tau} = \sigma \cdot E_{\tau} \quad (3.3)$$

а из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \vec{j} = \text{rot } \vec{B} \quad (3.4)$$

имеем

$$\mu_0 j_y = -\frac{\partial B_z}{\partial z}; \quad \mu_0 j_x = \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (3.5)$$

т.е. тангенциальная составляющая пропорциональна нормальной производной от индуцированного магнитного поля:

$$\mu_0 j_{\tau} = -\frac{\partial B_z}{\partial n} \quad (3.6)$$

Таким образом для индуцированного магнитного поля (в безразмерном виде) получаем следующие граничные условия на границе раздела жидкость - проводящая стенка:

$$k_1 = k_2 \quad \text{и} \quad \sigma_2 \frac{\partial k_1}{\partial n} = \sigma_1 \frac{\partial k_2}{\partial n} \quad (3.7)$$

Для случая непроводящих стенок $k_2 = 0$ на стенках. В случае, если стенки канала тонкие и имеют произвольную конечную проводимость, то внутри стенок распределение индуцированного магнитного поля можно считать линейным и граничные условия могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{\partial k_2}{\partial n} + \frac{1}{\delta} k_2 = 0, \quad \text{где} \quad \delta = b^* \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$$

Для нашего случая, когда стенки, параллельные оси y , проводящие, а стенки, параллельные оси x , непроводящие, граничные условия для безразмерных переменных запишутся в виде:

$$\begin{aligned} u &= 0 \quad \text{при} \quad x = \pm 1, \quad y = \pm 1 \\ k_1 &= 0 \quad \text{при} \quad y = \pm 1; \quad k_1 = k_2 \quad \text{при} \quad x = \pm 1 \\ \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial k_1}{\partial x} &= \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial k_2}{\partial x} \quad \text{при} \quad x = \pm 1 \\ k_2 &= 0 \quad \text{при} \quad x = \pm (1 + b^*) \end{aligned} \quad (3.8)$$

а условие расхода в трубе

$$\int_{-a}^a \int_{-a}^a V_z dx dy = 4V_{cp} \cdot a^2$$

в безразмерной форме -

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 u dx dy = \frac{8}{\lambda Re} \quad (3.9)$$

если определить коэффициент сопротивления и число формулами Re

$$\lambda = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \right) \cdot \frac{2a}{5V_{cp}^2}, \quad Re = \frac{V_{cp} \cdot a}{\nu}$$

Аналитическое решение задачи (3.2), (3.8) удается получить лишь для случая всех непроводящих стенок трубы, т.е. при $\sigma_2 = 0$ [49]. Поэтому нами была предпринята попытка численно рассчитать задачу (3.2)-(3.8) на ЭВМ. Численным методом эта задача была решена для случая $\sigma_2 = \infty$

Расчет уравнений (3.2)-(3.8) проводился методом итераций. Соответствующие разностные уравнения имели следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{V_{i+1,j}^u - 2V_{ij}^{u+1} + V_{i-1,j}^{u+1}}{k^2} + \frac{V_{i,j+1}^u - 2V_{ij}^{u+1} + V_{i,j-1}^{u+1}}{e^2} + \\ & + Ha \left(\sin \alpha \frac{k_{i+1,j}^u - k_{i-1,j}^{u+1}}{2k} + \cos \alpha \frac{k_{i,j+1}^u - k_{i,j-1}^{u+1}}{2e} \right) = -1 \\ & \frac{k_{i+1,j}^u - 2k_{ij}^{u+1} + k_{i-1,j}^{u+1}}{k^2} + \frac{k_{i,j+1}^u - 2k_{ij}^{u+1} + k_{i,j-1}^{u+1}}{e^2} + \quad (3.10) \\ & + Ha \left(\sin \alpha \frac{V_{i+1,j}^u - V_{i-1,j}^{u+1}}{2k} + \cos \alpha \frac{V_{i,j+1}^u - V_{i,j-1}^{u+1}}{2e} \right) = 0 \end{aligned}$$

где верхний индекс соответствовал номеру итерации, k - шаг вдоль оси x , e - шаг вдоль оси y . В расчетах при-

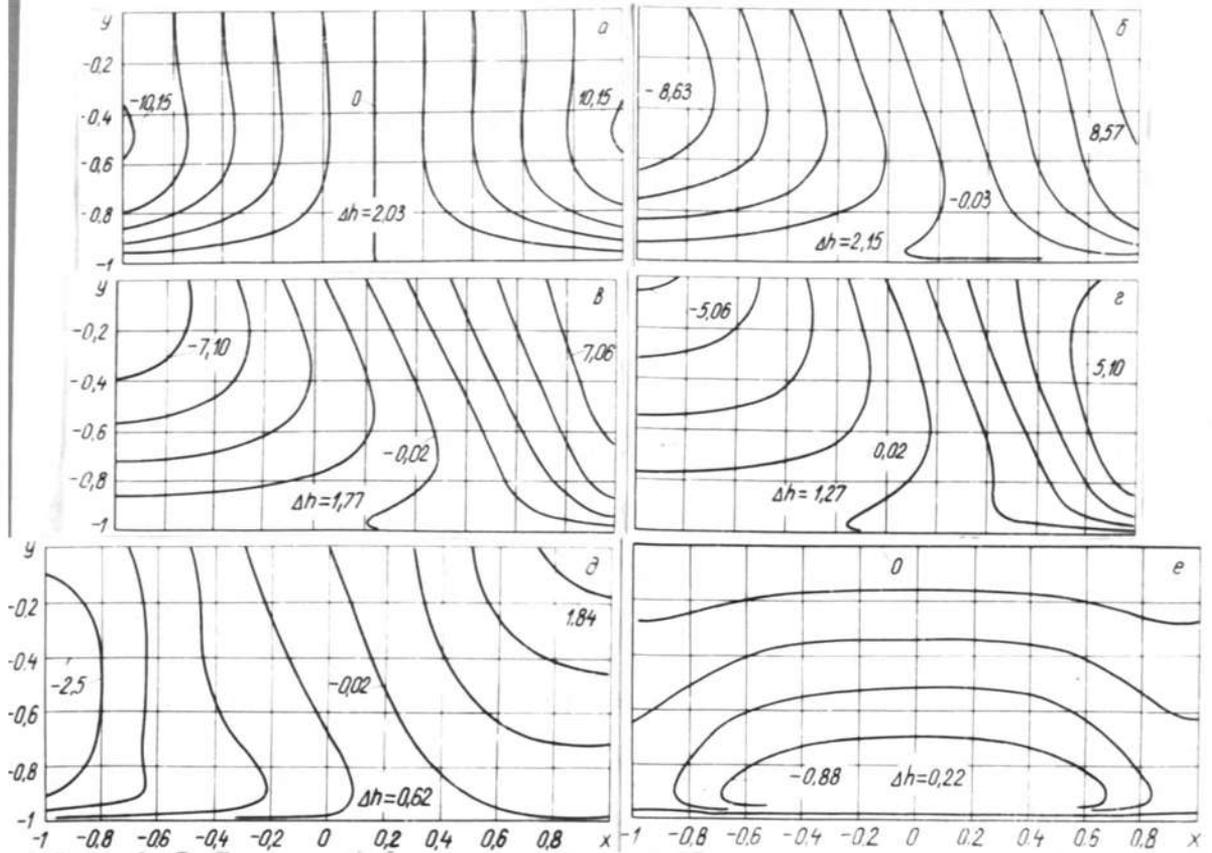


Рис.3.3. Линии уровня индуцированного магнитного поля при различных α при $Ma = 30$. (Численный расчет).
 Рисунки а, б, в, г, д, е соответствуют углам 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 90° .

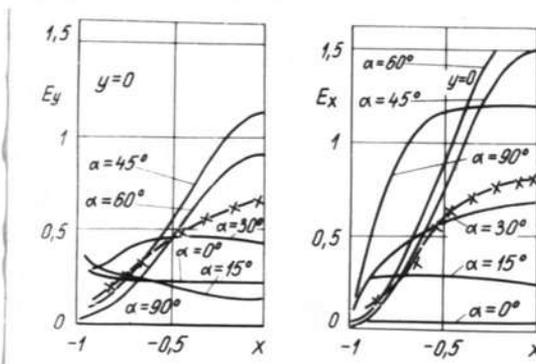


Рис.3.4. Распределение составляющих E_x и E_y при различных α для $Ma = 30$ и $y = 0$ (численный расчет).

нималось $\kappa = \nu$. Число внутренних точек сетки составляло $39 \cdot 39 = 1521$. В качестве начального приближения принималось $u = h = 0$ во всей области. Итерации проводились начиная с угла ($x = -1; y = -1$) по диагонали к углу ($x = +1; y = +1$) и обратно. При проведении итерации в обратном направлении индексы k и $k+1$ в уравнениях (3.10) меняются местами. Там, где на границе задавалось условие $\frac{\partial h}{\partial y} = 0$, после вычисления значений h на первой внутренней линии эти значения задавались и на границе (т.е. $h_{i1} = h_{i0}$). Число итераций составило от 50 до 300. При этом сходимость до $\alpha = 45^\circ$ оказалась лучше, чем при $\alpha > 45^\circ$. Следует отметить, что было использовано несколько различных разностных схем, описанная выше разностная схема оказалась наиболее устойчивой. Однако, при использовании этой схемы расчет удалось провести лишь до значений $Ha = 30$. При больших Ha из-за больших градиентов поля скорости и других величин возникает необходимость использования более мелкой сетки, что значительно увеличивает расходы машинного времени.

Были рассчитаны профили скорости, линии уровня индуцированного магнитного поля, величины составляющих электрического поля $E_x(x)$ и $E_y(x)$ при $y = 0$, по известному распределению u и затем вычислялся коэффициент сопротивления

$$8/\lambda Re = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 u dx dy$$

для углов наклона $\alpha = 0, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ при числе Гартмана $Ha = 30$. Результаты расчета представлены на

на рис. 3.2-3.4, 4. Обсуждение результатов расчета мы проведем в следующем параграфе совместно с обсуждением результатов экспериментального исследования рассмотренного течения.

§ 3.2. Экспериментальное исследование МГД-течения в квадратном канале с двумя проводящими стенками в наклонном поперечном магнитном поле

Эксперимент проводился на ртутном контуре с трубой квадратного сечения со стороной $2a = 29$ мм. Длина трубы равнялась длине полюсных наконечников и составляла 700 мм, толщина проводящих (медных) стенок была 3 мм. Измерения велись при неизменном постоянном магнитном поле $B = 1,05$ Т, которому соответствовал $Ha = 380$ и при постоянной средней расходной скорости $V_{cp} = 13,7$ см/с ($Re = 172000$). Угол наклона магнитного поля по отношению к непроводящим стенкам составлял $\alpha = 0, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$. Изменение угла наклона обеспечивалось использованием магнита СП-35А с вращающимися полюсами. В эксперименте измерялось распределение скорости и составляющих электрического поля E_x и E_y по сечению трубы, отстоящему на расстоянии 530 мм от начала полюсов магнита. Можно ожидать, что этой длины (35 характерных размеров трубы) достаточно для формирования установившегося течения. Хотя непосредственных данных о длине участка стабилизации для нашего случая не имеется, опыты, проведенные для двух предельных случаев $\alpha = 0$ и $\alpha = 90^\circ$ [39, 12], показывают, что длина

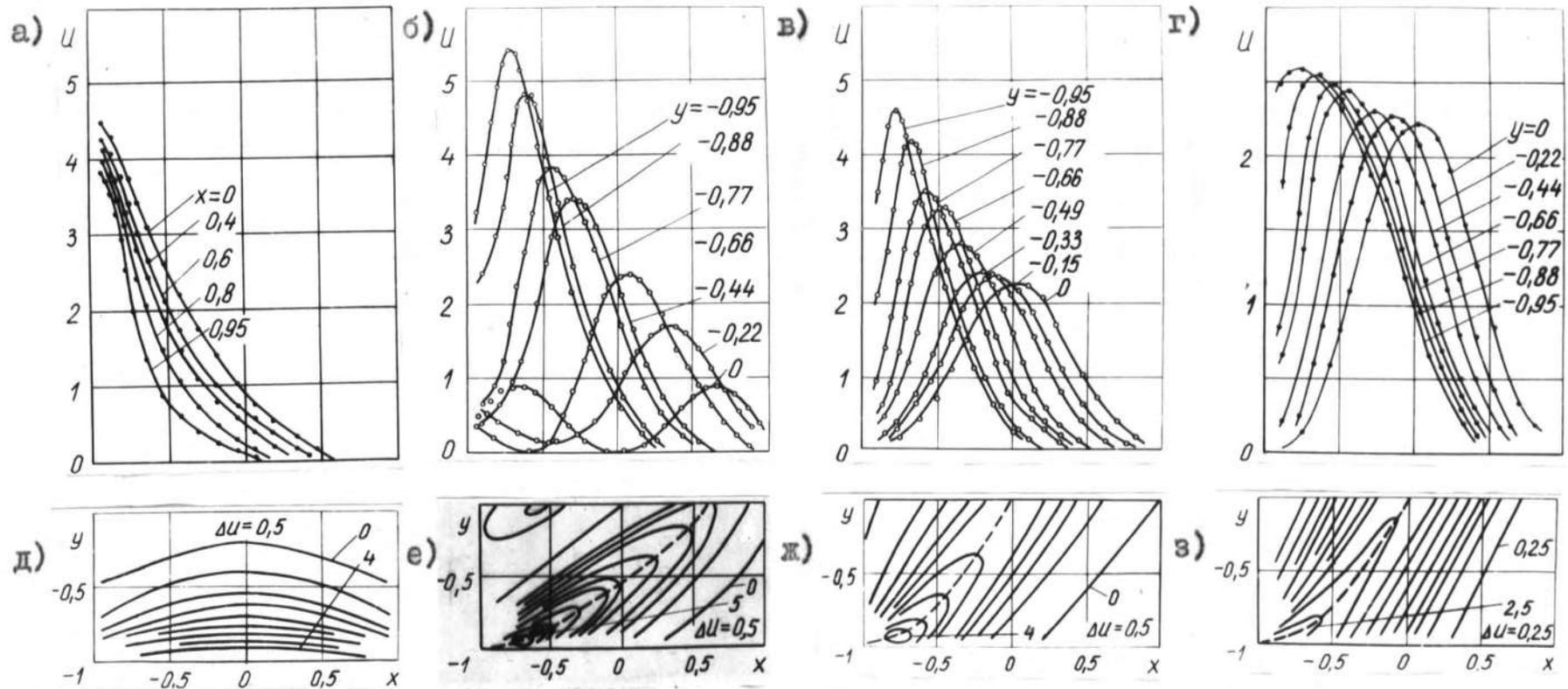


Рис. 3.5. Результаты экспериментального исследования профилей скорости в квадратной трубе с двумя проводящими стенками при различной ориентации магнитного поля. а, б, в, г, — профили скорости для углов наклона магнитного поля соответственно 0° , 30° , 45° , 60° , д, е, ж, з — линии постоянной скорости (изотахи).

участка стабилизации составляет 5 - 6 характерных размеров трубы.

Для измерения составляющих электрического поля применялся трехэлектродный датчик кондукционного типа, который закреплялся на том же зонде, что и трубка Пито-Прандтля.

Результаты эксперимента и численного расчета показали, что, несмотря на то, что параметры течения в эксперименте и расчете существенно различны, качественно результаты удовлетворительно согласуются друг с другом. Кроме того, при сравнении результатов следует учесть, что расчет проводился для ламинарного режима течения и для проводимости стенок равной бесконечности. В эксперименте же, хотя проводимость меди в 50 раз выше проводимости ртути, тем не менее проводимость стенки составляет конечную величину и

$\alpha = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \cdot \frac{b}{a}$ в наших экспериментах равнялась всего лишь 10,5.

При углах $\alpha = 0$ и 90° данные других авторов (обзор их приведен в работе [6]) показывают, что режим течения в нашем опыте можно считать ламинаризованным, если судить о нем по коэффициенту сопротивления. Действительно, по этим данным критическое значение $(Ha/Re)_{кр}$ находится в пределах от 1/130 до 1/125 в зависимости от геометрии трубы в ориентации магнитного поля. В нашем случае $(Ha/Re) = 1/51$, что в 2,5 раза больше требуемого для ламинаризации потока.

Однако, трудно ожидать, что течение в опыте было ламинарным; при такой сложной структуре течения, как показа-

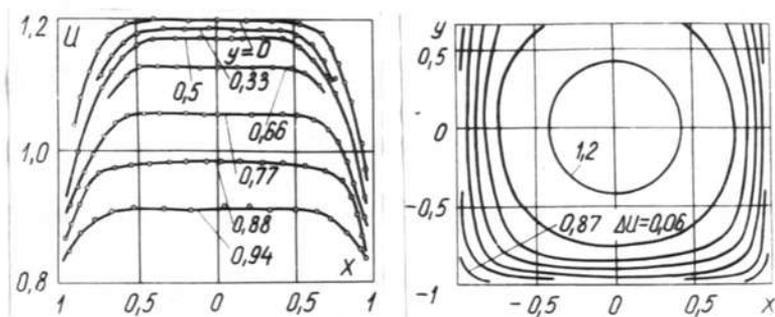


Рис.3.6. Профили скорости и изотехи при $B = 0$.

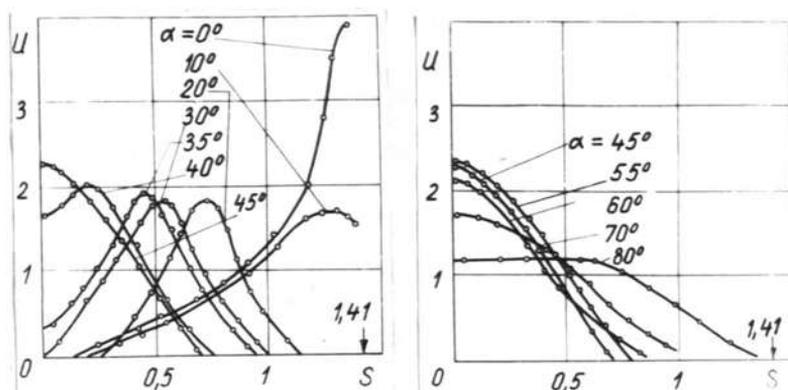


Рис.3.7. Профили скорости вдоль диагонали квадратной трубы. по данным эксперимента для $Ha = 380$ и $Re = 17\ 200$.

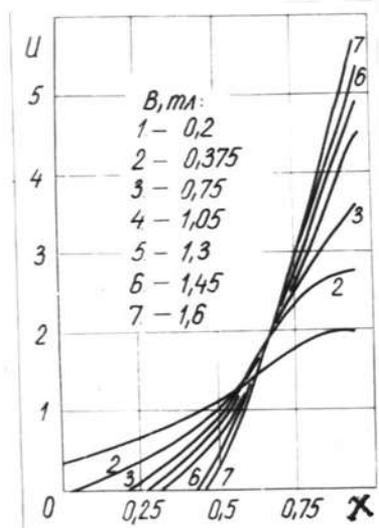


Рис.3.8. Профили скорости в зависимости от индукции магнитного поля ($\alpha = 0, y = 0$).

но на рис. 3.2 и 3.5, уровень пульсации будет оставаться, вероятно, достаточно высоким, а значит обмен количеством движения между слоями с резко отличающимися скоростями будет достаточно интенсивным. В свою очередь это должно приводить к некоторому сглаживанию профиля скорости, предсказанному теорией ламинарного течения.

В эксперименте был снят профиль скорости в отсутствии магнитного поля (рис. 3.6), здесь, как и на остальных рисунках, величина скорости отнесена к средней расходной скорости). Как следует из рис. 3.6, профиль скорости в отсутствии поля соответствует развитому турбулентному течению, а максимум скорости в ядре потока составляет 1,2 от средней скорости.

При наложении магнитного поля и при угле наклона $\alpha = 0$ возникает характерная М-образная структура скоростного поля, исследованная в работах [39, 98]: в соответствии с результатами этих работ при $\alpha = 0$ основная доля расхода сосредотачивается в зоне у непроводящих стенок (рис. 3.2а, 3.5а). О величине этой зоны и приближенном значении максимума скорости в зависимости от величины поля можно судить по рис. 3.8. Из этого же рисунка видно, что даже при $Ha = 72$ ($B = 0,2$ Т) максимальное значение скорости не превышает $2 V_{cp}$, в то время как расчет для $Ha = 30$ дает V_m / V_{cp} не менее 2,25. Это является косвенным подтверждением предположения о высоком уровне пульсаций скорости в течении типа Ханта.

При увеличении α от положения $\alpha = 0$, большая часть хантовского пограничного слоя отделяется от непрово-

дней стенки за исключением угловой области, где слой прилипает к непроводящей стенке, и ориентируется вдоль направления вектора индукции магнитного поля (рис. 3.28, 3.58). При этом толщина слоя увеличивается, что сопровождается падением значений максимальной скорости в слое по мере удаления от угловой области (на рис. 3.5 линия максимальной скорости обозначена пунктирной линией). Если $\alpha < 45^\circ$, то имеет место два слоя (рис. 3.2, 3.5), выходящих из угловых точек, лежащих на одной диагонали ($x = -1; y = -1; x = +1; y = +1$) квадрата. При $\alpha = 45^\circ$ оба слоя сливаются вблизи оси трубы, а линия максимальной скорости приобретает S-образный вид (рис. 3.22, 3.56) и проходит через центральную точку трубы. При дальнейшем увеличении α профиль скорости все более размывается пока, наконец, при $\alpha = 90^\circ$ не устанавливается однородный в ядре потока профиль (рис. 3.29, 3.2e, 3.52).

Более подробно характер слияния слоев при изменении α от 0 до 45 и образование однородного профиля при $\alpha \rightarrow 90$ можно проследить по данным рис. 3.7, где приведены измерения скорости по диагонали ($x = -1, y = +1, x = +1, y = -1$), пересекающей оба слоя.

На рис. 3.3 приведены данные расчета линий уровня индуцированного магнитного поля h_z , касательная к которым указывает направление индуцированного электрического тока, а приращение по Δx и Δy — x и y — составляющие плотности тока. Как и следовало ожидать, с увеличением α j_y резко уменьшается, а j_x увеличивается, но сравнительно незначительно. Соответственно индуцированное магнитное поле

ослабевает (при $\alpha = 90^\circ$ максимальные значения поля на порядок меньше, чем при $\alpha = 0$).

На рис. 3.4 представлены результаты расчета составляющих электрического поля E_x и E_y на оси $y = 0$. Там же для сравнения нанесены пунктиром экспериментальные точки для $\alpha = 30^\circ$ (при этом электрическое поле обезразмеривалось по $V_{cp} B$).

Возвращаясь к экспериментально замеренным профилям скорости, заметим, что в экспериментах наблюдались застойные зоны в некоторых местах сечения квадратного канала (в углах и между максимумами), в которых скорость равнялась нулю. Причем с увеличением величины индукции магнитного поля максимумы возрастают по величине, а область застойной зоны увеличивается, как это показано для случая $\alpha = 0$ (случай течения Ханта) на рис. 3.8. Кроме того в эксперименте было показано, что отрицательные скорости в течении Ханта отсутствуют, в то время как из работы [81] на основе оценок из решения Ханта следует, что отрицательные течения должны наблюдаться при $Ha > 89$, в наших же экспериментах она не наблюдалась и при числе Гартмана равном 380.

Одновременно с нашей работой по исследованию течения в наклонном поле [24] вышла из печати экспериментальная работа [42], в которой также исследовалось течение жидкого металла в квадратном канале с двумя проводящими стенками в наклонном магнитном поле. Рабочей жидкостью в этой работе служил эвтектический сплав Галлий-индий-олово,

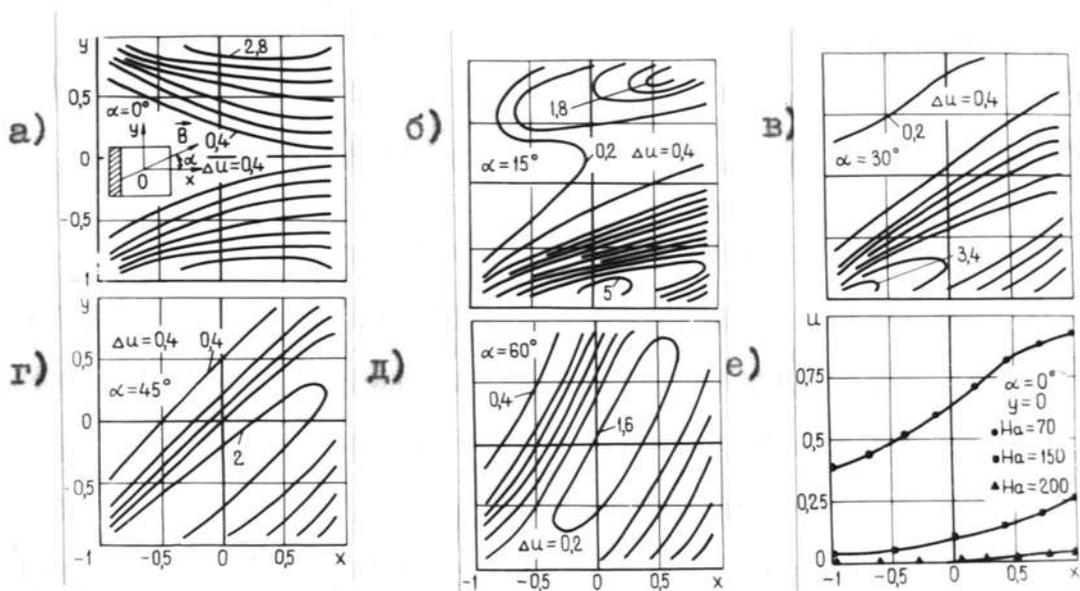


Рис. 3.9. Результаты экспериментального исследования течения в квадратном канале с одной проводящей стенкой в наклонном магнитном поле.

числа Гартмана и Рейнольдса составляли соответственно 150 и 24300 (Ha и Re вычислены по ширине канала).

Наши измерения профилей скорости хотя и проводились на разных средах и отличных Ha и Re , показали качественное согласие между собой результатов измерений и подтверждают существование устойчивых резконеоднородных скоростных структур в ядре потока при течении электропроводящей жидкости в поперечном наклонном магнитном поле.

§ 3.3. Течение в квадратном канале с одной проводящей стенкой в наклонном магнитном поле

В § 3.2 были приведены результаты исследования течения электропроводящей жидкости в квадратной трубе с двумя симметрично расположенными электропроводящими стенками в поперечном наклонном магнитном поле. Была показана картина преобразования скоростной структуры течения с изменением угла наклона магнитного поля.

Для практики представляет интерес течение в проточных трактах МГД-машин, в которых могут быть в зависимости от технологического назначения один или несколько несимметрично расположенных по периметру трубы электропроводящих элементов, различно ориентированных относительно внешнего магнитного поля.

В связи с этим здесь рассмотрена задача об относительном вкладе отдельного элемента в изменение скоростной структуры течения, зная который можно качественно построить модель течения при любом расположении по периметру электропроводящих частей трубы.

В качестве объекта исследования было выбрано течение ртути в трубе с одной электропроводящей стенкой в поперечном наклонном магнитном поле. Три стенки трубы ($29 \times 29 \text{ мм}^2$) были изготовлены из оргстекла, а четвертая, толщиной 3 мм, — из меди. Эксперимент проводился при постоянном внешнем магнитном поле $B = 1 \text{ Т}$ ($Ha = 380$) и средней расходной скорости $V_{cp} = 13,7 \text{ см/с}$ ($Re = 17200$). Ha и Re вычислены по полуширине канала. Были измерены профили скорости для углов наклона магнитного поля $\alpha = 0, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, где угол α — угол между направлением магнитного поля и нормалью к плоскости электропроводящей стенки. Методика проведения эксперимента и обработка результатов были теми же, как и в § 3.2. На рис. 3.9 изображены изотакхи, построенные по измеренным профилям скорости для различных углов наклона α (везде величина скорости отнесена к средней расходной). Электропроводящая стенка — вертикальная слева в плоскости рисунков $x = -1$.

Как видно из рис. 3.9а для случая $\alpha = 0$ (магнитное поле перпендикулярно плоскости электропроводящей стенки) скоростная структура несколько напоминает известную хантовскую. Отличие от случая с двумя электропроводящими стенками состоит в том, что максимумы скорости в слоях у непроводящих стенок параллельных полю, расположены не симметрично относительно оси $x = 0$, а сдвинуты к непроводящей стенке, перпендикулярной магнитному полю $x = +1$. Кроме того, ширина застойной зоны вблизи стенки $x = -1$ (проводящей) значительно больше, чем у противоположной $x = +1$, а скоростная структура имеет лишь одну ось симметрии $y = 0$. По

мере увеличения угла α слои отделяются от стенок и ориентируются вдоль поля, как и в случае с двумя электропроводящими стенками, однако картина уже не симметрична: один слой, примыкающий к углу, образованному непроводящими стенками $x = +1$, $y = +1$, выражен менее ярко, чем примыкающий к углу между проводящей и непроводящей стенками (рис.

3.95). При дальнейшем увеличении угла наклона магнитного поля первый слой полностью исчезает уже при угле $\alpha = 30^\circ$, и остается лишь второй, ориентированный по полю (рис. 3.96). В области угла $x = -1$, $y = +1$ течение отсутствует. При угле $\alpha = 45^\circ$ (рис. 3.92) также имеется лишь один слой, параллельный полю, однако линия максимальной скорости в данном случае уже не проходит через центр трубы, как это было при двух электропроводящих стенках, а пересекает центральную линию $x = 0$ в точке $x = 0,5$. В области угла $x = -1$, $y = +1$ течение отсутствует, а область угла $x = +1$, $y = -1$ больше "заполнена" течением. По мере увеличения угла от 45 до 90° профиль скорости начинает уплощаться и при угле $\alpha = 90^\circ$ становится почти однородным с максимальной скоростью в ядре потока, равной $1,1$ (результаты при $\alpha = 90^\circ$ на рисунке не приведены). В этом случае профиль скорости почти такой же, как в канале с двумя проводящими стенками. Наличие одной электропроводящей стенки вызывает лишь асимметрию толщины пограничных слоев у стенок канала.

Для случая $\alpha = 0^\circ$ были измерены профили скорости вдоль центральной линии $y = 0$ в зависимости от числа Гартмана, результаты этих измерений (рис. 3.9e) показывают,

что уже при $Ha = 200$ скорость вдоль всей центральной линии практически равна нулю.

Изложенное позволяет заключить, что при пересечении магнитным полем электропроводного элемента стенки трубы образуется застойная зона с весьма незначительными скоростями, примыкающая к этому элементу и распределяющаяся вдоль магнитного поля. Форма этой застойной зоны достаточно сложна и зависит не только от ориентации поля, но, по-видимому, также и от геометрии и размеров области течения. В силу линейности задачи, течение при наличии нескольких проводящих элементов стенок трубы, различно ориентированных по отношению к магнитному полю, можно, грубо представить себе как суперпозицию течений, имеющих место при наличии отдельных проводящих элементов, со своим углом α .

Описанные скоростные структуры с резкими неоднородностями в ядре потока могут служить источником значительных турбулентных пульсаций в потоке, в свою очередь, несколько размывающих неоднородности скорости. Этот вопрос будет рассмотрен более подробно в следующем параграфе.

§ 3.4. Измерение пульсаций скорости при неоднородном МГД-течении

С помощью магнитного поля можно эффективно воздействовать на скоростную структуру потока, создавая, в частности, в потоке слои с резкими градиентами скорости.

Возможность создания с помощью магнитного поля резко неоднородных структур представляет несомненный интерес

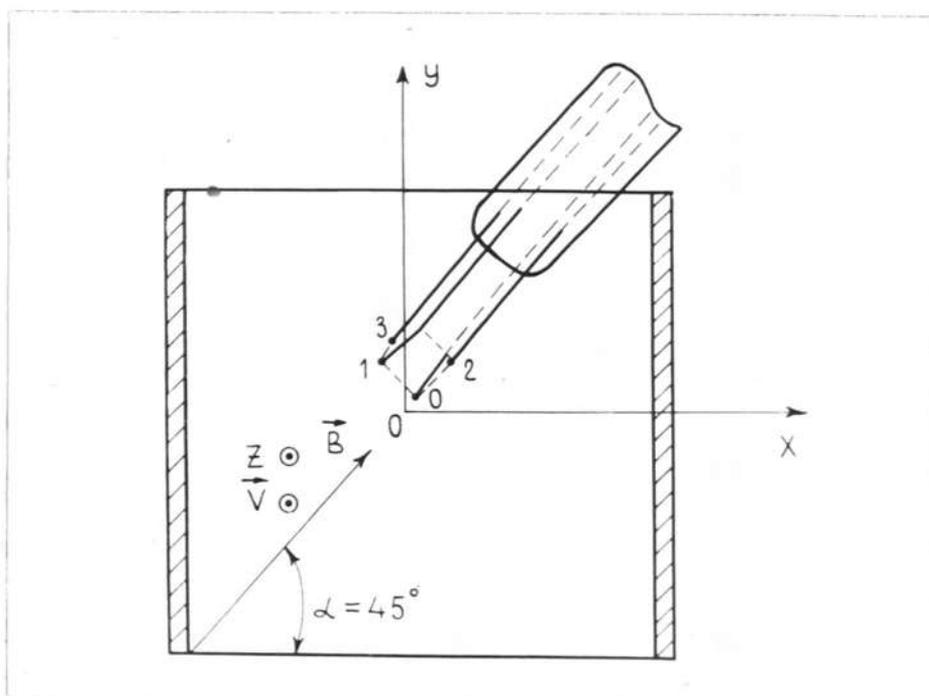


Рис.3.10. Схема кондукционного измерителя для замера пульсаций электрического поля.

для экспериментального изучения МГД-турбулентных процессов, В частности еще в работе [98] было высказано предположение, что такого рода структуры являются неустойчивыми, и, как следствие, должны генерировать высокий уровень турбулентных пульсаций, характерный, например, для струйных течений в немагнитной гидродинамике. С другой стороны должно иметь место непосредственное воздействие магнитного поля на турбулентные пульсации, обычно проявляющиеся в их подавлении. Таким образом, окончательное суждение об уровне интенсивности в каждом конкретном случае течения может быть вынесено, по-видимому, после экспериментального изучения.

Для пристеночной струи, возникающей в условиях течения Ханта, в работе [68] установлено, что при относительно небольших полях генерируется высокий уровень турбулентных пульсаций, которые затем снижаются вплоть до полного подавления пульсаций при дальнейшем росте поля. В данном параграфе приводятся результаты измерений интенсивности турбулентных пульсаций в условиях, когда неоднородность скоростной структуры имеет место в ядре потока, при течении в наклонном поле, описанном в § 3.2 (при угле наклона $\alpha = 45^\circ$).

Измерения пульсаций скорости проводились с помощью четырехэлектродного кондукционного анемометра. Датчик анемометра был закреплен на насадке зонда, применявшегося для измерения профилей скорости (§ 2.2), (рис. 3.10).

Измерения пульсаций проводились в сечении, удален-

ном на расстояние 480 мм от начала полюсов магнита.

Одновременно измерялись пульсации составляющей электрического поля, перпендикулярной магнитному полю (электроды 0-1), параллельной полю (электроды 0-2) и составляющей по потоку (электроды 1-3) (рис. 3.10), которые на рис. 3.11-3.13 обозначены соответственно через e_1^T , e_2^T и e_3^T . Пульсации электрического поля e_1^T соответствуют с точностью до j_1^T / σ продольным пульсациям скорости, пульсации e_2^T соответствуют пульсациям j_2^T / σ вдоль магнитного поля, а пульсации электрического поля вдоль потока e_3^T соответствуют с точностью до j_3^T / σ пульсациям скорости поперек магнитного поля.

Диаметр проволоки, из которой были изготовлены электроды датчика, составлял 0,35 мм. Расстояние между центрами электродов для пар 0-1, 0-2 и 1-3 составлял соответственно 2,37 мм, 2,36 мм и 1,75 мм.

Для усиления сигналов, снимаемых непосредственно с электродов датчика использовался транзисторный усилитель с полосой пропускания от 1 до 10000 Гц. Для получения среднеквадратичных значений использовался вольтметр ВЗ-6, предназначенный для измерения как синусоидальных напряжений, так и напряжений шумовых сигналов в полосе 5 ÷ 6 Гц.

Эксперимент проводился на ртутном контуре, движение ртути по контуру осуществлялось индукционным насосом. Опасения, что индуктор может создавать большие помехи за счет индуцированных вихревых токов и пульсаций расхода, не подтвердились. При наличии течения в контуре при остаточном магнитном поле порядка 0,02 - 0,03 Т уровень пульсаций

соответствовал фону в отсутствии течения при включенном поле. Максимальный уровень фона при максимальном магнитном поле составлял примерно $4 - 5 \mu\text{кВ}$, что составляет примерно 1% от $V\ell B$, где V - средняя расходная скорость, ℓ - расстояние между электродами, B - величина индукции внешнего приложенного поля.

Измерения проводились при постоянном числе Рейнольдса $Re = 17200$ и трех значениях числа Гартмана $Ha = 190, 380$ и 520 , вычисленных по полуширине канала.

Прежде чем приступить к анализу экспериментальных данных по измерению пульсаций электрического поля, вкратце напомним структуру потока, в котором производилось измерение пульсаций. При угле наклона магнитного поля $\alpha = 45^\circ$ основной расход жидкости сосредоточен в слое около диагонали квадрата параллельной направлению поля, причем, максимальное значение скорости в сечениях $y = \text{const}$ достигает наибольшей величины вблизи угловых точек, уменьшаясь примерно вдвое к центру трубы (для $Ha = 380$). Линия максимальной скорости проходит через центр трубы, отклоняется от диагонали по мере приближения в угловой точке и подходит к ней по касательной к непроводящей стенке ($y = -1$) (рис. 3.56). Специально проведенный эксперимент показал, что положение этой линии не меняется в диапазоне чисел Гартмана от 190 до 520, при которых проводился эксперимент. Можно также отметить: что профиль скорости в сечениях $y = \text{const}$ меняется более плавно в области, расположенной справа от линии максимальной скорости, чем в расположенной слева, так что в последней градиент скорости

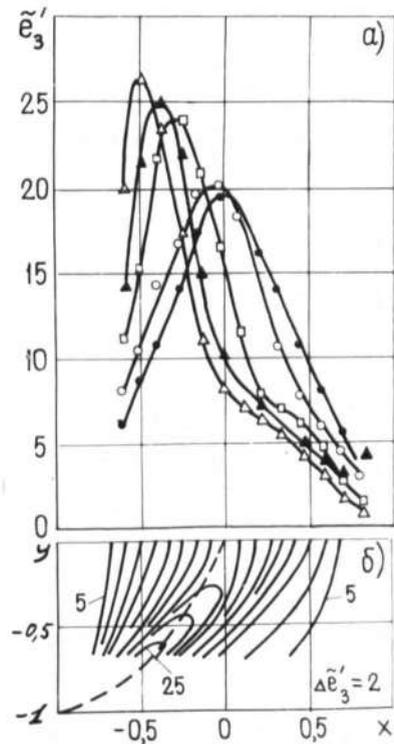
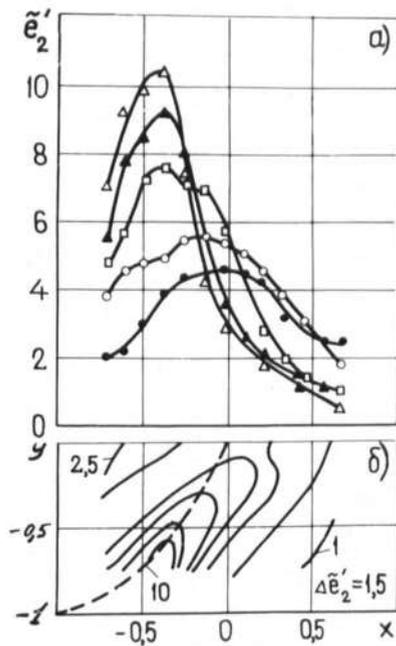
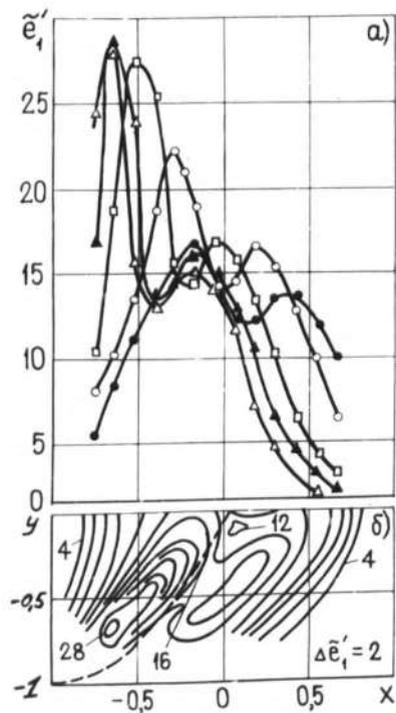


Рис. 3. II. Интенсивность пульсаций составляющих электрического поля при $Na = 380$: а) - профили пульсаций \bullet - $y = -0,06$; \circ - $y = -0,26$; \square - $y = -0,537$; \blacktriangle - $y = -0,657$; \triangle - $y = -0,74$; б) - линии постоянного уровня пульсаций.

выше, чем в правой. В соответствии со скоростной структурой распределяются и индуцированные токи (рис. 3.32).

Перейдем теперь к результатам измерений пульсаций электрического поля. Экспериментальные результаты представлены на рис. 3.11-3.13. Рисунки показывают, что струйный слой генерирует очень высокий уровень турбулентных пульсаций составляющей электрического поля, перпендикулярной полю, причем в отдельных точках сечения интенсивность достигает от 24% (при $Na = 100$) до 37% (при $Na = 520$) от среднего электрического поля, вычисленного по средней скорости течения. Напомним, что в немагнитном течении в трубе максимальный уровень интенсивности составляет всего лишь 7-8%.

Далее, в профилях интенсивности составляющей электрического поля имеются два хорошо выраженных максимума, положение которых приблизительно соответствует точкам перегиба профилей скорости. При этом величина максимума интенсивности естественно, выше там, где выше градиент осредненной скорости. Ситуация, таким образом, напоминает ту, которая имеет место в немагнитной гидродинамике, например, струйных течений. Следует, однако, отметить, что при числе $Na = 520$ второй максимум менее ярко выражен, чем при меньших Na . Распределение интенсивности пульсаций составляющей электрического поля вдоль направления поля аналогично распределению перпендикулярной составляющей, однако величина интенсивности примерно втрое меньше уровня пульсаций составляющей электрического поля, перпендикулярной магнитному полю в соответствующих точках. В отличие от

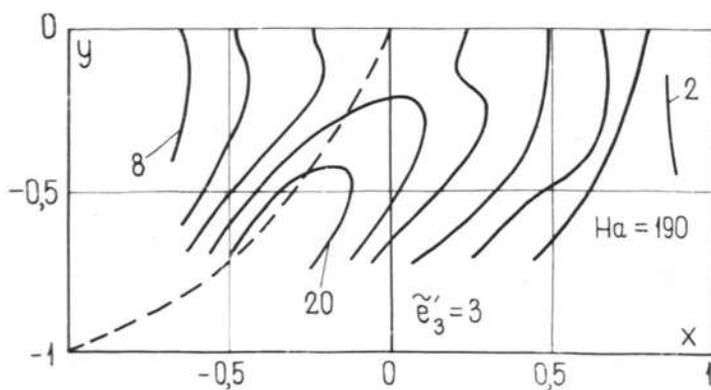
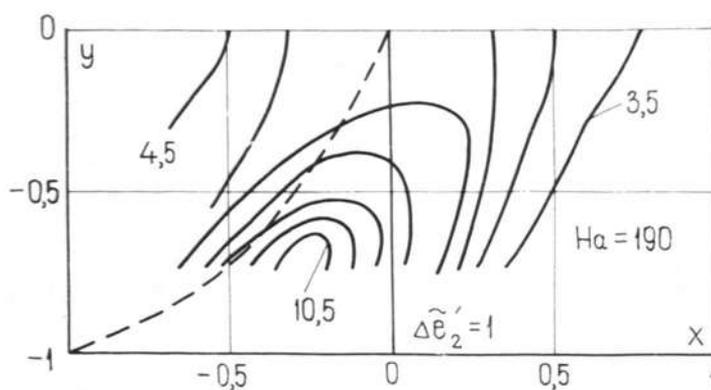
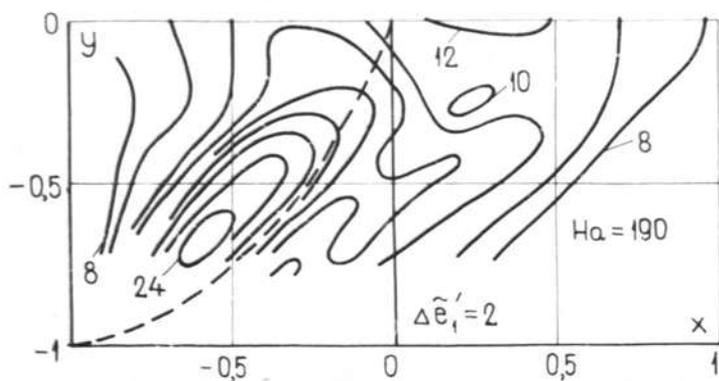


Рис.3.12. Линии постоянного уровня пульсаций составляющих электрического поля при $Ha = 190$.

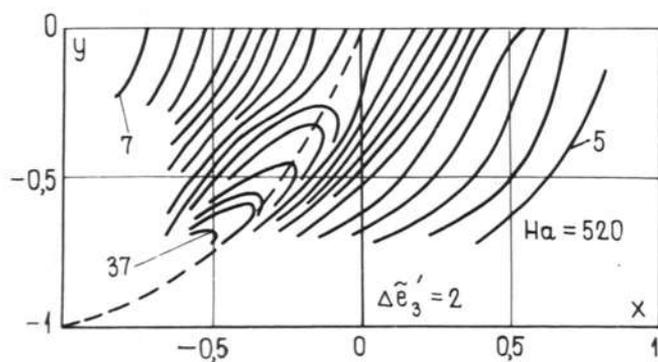
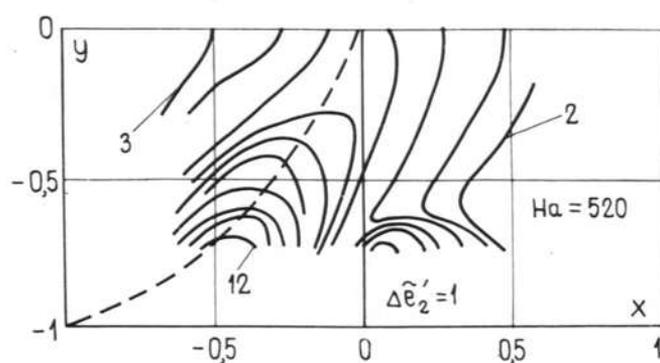
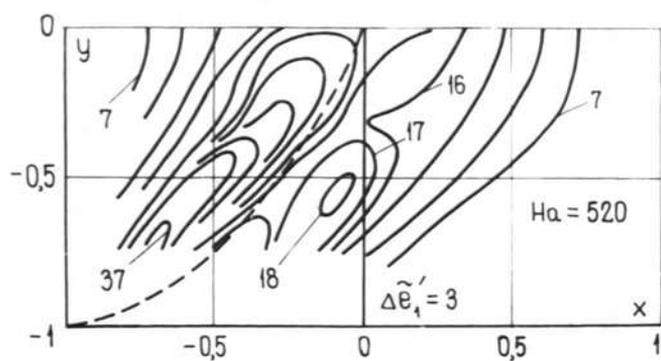


Рис.3.13. Линии постоянного уровня пульсаций составляющих электрического поля при $Ha = 520$.

предыдущих, интенсивность пульсаций e_3' составляющей электрического поля не обнаруживает двух максимумов, причем максимум интенсивности пульсаций приблизительно соответствует максимуму скорости.

Таким образом, проведенный опыт демонстрирует тот факт, что в тех случаях, когда имеются большие градиенты скоростей в ядре потока, создаваемые магнитным полем, магнитное поле не ламинаризует течение, а напротив, имеется тенденция к дестабилизации течения. Как можно было наблюдать визуально на экране осциллографа, характер пульсаций не менялся с ростом поля.

Подтвердилось предположение, высказанное в § 3.2, что в течениях с резкими градиентами скоростей в ядре потока в магнитном поле имеется высокий уровень пульсаций скорости, за счет которого экспериментально замеренные профили скорости более размыты по сравнению с рассчитанными по ламинарной теории. Так как в такого рода течениях генерируется очень высокий уровень пульсаций и, следовательно, имеет место значительный отбор энергии от осредненного потока, то это должно повлиять на коэффициент сопротивления трубы в сторону его увеличения. Однако, основную долю в сопротивление будет, вероятно, вносить джоулевые потери, поэтому турбулентные потери могут оказаться незаметными на их фоне.

Г Л А В А IV

О СОПРОТИВЛЕНИИ ТРУБ ПРИ НЕОДНОРОДНЫХ МГД-ТЕЧЕНИЯХ

§ 4.1. Влияние угла наклона магнитного поля на сопротивление квадратной трубы

В главе III исследовалась скоростная структура потока в квадратном канале с двумя проводящими стенками в наклонном магнитном поле.

Нами был проведен также расчет по влиянию угла наклона магнитного поля на величину коэффициента сопротивления квадратного канала с двумя идеально проводящими стенками при $Ha = 30$. Характер зависимости коэффициента сопротивления от угла наклона поля по данным расчета представлен на рис. 4.1, из которого следует, что при изменении угла от 0 до 90° коэффициент сопротивления уменьшается примерно в 8 раз. Экспериментально коэффициент сопротивления λ нами не измерялся. Однако, как отмечалось в § 2.3, в экспериментах при измерении скоростной структуры производились отборы статического давления со стенки трубы для определения перепада давления между статическим и динамическим отборами давления трубки Пито-Прандтля. По этим перепадам давления можно судить об относительном изменении λ в зависимости от угла наклона магнитного поля при постоянных $Re = 17200$ и $Ha = 380$.

На рис. 4.2 представлены экспериментальные данные влияния угла наклона магнитного поля на коэффициент сопротивления квадратного ($20 \times 20 \text{ мм}^2$) канала с двумя проводящими стенками для различных Re и одного $Ha = 150$, по данным работы [42]. Коэффициент сопротивления определен как

$$\lambda = \frac{dP}{dx} \cdot \frac{2dr}{gV^2}$$

где dr - гидравлический диаметр ($dr = 2a$).

На рис. 4.3 приведено сопоставление вышеперечисленных результатов по зависимости $\lambda = \lambda(\alpha)$. Как видно из рисунка, для всех чисел Гартмана в пределах изменения угла наклона магнитного поля от 0 до 40° величина $\lambda(\alpha)/\lambda(0)$ ($\lambda(0)$ - сопротивление для случая Ханта, когда поле перпендикулярно проводящим стенкам) достаточно точно аппроксимируется зависимостью $\lambda(\alpha)/\lambda(0) = \cos^2 \alpha$. Таким образом, зная зависимость $\lambda(0)$ от Re и Ha из [6] можно представить функцию $\lambda(\alpha)$ в пределах $0 \leq \alpha < 40^\circ$ в виде

$$\lambda(\alpha) = \frac{2Ha^{3/2}}{Re} \left[\frac{1}{0,3 + Ha^{1/2} + O(\frac{1}{Ha})} \right] \cdot \cos^2 \alpha \quad (4.1)$$

Аналогично, в пределах изменения угла α от 90° до 65° , $\lambda(\alpha)/\lambda(\frac{\pi}{2})$ представляется для всех чисел Гартмана в виде $(1 - \cos \alpha)^{-1}$ (рис. 4.3):

$$\lambda(\alpha) = \frac{2Ha}{Re} \left[1 - \frac{0,956}{Ha^{1/2}} - \frac{1}{Ha} - O(\frac{1}{Ha^2}) \right]^{-1} \cdot \frac{1}{1 - \cos \alpha} \quad (4.2)$$

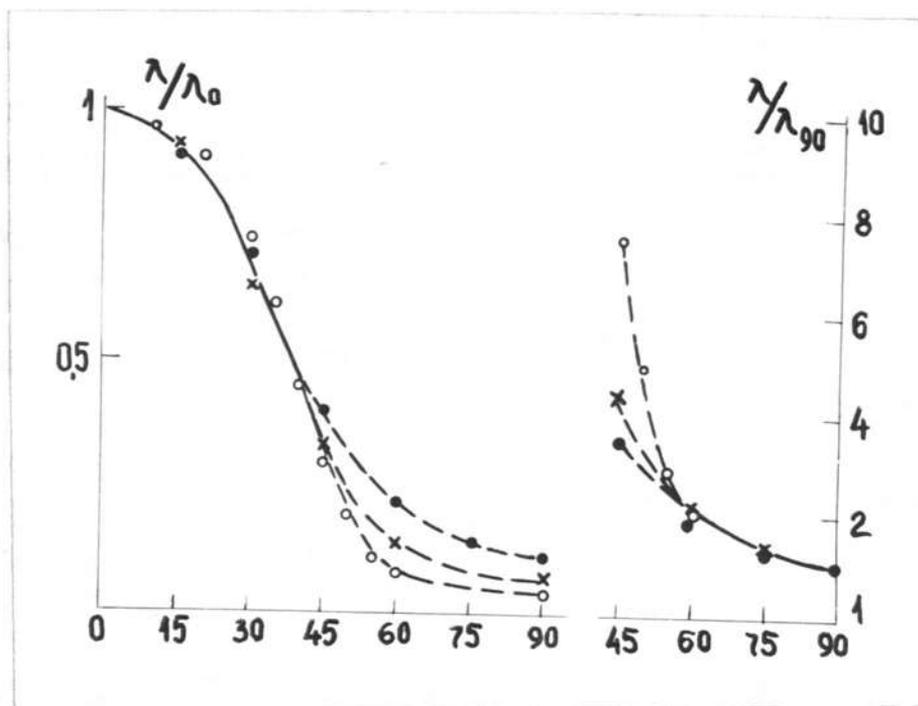


Рис.4.3. Сопоставление данных по зависимости $\lambda(\alpha)$ для разных чисел Гартмана. ● - расчет при $Na = 30$; ○ - экспериментальные данные при $Na = 75$ по результатам работы [42] × - экспериментальные данные при $Na = 380$ (всюду за характерный размер выбрана полуширина квадратной трубы).

где $\lambda(\frac{H}{2})$ заимствовано из работы [6].

В пределах же изменения угла от 40° до 65° не удастся получить единой кривой для всех чисел Гартмана, по-видимому, в этой области изменения α меняется степень числа Гартмана в зависимости $\lambda(Ha)$.

Эти же данные по зависимости коэффициента сопротивления в наклонном поле были обработаны в другом виде, а именно, в виде $\lambda(\alpha)/\lambda_0$ в зависимости от параметра МГД-взаимодействия N , где $\lambda_0 = 9,056/Re^{0,25}$ - коэффициент сопротивления по Блазиусу.

Расчет показывает, что в данном случае $\lambda(\alpha)$ может быть аппроксимировано следующим образом

$$\lambda(\alpha)/\lambda_0 = \frac{33}{\sin 2\alpha} (1+2N) \text{ при } \alpha \leq 45^\circ \quad (4.3)$$

и

$$\lambda(\alpha)/\lambda_0 = 133(1 - \sin 2\alpha)(1+2N), 45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ \quad (4.4)$$

причем аппроксимация оказывается пригодной и в области значений $\alpha = 45^\circ$. Большая погрешность имеет место лишь вблизи $\alpha = 90^\circ$.

Таким образом, наши данные и данные работы [42] дают достаточно полную картину поведения коэффициента сопротивления трубы в наклонном магнитном поле.

Все вышеприведенные результаты по коэффициенту сопротивления относились к случаю незамкнутых проводящих стенок. В работе Олти [86] рассматривался случай короткозамкнутых проводящих стенок квадратной трубы, в котором асимптоти-

ческими методами при больших Na получены выражения для потерь давления в зависимости от α :

$$\lambda = \frac{N}{4} \cdot \left[\sec^2\left(\frac{\beta}{2} - \alpha\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{Na \cdot \cos\left(\frac{\beta}{2} - \alpha\right)}\right) \right]^{-2}, \quad \alpha \leq 45^\circ \quad (4.5)$$

$$\lambda = \frac{N}{4} \cdot \left[1 + \lg\left(\frac{\beta}{2} - \alpha\right) \right]^{-2}, \quad 45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ \quad (4.6)$$

В работе [86] приводятся так же экспериментальные данные по потере перепада давления при течении ртути в квадратной трубе с короткозамкнутыми проводящими стенками, которые получились выше теоретических. Экспериментальные данные показывают, что в этом случае при изменении угла α от 0 до 90° затрачиваемый перепад давления для поддержания постоянного расхода при $Na = 129; 150$ увеличивается примерно в пять раз.

§ 4.2. Распределение давления при течении ртути и натрия через внезапное круглое расширение

Прежде, чем перейти к анализу результатов по сопротивлению труб, содержащих внезапные изменения площади поперечного сечения, необходимо остановиться на результатах измерения распределения давления, посредством которого и определялось сопротивление.

Сложная скоростная структура течения при внезапном расширении потока сопровождается не менее сложным распределением давления по поверхности, ограничивающей область течения. Первые измерения распределения давления по длине плоского внезапного расширения были проведены в работе [10].

Нами экспериментально были получены более подробные данные о характере распределения давления для круглого внезапного расширения [25, 32].

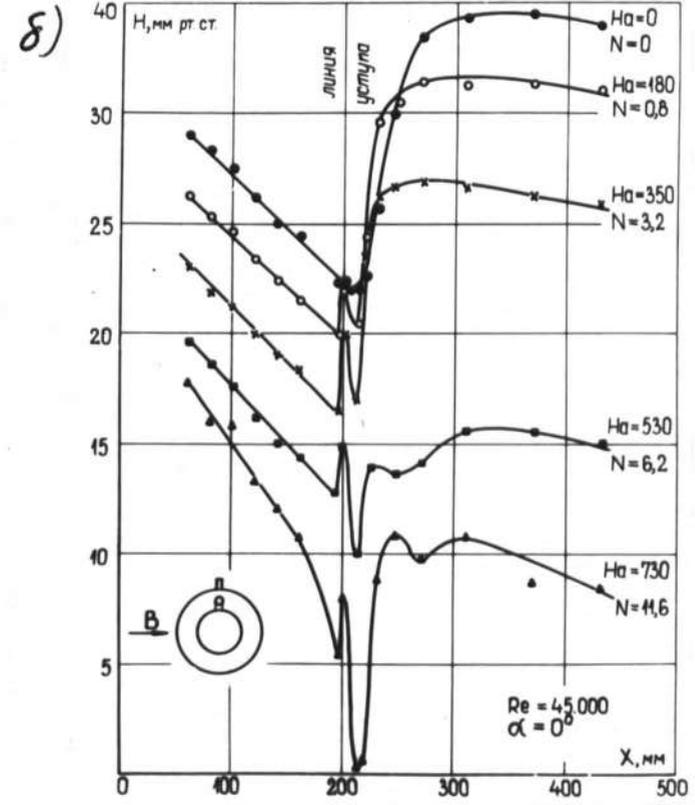
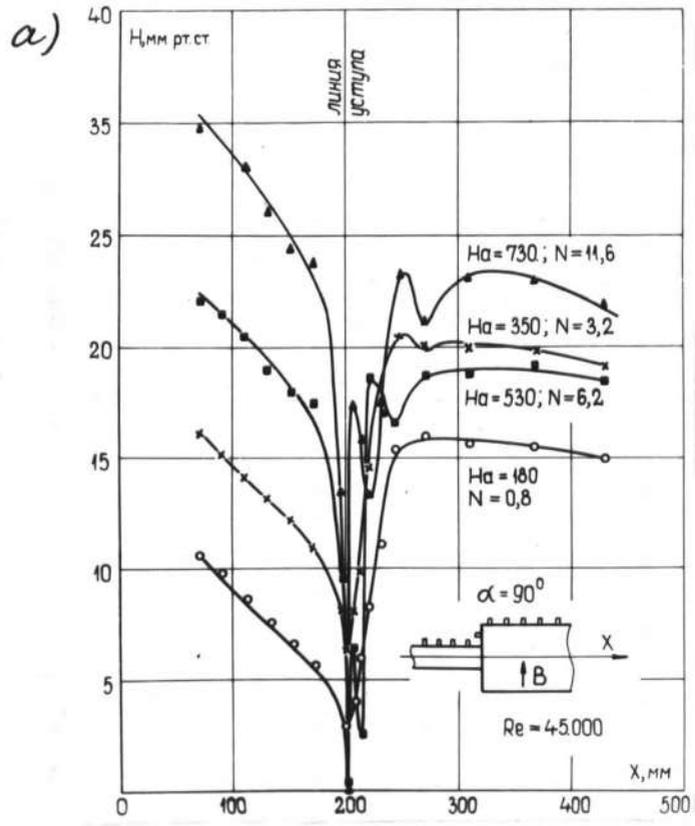


Рис.4.4. Распределение давления на внезапном круглом расширении для течения ртути.

В первую очередь остановимся на результатах эксперимента на труты. В этих опытах исследовались три круглые трубы с внезапным расширением с одинаковым диаметром широкой части $D = 20$ мм и с диаметрами узких частей $d = 7,8; 10$ и 12 мм. Рабочие каналы по длине имели ряд отборов статического давления, расположенных в одной плоскости.

Благодаря использованию магнита марки СП-35А с вращающимися полюсами в эксперименте имелась возможность измерения распределения давления по всему периметру круглой трубы. Угол α между направлением поля и плоскостью отборов изменялся в пределах от 0 до 90° .

Число Рейнольдса Re в опытах менялось в пределах от 10000 до 60000 , число Гартмана Ha от 0 до 730 . Re и Ha вычислялись по диаметру широкой части трубы.

Характерное для круглого внезапного расширения ($d = 12$ мм) распределение давления по длине трубы показано на рис. 4.4. При $\alpha = 90^\circ$ (рис. 4.4а) как и в плоском внезапном расширении давление на уступе резко падает с ростом поля, а затем в широкой части трубы восстанавливается. Однако, восстановление протекает монотонно лишь при сравнительно малых N ($N \approx 3$), при $N > 3$ наблюдаются два или три участка кривой восстановления, между которыми располагаются потенциальные ямы. К сожалению, число отборов давления в опыте было ограничено, так что проследить за изменением глубины потенциальной ямы с дальнейшим ростом поля оказалось невозможным. Можно лишь утверждать, что их ширина с ростом поля уменьшается.

При $\alpha = 0$ (рис. 4.4б) происходят аналогичные явления с той лишь разницей, что глубина ям здесь несколько

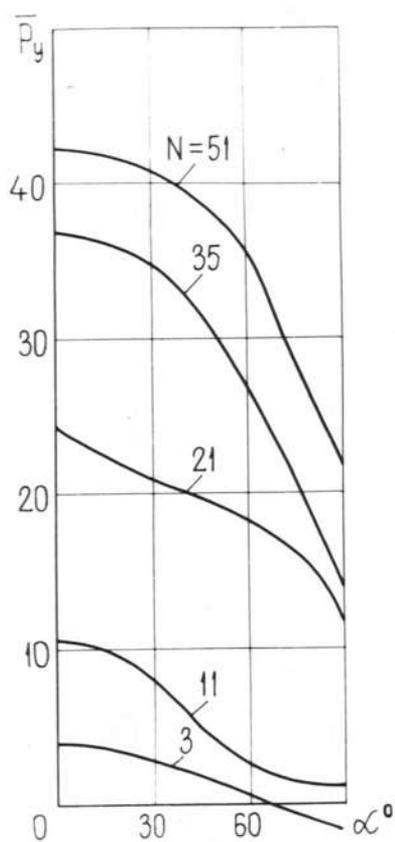


Рис.4.5. Зависимость безразмерного давления на уступе от ориентации магнитного поля при различных N .

меньше, а первый участок кривой восстановления располагается еще до внезапного расширения, в узкой части трубы. При этом давление на уступ существенно отличается от случая $\alpha = 90^\circ$. Характер изменения давления на уступ с изменением α показан на рис. 4.5.

Как видно из рисунка, при $\alpha = 0$ давление всегда выше, чем при $\alpha = 90^\circ$, причем при сравнительно малых N среднее давление приходится приблизительно на линии $\alpha = 45^\circ$. При больших же N угол α , где давление равно среднему на уступе давлению, заметно приближается к 90° .

Более высокое значение давления при $\alpha = 0$ по сравнению с $\alpha = 90^\circ$ объясняется различным направлением индуцированного тока в этих областях. Действительно, индуцированный струей ток вызывает торможение самой струи. Замыкание же его происходит (если не учитывать продольного перетекания) через окружающую струю застойную зону. В области $\alpha = 0$ направление тока у поверхности уступа совпадает с направлением тока в струе и это приводит к повышению давления в этой области. Замыкаясь в обратном направлении в области $\alpha = 90^\circ$ токи (точнее их взаимодействие с полем) приводят к понижению давления в этой области. Сужение области пониженного давления при увеличении N вероятно связано с сужением области обратного направления тока, так что ^{здесь} напрашивается аналогия с гартмановским пограничным слоем.

Обращает на себя внимание также резкое отклонение в магнитном поле пьезометрической кривой в узкой части трубы от прямолинейной, характерной для установившегося течения

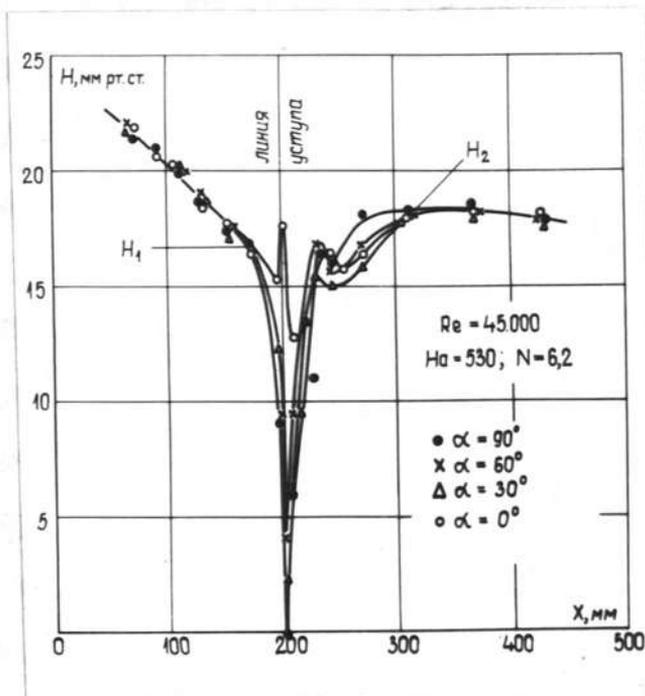


Рис.4.6. Распределение давления по длине трубы при различной ориентации магнитного поля.

в трубе. Что касается широкой части трубы, то с ростом поля сечение, начиная с которого пьезометрическая кривая становится прямолинейной, приближается к уступу.

Таким образом в непосредственной близости от внезапного расширения имеется сложное пространственное распределение давления в потоке, с удалением же от него как в сторону узкой, так и в сторону широкой части трубы, давление перестает зависеть от угла α (рис. 4.6).

В сильных магнитных полях область выравнивания давления по периметру трубы в широкой и узкой ее частях имеет размер порядка размера соответственно широкой и узкой частей трубы.

В опытах на натрии по техническим причинам мы имели лишь 8 отборов давления и отсутствовала возможность изменения угла α . Поэтому было выбрано одно положение угла $\alpha = 45^\circ$, при котором измеряемое давление примерно соответствовало среднему по периметру давлению в соответствующих сечениях. Ход пьезометрических кривых для круглого внезапного расширения с $D = 39$ мм и $d = 27$ мм ($\omega = 2$), показанный на рис. 4.7 в основных чертах напоминает полученные на ртути (рис. 4.4, 4.6). Однако по указанным причинам деталей поведения давления в широкой части трубы вблизи уступа уловить не удалось.

Сложные распределения давления при течении токопроводящих жидкостей через участки с резкими изменениями границ течения в магнитном поле необходимо учитывать при определении коэффициента местного сопротивления (см. § 2.4).

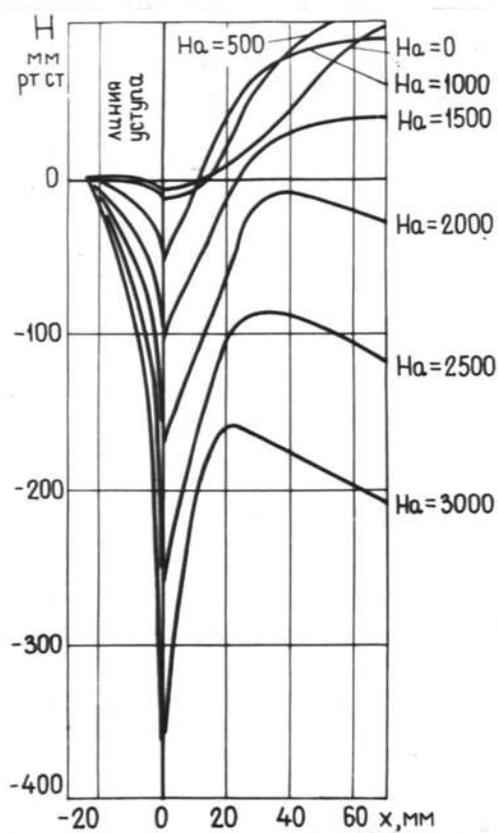


Рис.4.7. Распределение давления при течении натрия через внезапное круглое расширение при $\alpha = 45^\circ$, $Re = 480\ 000$ ($\omega = 2$).

§ 4.3. Сопротивление внезапных расширений при течении ртути и натрия

Использование постоянного магнитного поля в различных устройствах производственного назначения, в частности для целей регулирования расхода жидких металлов [36], делает необходимым исследования различных местных сопротивлений в МГД-потоках, в частности внезапных расширений.

В опубликованных до настоящего времени работах изучались только плоские внезапные расширения при течении ртути [17, 20]. Были установлены характер поведения коэффициента местного сопротивления ξ и предложена модифицированная формула Борда для расчета ξ . Вопрос поведения коэффициентов сопротивления круглых внезапных расширений и правомочность применения для них этой формулы оставался невыясненным.

Цель нашей работы заключалась в подробном изучении влияния поля на коэффициент местного сопротивления в случае использования круглых внезапных расширений и другой рабочей среды — натрия — среды с другими, существенными для данного явления, физическими свойствами

В опытах на ртути были исследованы три круглые трубы с внезапным расширением, имевшие одинаковый диаметр широкой части $D = 20$ мм и диаметрами узких частей $d = 7,8; 10; 12$ мм.

На рис. 4.8 представлены экспериментальные зависимости ξ от N , полученные по результатам измерений дав-

лений в граничных сечениях. Для всех ω имеет место зависимость вида:

$$\zeta = \zeta_0 (1 + kN) \quad (4.7)$$

Коэффициент k в формуле (4.7) для $\omega = 2,78$; 4; 6,5; равен соответственно 0,109; 0,075 и 0,023.

Для одной из экспериментальных труб с $d = 12$ мм ($\omega = 2,78$) коэффициент сопротивления определялся также по модифицированной формуле Борда [10]. При этом функция $f(N)$ определялась по среднему давлению на уступе (рис. 4.5) и давлению в узкой части в граничном сечении.

Определенная таким образом функция $f(N)$ равна

$$\bar{P}_y(N) = 0,74N \quad (4.8)$$

При использовании формулы (2.3) для труб с другими ω оказалось, что рассчитанный коэффициент сопротивления совпадает с экспериментально измеренным с точностью до 25%.

В случае плоского расширения $f(N) = 11,2N$ [10]. Таким образом, воздействие магнитного поля на рост сопротивления в круглом внезапном расширении на порядок ниже, чем в плоском.

В отсутствие поля измеренный коэффициент сопротивления ζ_0 соответствовал рассчитанному по формуле Борда:

$$\zeta_0 = (\omega - 1)^2$$

Коэффициент при N в формуле (4.7) является монотонно убывающей функцией отношения площадей широкой и узкой час-

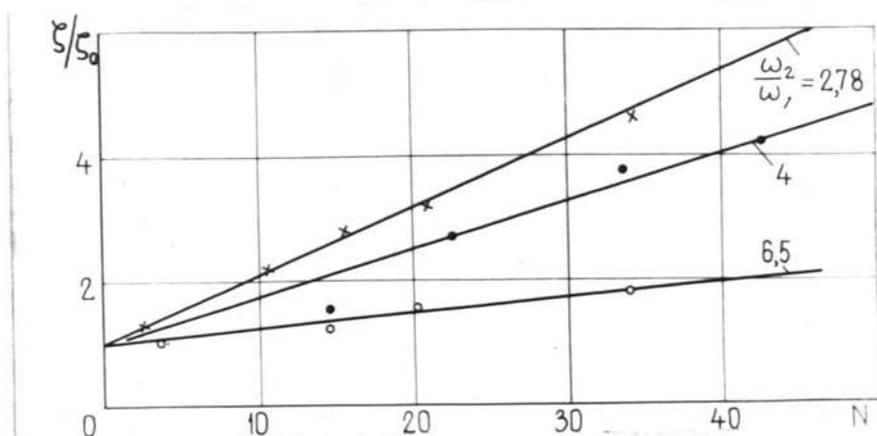


Рис.4.8. Зависимость относительного коэффициента сопротивления для круглых внезапных расширений от N (Ртуть).

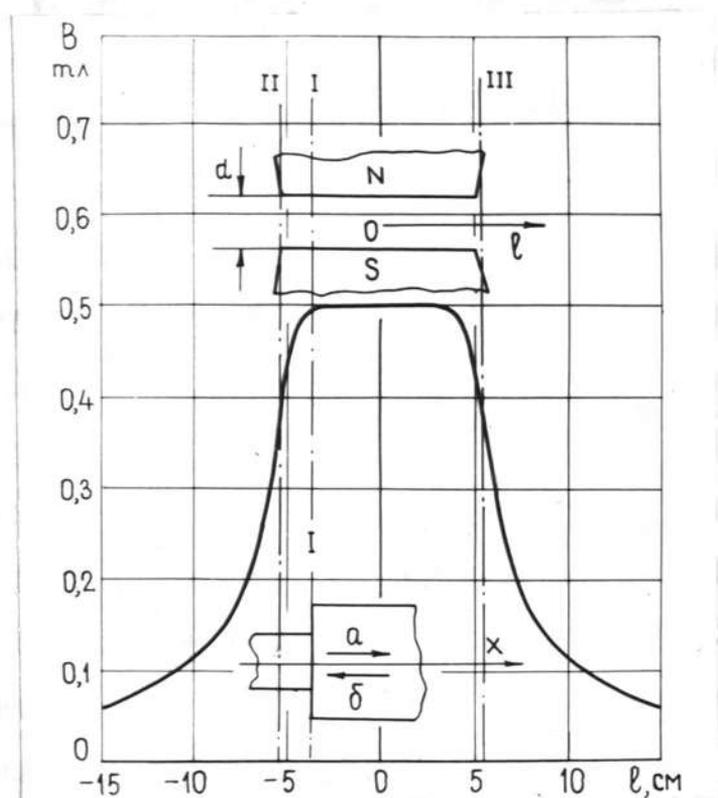


Рис.4.9. Расположение полюсов магнита на участке местного сопротивления и распределение индукции по длине трубы в экспериментах на натрии.

тей $\omega = \omega_2 / \omega_1$. Таким образом относительный вклад магнитного поля в коэффициент сопротивления уменьшается с увеличением отношения ω_2 / ω_1 .

В опытах на натрии по причинам, указанным в § 4.2 (недостаточное число отборов) определение коэффициента местного сопротивления внезапного расширения по методике, примененной для ртути, не представилось возможным.

Исходя из этого задача формулировалась как определение влияния магнитного поля на коэффициент местного сопротивления участка, состоящего из внезапных сужения, расширения и участка узкой части трубы между ними при расположении магнита с ограниченной длиной полюсов в различных частях такого сопротивления.

В положении, обозначаемом на рис. 4.9 цифрой I, магнит располагался в расширении (Ia) или сужении (Iб) так, что начиная с уступа поле в широкой части трубы было однородным. В положении II уступ находился в точке максимального градиента магнитного поля, вызванного рассеянием поля у среза полюсов магнита, в положении III — полюса находились на участке узкой части трубы. Каждое из положений I, II, III соответствовало поперечным сечениям межполюсного объема, показанным на рис. 4.9. Направление потока на рисунке указано буквами а и б.

Методика определения коэффициента местного сопротивления описана в § 2.4. Исследовались два вида местных сопротивлений: плоское внезапное расширение с размерами широкой и узкой частей соответственно 24×4 и 12×4 мм² и длиной

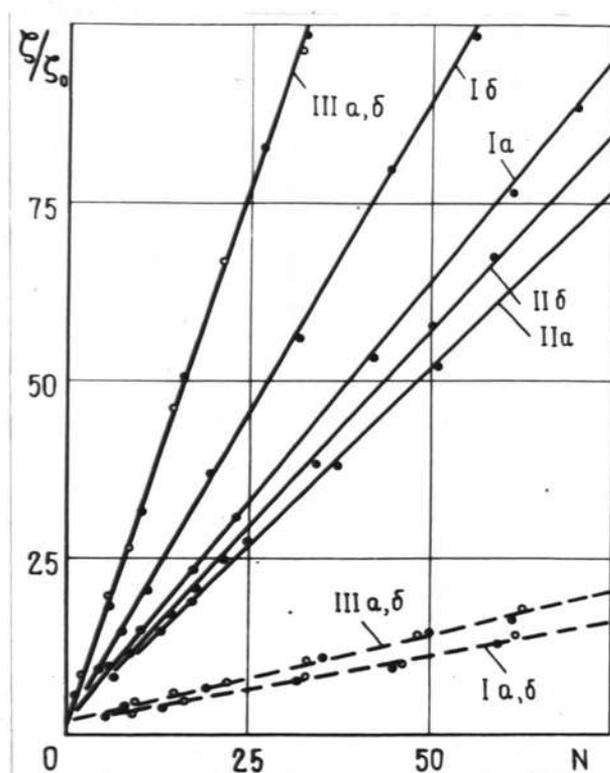


Рис.4.10. Зависимость коэффициента сопротивления от N при различном расположении магнита. Сплошные линии - плоское внезапное расширение, штриховые - круглое внезапное расширение; \bullet и \circ - направления течения a и δ соответственно.

узкой части $l = 120$ мм, и круглое внезапное расширение с диаметрами широкой и узкой частей $D = 39$ мм и $d = 27$ мм и длиной узкой части $l = 200$ мм.

Заметим, что при использовании плоского внезапного расширения в участок местного сопротивления включались переходники, соединявшие круглое и прямоугольное сечения. Длина полюсов магнита была равна 105 мм и он мог устанавливаться в различных положениях по отношению к уступу расширения.

В эксперименте число Рейнольдса менялось от $0,06 \cdot 10^6$ до $0,65 \cdot 10^6$, число Гартмана Na от 0 до 3000.

На рис. 4.10 показаны кривые $\zeta(N)$ для различных вариантов расположения магнита при круглом и плоском внезапном расширении. Как видно, из рисунка, все кривые удовлетворительно обобщаются линейной функцией

$$\zeta = \zeta_0 (1 + kN)$$

Причем величина k в различных вариантах принимает значения: для II а - $k = 1$; II б - $k = 1,11$; I а - $k = 1,25$; I б - $k = 1,65$; III а, б - $k = 3$.

Величина сопротивления без поля ζ_0 для плоского внезапного расширения (вычисленная по размеру широкой части, равной $2,4 \cdot 10^{-2}$ м) равнялась 1,5, для кругло-внезапного расширения (по размеру широкой части, равной $3,9 \cdot 10^{-2}$ м) - 2,5. При вычислении ζ_0 для обоих случаев по одинаковому размеру $3,9 \cdot 10^{-2}$ м их величины примерно одинаковы (ибо ω одно и то же).

В положении II (уступ находился в месте максимального градиента магнитного поля) коэффициент K оказался меньше, чем для положений I, хотя в положении II за счет наличия градиента поля должна была бы создаваться дополнительная завихренность, увеличивающая гидродинамические потери. Это означает, что потери на создание дополнительной завихренности потока много меньше Джоулевых потерь, а последние в положении II уменьшаются за счет уменьшения напряженности поля вблизи уступа внезапного расширения.

Таким образом наибольший рост сопротивления имеет место при расположении магнита в узкой части трубы (положение III), а при расположении магнита в широкой части трубы больший рост наблюдается, если широкая часть работает как внезапное сужение.

Линейная зависимость коэффициента сопротивления $\zeta(N)$ имеет место и в случае круглого внезапного расширения, однако увеличение ζ с ростом N здесь гораздо слабее, чем в плоском расширении, как и в экспериментах на ртути. Значения коэффициентов K здесь следующие: для положения I а и I б $K = 0,2$, для III $K = 0,26$. Отметим, что расположение магнита до сужения и после расширения не дает заметных различий в величине K .

Как уже упоминалось, круглое внезапное расширение (или сужение) наиболее выгодно с точки зрения технологии изготовления и эксплуатации. Однако, при этом коэффициент K в формуле (4.7) оказывается сравнительно небольшим. Для целей регулирования расхода токопроводящих жидкостей (как это будет показано в главе V) для достижения

большой глубины регулирования желательное увеличение коэффициента при N .

Можно предположить, что при последовательном включении нескольких местных сопротивлений суммарный эффект поля возрастает, т.е. коэффициент K существенно увеличивается и при использовании проточного тракта с круглым сечением.

Данных о влиянии поля на такого рода течения в литературе нет. Поэтому нами было исследовано сопротивление в магнитном поле трубопроводов, составленных из последовательно чередующихся круглых труб различного диаметра, эскиз и основные размеры которых показаны на рис. 4.11.

Рабочий канал имел три участка с цилиндрическими проточными, расположенными на расстоянии $20d$ друг от друга. Диаметр узкой части $d = 10$ мм был общим, диаметры широких частей D_1, D_2, D_3 были равны 24, 21 и 18 мм для каждого участка соответственно. В пределах каждого участка длина проточки и расстояние между ними были равны между собой и составляли $l = 10$ мм ($l/d = 1$).

Расположение отборов давлений ясно из рис. 4.11, причем первый отбор находился на расстоянии не менее 40 мм от места входа потока в поле. Подобная конструкция позволила на одном рабочем канале исследовать зависимость коэффициента сопротивления в магнитном поле при различных отношениях D/d . Кроме описанного в работе (канала) использовался тракт, состоящий из внезапных расширений и сужений с диаметрами $d = 10$ мм и $D = 18$ мм и $l = 40$ мм ($l/d = 4$) (рис. 4.115). Числа Re и Ha

вычисленные по малому диаметру, менялись в пределах

Re : от 52000 до 160000 и Ha : от 0 до 362.

Результаты измерений представлены на рис. 4.14

Коэффициент сопротивления определялся по пьезометрическим кривым, пример которых приведен на рис. 4.12 согласно зависимости

$$\lambda = \Delta h \cdot \frac{2g}{V^2} \cdot \frac{d}{L}$$

Как видно из графиков, отбор давлений посередине узких частей достаточно удобен для вычисления коэффициента сопротивления, так как при этом пьезометрические линии прямолинейны, а измеряемое давление не зависит от угла между направлением индукции поля и осью отборов давления.

Судя по результатам измерения давления на одиночном внезапном расширении можно было ожидать существование зависимости показаний от взаимной ориентации поля и отборов давлений. Отсутствие зависимости в этих сечениях является благоприятным фактором, и, по-видимому, объясняется зеркальной симметрией индуцированных токов вдоль канала.

На рис. 4.13 показаны графики изменения коэффициента сопротивления от числа Re при $Ha = 0$ для проточного тракта с $e/d = 1$. Видно, что с ростом отношения D/d при $Re = const$ коэффициент сопротивления уменьшается. Такое поведение λ объясняется тем, что за характерный размер при определении λ выбирался малый размер d . Если вычислять коэффициент сопротивления по

большому диаметру, то λ_0 с ростом D/d будет увеличиваться аналогично тому, как это имеет место при течении в шероховатых трубах.

Качественно картина поведения кривых одинакова для всех участков канала. При наложении магнитного поля (рис. 4.14) картина поведения λ резко меняется. В этом случае λ возрастает при фиксированных значениях e/d тем резче, чем больше D/d . Существенный рост λ с увеличением отношения D/d связан с размерами застойных зон в потоке. Чем больше эти зоны, тем меньше их электрическое сопротивление и, следовательно, больше плотность индуцированных в жидкости токов. Поскольку λ в данном случае включает все энергетические потери в потоке, увеличение джоулевой диссипации и приводит к значительному росту λ .

Из графиков рис. 4.14 следует, что до чисел $N = 1 \div 1,5$ для определения коэффициентов сопротивления можно в первом приближении также пользоваться зависимостью (4.7), где коэффициент K при $e/d = 1$ менялся в следующих пределах: $D/d = 1,8$; $K = 5,2$; $D/d = 2,1$; $K = 6,6$; $D/d = 2,4$; $K = 7,6$.

При $N > 1,5$ зависимость перестает быть линейной, а увеличение λ становится незначительным. Подобный ход кривых вызван, по-видимому, тем, что при больших полях жидкость стремится зайти в области расширений [74]. Тем самым уменьшается объем застойных зон и увеличивается размер транзитного течения. Кроме того, с увеличением

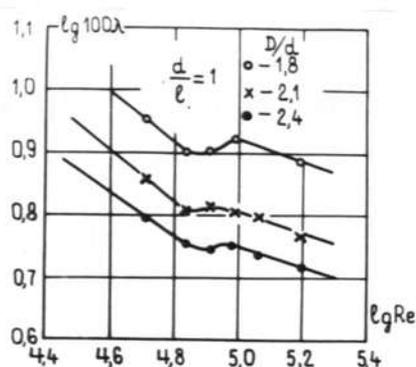


Рис.4.13. Зависимость $\lambda_0(Re)$ при различных значениях $\frac{D}{d}$

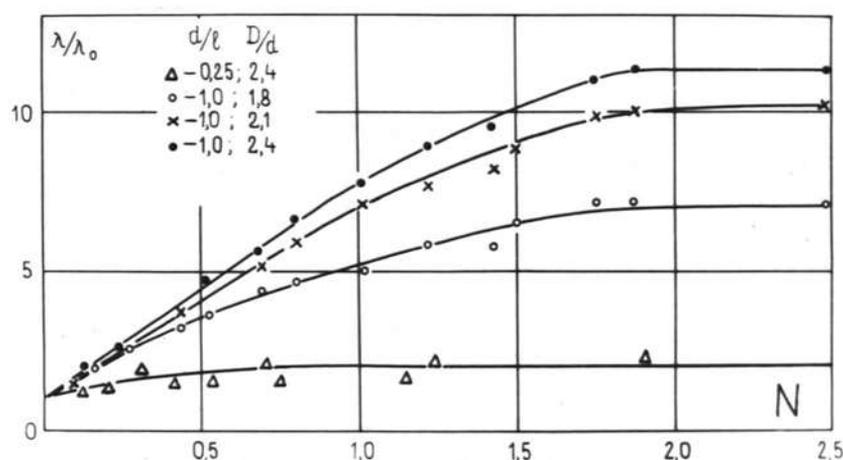


Рис.4.14. Изменение значений коэффициента сопротивления в магнитном поле. Точки \circ ; \times ; \bullet соответствуют $D/d = 1,8$; $2,1$; $2,4$ при $d/l = 1$; точки Δ соответствуют $D/d = 2,4$ при $d/l = 0,25$.

N токовый слой сужается, а сама величина j растёт незначительно.

При прочих равных условиях оба эти обстоятельства приводят к уменьшению прироста плотности индуцированных токов, и, следовательно, к относительному снижению вклада джоулевых потерь в величину λ .

Таким образом, проточные тракты с рядом последовательных расширений и сужений в виде кольцевых проточек, обладая значительным собственным сопротивлением при $B = 0$ и существенно увеличивающимся ζ в постоянном магнитном поле, могут быть использованы для целей регулирования расхода.

§ 4.4. Сопротивление диафрагм в магнитном поле

В предыдущем параграфе были приведены результаты исследований сопротивления внезапных расширений в магнитном поле. Эти результаты будут использованы в главе V при анализе работы местных сопротивлений в качестве регуляторов расхода. С этой же точки зрения представляет интерес и диафрагмы, так как они просты в изготовлении, а регулятор расхода, построенный на основе диафрагмы, более компактный по сравнению с другими.

Нами исследовался набор диафрагм с широким диапазоном изменения величины относительного проходного сечения [23]. Эксперимент проводился на натриевом контуре, рабочий участок которого представлял собой трубу диаметром $D = 34$ мм, в которую вваривались поочередно исследуе-

мые диафрагмы с различным диаметром проходного сечения d . Величина относительной площади проходного сечения диафрагмы $\omega = (D/d)^2$ в экспериментах принимала значения: 1,21; 1,41; 1,7; 2; 2,5; 3; 4; 5; 6. Толщина диафрагм равнялась 3 мм.

Эксперимент проводился при постоянной температуре натрия равной 330°C . Число Рейнольдса Re в опытах менялось от $6 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^5$, число Гартмана Ha от 0 до $4 \cdot 10^3$ (Re и Ha всюду вычислялись по размеру $D = 34$ мм).

Местное сопротивление диафрагмы без поля $\zeta_{ог}$, замеренное в эксперименте, не зависит от Re и с точностью до 8% совпадает с данными по сопротивлению для тонких диафрагм [48]

$$\zeta_{ог} = [0,5 + 1,25(1 - \omega^{-1})^{3/2} + (1 - \omega^{-1})^2] \omega^2 \quad (4.9)$$

Полное замеренное сопротивление трубы с диафрагмой в магнитном поле ζ_n можно условно разбить на сопротивление трубы в отсутствии поля $\zeta_{отр} = \frac{0,316}{Re^{0,25}}$, на добавку к сопротивлению участка круглой трубы $\zeta_{стр}$, заключенной между полюсами магнита в присутствии поля, на $\zeta_{ог}$ и на увеличение сопротивления диафрагмы в поле $\zeta_{вг}$

$$\zeta_n = \zeta_{отр} + \zeta_{стр} + \zeta_{ог} + \zeta_{вг} \quad (4.10)$$

Экспериментальные данные по измерению сопротивления тонких диафрагм в магнитном поле представлены на рис. 4.16-4.17

На рис. 4.15 представлены зависимости величины сопротивления участка круглой трубы, находящейся в магнитном поле, в зависимости от числа Re для различных чисел Ha

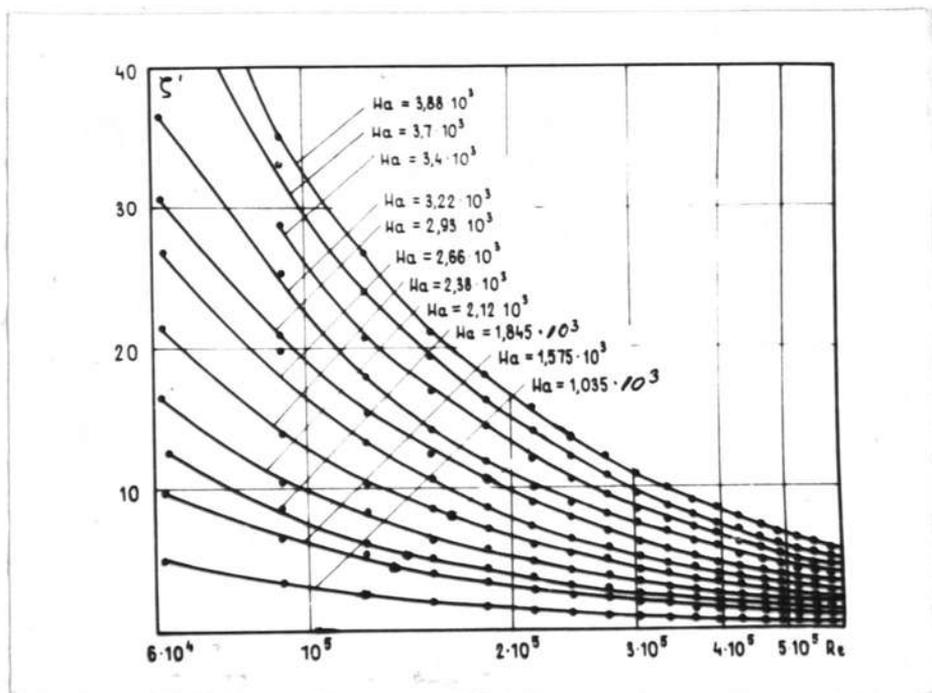


Рис.4.15. Сопротивление участка круглой трубы в зависимости от Re и Ha в поле, создаваемом магнитом с ограниченной длиной полюсных наконечников в экспериментах на натрии.

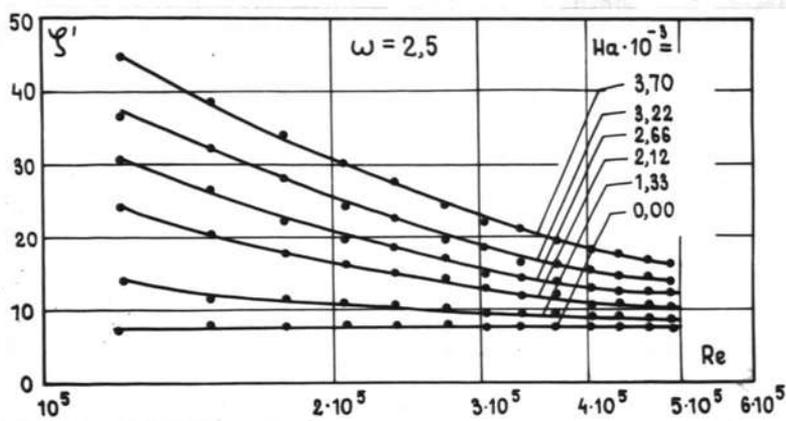
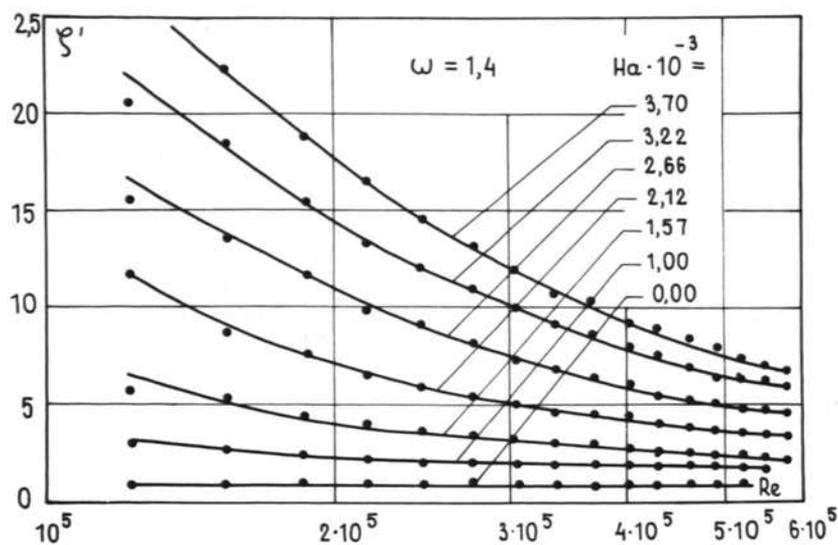


Рис.4.16. Сопротивление труб с диафрагмами в магнитном поле.

Гартмана, на рис. 4.16 представлены также зависимости для труб с диафрагмами с $\omega = 1,4$ и $\omega = 2,5$. Аналогичные зависимости получены для всех исследованных труб.

Удобнее оказалось представить результаты в зависимости от параметра МГД-взаимодействия.

На рис. 4.17 представлена зависимость $\zeta' = \zeta_n - \zeta_{отр}$ от параметра МГД-взаимодействия для всех исследованных диафрагм (в частности, и для трубы без диафрагмы $\omega = 1$). Во всех случаях ζ' линейно зависит от N , следовательно ζ' можно представить в виде:

$$\zeta' = \zeta_{ог} + (K_{тр} + K_g) N \quad (4.10')$$

Для участка круглой трубы заключенного между полюсами магнита, величина $K_{тр}$ оказалась равной 0,22. Величина же K_g зависит от ω .

На рис. 4.18 представлена зависимость K_g от ω . Интересно отметить, что кривая имеет резкий излом в точке $\omega = 2$. Обе ветви кривой можно аппроксимировать следующими зависимостями:

$$K_g = 0,15 \frac{\omega - 1}{\omega} \quad \text{для } \omega \leq 2 \quad (4.11)$$

$$K_g = (0,5 - 0,7\omega^{-1}) \frac{\omega - 1}{\omega} \quad \text{для } \omega \geq 2 \quad (4.12)$$

Таким образом из (4.9), (4.11) и (4.12) может быть найдено K_g и ζ' для любого ω .

Кроме вышеупомянутых тонких диафрагм были исследованы также три утолщенные диафрагмы (толщиной 17 мм) с $\omega = 1,4$; 2; 4. Сопротивление утолщенных диафрагм в отсутствии поля оказалось меньше, чем $\zeta_{ог}$ для тонких с

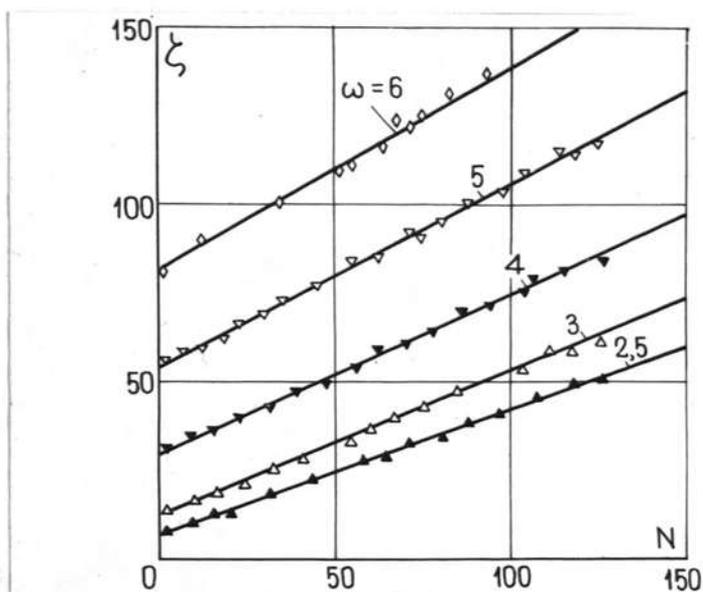
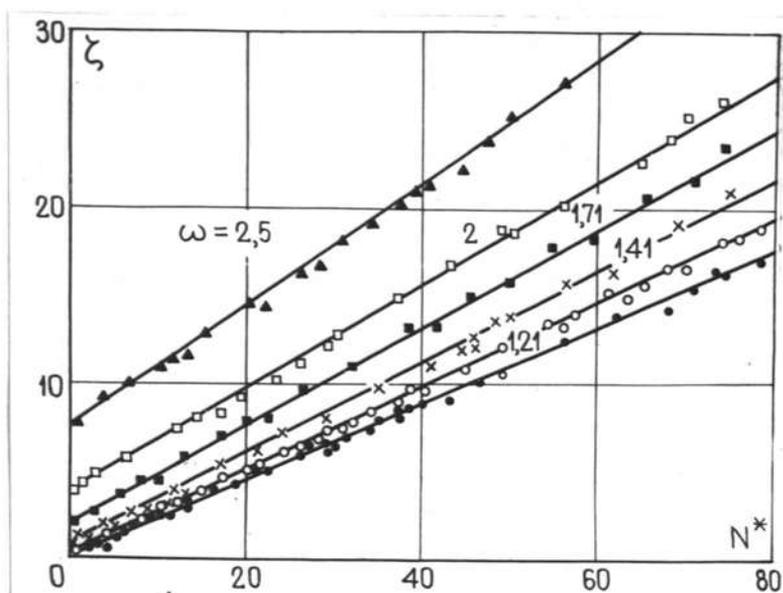


Рис.4./7. Зависимость сопротивления труб с диафрагмами в зависимости от параметра МГД-взаимодействия.

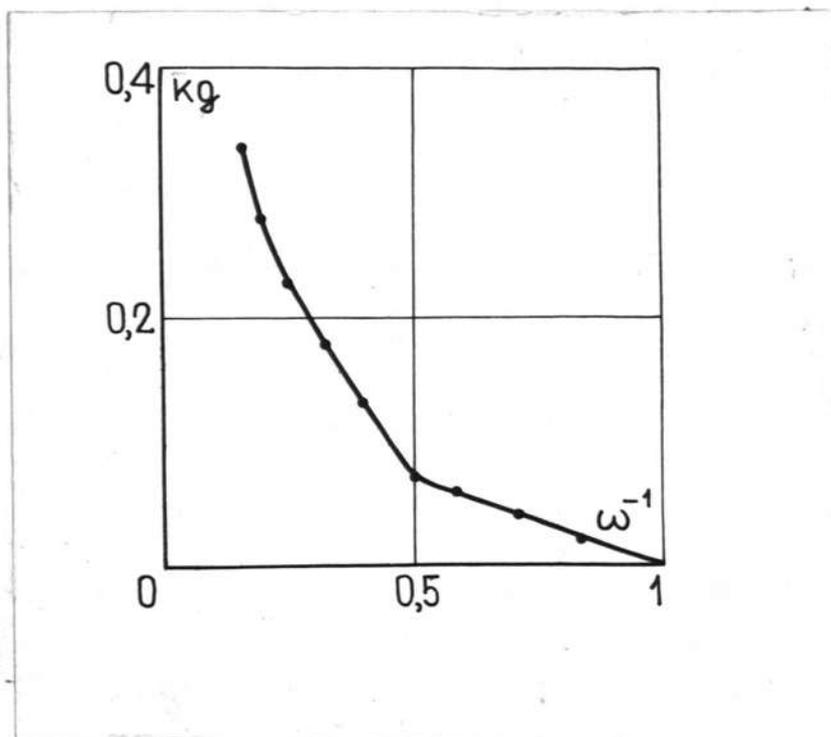


Рис.4.18. Зависимость K_g от ω для тонких диафрагм.

тем же ω (за счет увеличения коэффициента заполнения для утолщенных диафрагм и, следовательно, уменьшения скорости в самом узком сечении, определяющей потери на удар после выхода [48]). Для исследованных утолщенных диафрагм с $\omega = 1,41; 2$ и 4 $\zeta_{ог}$ равно соответственно $0,5; 2,3; 16,8$; в то время как для тех же ω для тонких диафрагм $\zeta_{ог}$ равны соответственно $0,8; 3,8; 30$. Для утолщенных диафрагм величина K_g для $\omega = 1,41; 2$ и 4 равна соответственно $0,09; 0,2$ и $0,65$, т.е. выше, чем для тонких: $0,061; 0,075$ и $0,24$. Для определения зависимости K_g от ω для утолщенных диафрагм необходимо было иметь большее число значений ω , у нас оно принимает лишь три значения. Поэтому эти результаты следует оценивать лишь с точки зрения подтверждения с их помощью линейного характера зависимости коэффициента сопротивления от параметра МГД-взаимодействия. Основная же цель экспериментов с утолщенными диафрагмами состояла в оценке их работы в качестве измерителей расхода (§ 5.2).

Г Л А В А У

ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ
РАССМОТРЕННЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МГД-ТЕЧЕНИЙ
К НЕКОТОРЫМ ЗАДАЧАМ УПРАВЛЕНИЯ
ПОТОКАМИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА

§ 5.1. Регулирование расхода в гидравлических
системах постоянным магнитным полем

Существенное изменение под влиянием постоянного магнитного поля коэффициента сопротивления труб различной формы и поперечного сечения лежит в основе предложения об использовании этого явления для регулирования расхода потоков электропроводящих жидкостей. Как известно, расход жидкости Q является функцией сопротивления гидравлической системы:

$$Q = f(c \sum \xi_i)^{-1/2} \quad (5.1)$$

где c - константа, зависящая от геометрических размеров трубопровода, ξ_i - коэффициенты сопротивления отдельных участков гидравлической системы. Элементарный анализ выражения (5.1) показывает, что если собственное сопротивление регулируемого участка без магнитного поля много меньше общего сопротивления гидравлической системы, то даже значительный рост его сопротивления при наложении поля не

приведет к существенному изменению расхода в системе. Последнее означает, что для эффективности процесса регулируемый участок должен обладать как можно большим начальным сопротивлением, сравнимым с сопротивлением гидравлической системы в целом.

Из всех изученных в настоящее время форм проточных трактов со стенками из электроизоляционных материалов, обладающих достаточно высоким сопротивлением и технологичных с точки зрения изготовления в производственных условиях, наиболее перспективными представляются каналы с внезапным расширением или сужением и каналы с диафрагмами.

Во всех практически интересных случаях коэффициент сопротивления ζ линейно зависит от параметра МГД-взаимодействия и определяется зависимостью вида:

$$\zeta = \zeta_0 (1 + k N) \quad (5.2)$$

где k - зависит от формы проточного тракта и расположения его относительно полюсов магнита, а ζ_0 - коэффициент сопротивления рассматриваемого участка при $B = 0$.

С точки зрения регулирования расхода могут возникнуть две, вообще говоря не отличающиеся принципиально, задачи: 1) регулирования в гидравлической системе замкнутого типа, например, в контуре, по которому циркулирует жидкость, приводимая в движение насосом (эта задача имеет смысл лишь при возникновении трудностей регулирования расхода насосом) и 2) разомкнутой гидравлической системе.

Примером второй задачи служит процесс регулируемой разливки металла из достаточно большой емкости через более узкий проточный тракт, причем процесс может быть как непре-

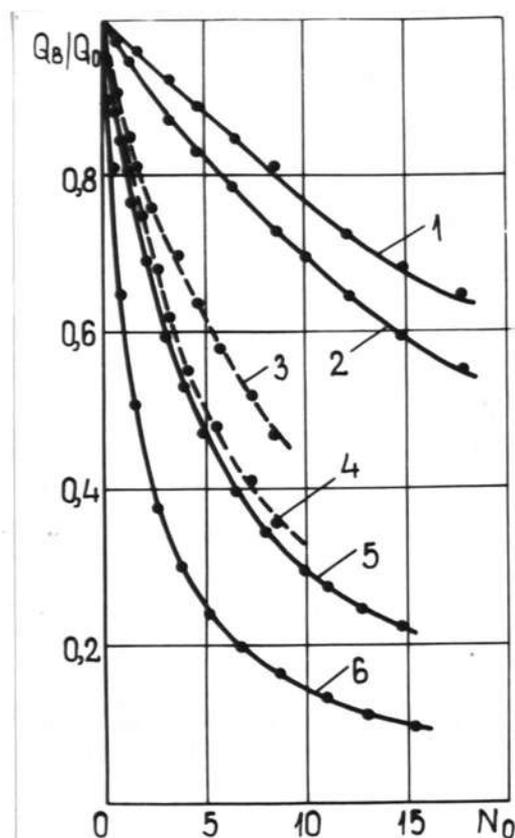


Рис.5.1. Изменение расхода в замкнутом контуре при регулировочном участке, выполненном в виде внезапного расширения или сужения. 1 и 2 - круглые расширения и сужения с отношением площадей $\omega = 2$; кривые 3; 4; 5; 6; - расширение в виде плоской щели с отношением площадей $\omega = 2$. Кривые 1; 3; 4; 5; соответствуют расположению полюсов магнита в основном на широкой части трубы, кривые 2 и 6 - на узкой части трубы. Кривые 1; 2; 5 и 6 сняты при начальном расходе $Q_0 = 0,513$ л/с, кривая 3 - при $Q_0 = 0,896$ л/с, кривая 4 - при $Q_0 = 0,77$ л/с.

рывным (при постоянном перепаде давления), так и дискретным, одноразовым с меняющимся уровнем в емкости.

В первом случае можно считать постоянной подводимую к насосу мощность. Эксперимент, проведенный на натриевом контуре именно при таких условиях, показал (рис. 5.1), что процесс регулирования расхода изменением индукции достаточно эффективен уже при весьма умеренных полях ($B = 0,8$ Т) и сравнительно малой магнитной системе (межполюсной объем $105 \times 60 \times 50$ мм³).

Как видно из графиков (кривая 6), наиболее глубокое регулирование обеспечивается внезапным расширением, если магнитное поле наложено на узкую часть трубы. (на рис. 5.1

Q_0 - расход в контуре при $B = 0$, Q_B - расход при $B \neq 0$, N_0 вычислено по начальной среднерасходной скорости без поля). Отметим, что при фиксированном начальном расходе (кривые 1, 2, 5 и 6), в зависимости от изменения под влиянием магнитного поля сопротивления контура, изменяется также и напор, развиваемый индукционным насосом, и нельзя построить единую регулировочную характеристику в координатах $Q_B/Q_0 - N_0$, справедливую для любых начальных расходов. (Это подтверждается ходом кривых 3, 4 и 5, снятых в одном и том же местном сопротивлении, при одном и том же расположении магнита, но при разных Q_0).

Г⁰. Регулирование расхода при постоянном перепаде давления. Совсем иначе обстоит дело, когда напор в гидравлической системе остается постоянным. Задача регулирования расхода сведется к подбору такой индукции магнитного поля,

чтобы при заданном перепаде давления обеспечить необходимое значение расхода. Проведем анализ изменения расхода в подобных гидравлических системах для построения регулировочной характеристики типа показанной на рис. 5.1.

В соответствии с выражением (5.1), изменение относительного расхода q при постоянном напоре в магнитном поле равно

$$q = Q_B / Q_0 = \left(\sum \zeta_{i0} / \sum \zeta_{iB} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

(индекса 0 и B относятся соответственно к течению при $B = 0$ и $B \neq 0$).

Представим сумму сопротивлений в виде двух членов: сопротивления регулируемого участка ζ_p и сопротивления ζ_H остальной части гидравлической системы, на которую поле не оказывает влияния, т.е.

$$\sum \zeta_{i0} = \zeta_{p0} + \zeta_H ; \quad \sum \zeta_{iB} = \zeta_{pB} + \zeta_H \quad (5.4)$$

Тогда с учетом (5.2) выражение (5.3) запишется следующим образом:

$$q = \left(\frac{\zeta_{p0} + \zeta_H}{\zeta_{p0}(1 + \kappa N) + \zeta_H} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

Заменяя в нем параметр N вычисленный по скорости в поле, параметром N_0 по соотношению $N = N_0 Q_0 / Q_B = N_0 / q$ получим квадратное уравнение относительно q

$$q^2 + N^* q - 1 = 0 \quad (5.6)$$

с коэффициентом

$$N^* = \frac{\kappa N_0 \zeta_{p0}}{\zeta_{p0} + \zeta_H} \quad (5.7)$$

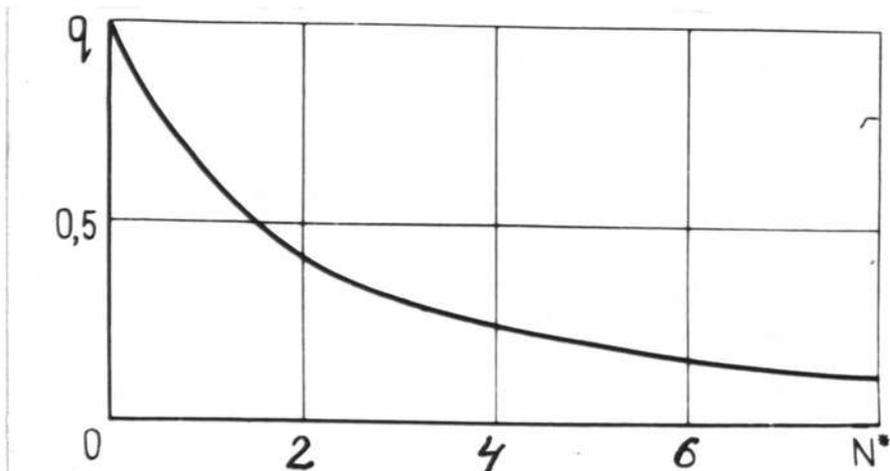


Рис.5.2. Регулировочная характеристика при $\Delta p = const$

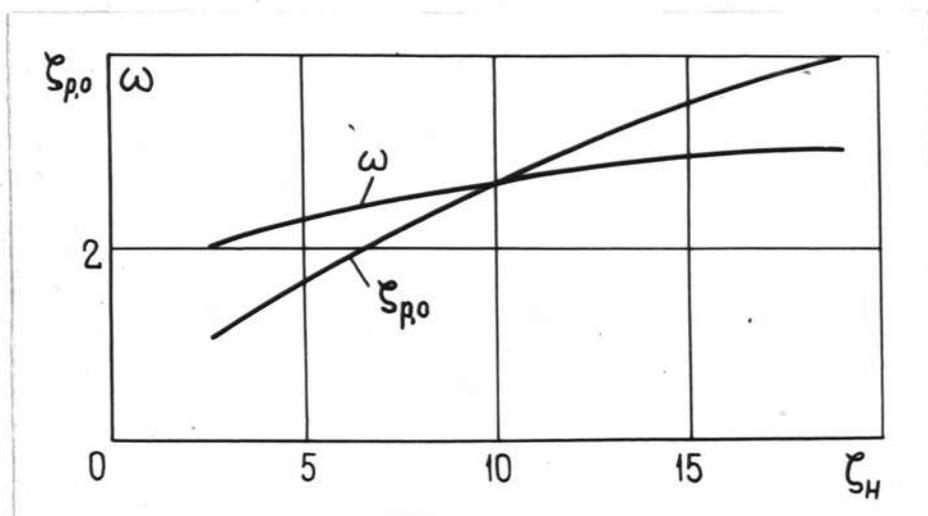


Рис.5.3. Зависимость оптимальных значений ω и ζ_{po} от сопротивления внешней гидравлической цепи для плоского внезапного расширения.

зависящим от типа регулируемого участка и места расположения магнита (через параметр K), от сопротивления регулируемого и нерегулируемого участков системы и параметра N_0

Зависимость положительного корня уравнения (5.6) от N^* и является регулировочной характеристикой системы (рис. 5.2). По графику можно сразу определить необходимую величину индукции магнитного поля для достижения требуемой глубины регулирования, поскольку из формулы (5.7) следует, что

$$B = \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{2 N^* (\zeta_H + \zeta_{p0}) Re_0 \zeta}{K \sigma \zeta_{p0}}} \quad (5.8)$$

Здесь ζ и σ - динамическая вязкость и электропроводность жидкости, Re_0 - число Рейнольдса, вычисленное по начальной скорости и размеру L потока в месте наложения поля.

Приведенные данные справедливы для гидравлических систем замкнутого типа. Однако регулировочная характеристика останется той же и для разомкнутых систем с постоянным давлением на входе. Тогда к знаменателю (5.7) лишь добавится единица, так что

$$N^* = \frac{K N_0 \zeta_{p0}}{\zeta_{p0} + \zeta_H + 1} \quad (5.9)$$

Из формул (5.7)-(5.9) видно, что чем больше K , ζ_{p0} и меньше ζ_H , тем большую глубину регулирования можно обеспечить при заданных параметрах магнитной системы. Однако при выборе ζ_{p0} и ζ_H необходимо руководствоваться не только этим. Как следует из анализа формулы для коэффициента сопротивления плоского внезапного

расширения [10]:

$$\zeta_B = \zeta_0 + 11,2 N \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2} \right) \quad (5.10)$$

с ростом отношения площадей широкой части трубы к узкой $\omega = \omega_2 / \omega_1$, что фактически соответствует росту ζ_{po} , относительный вклад поля в величину коэффициента сопротивления, а значит и глубина регулирования, уменьшается. Таким образом, при заданном ζ_H существует оптимальное

ζ_{po} , при котором глубина регулирования максимальна.

Покажем это на примере плоского внезапного расширения, для которого справедлива формула (5.10) и формула Борда $\zeta_{po} = (\omega - 1)^2$. Действительно, согласно (5.10)

$\kappa \zeta_{po} = 11,2 (1 - \omega^{-1})^2$ так, что (5.9) запишется в виде:

$$N^* = \frac{11,2 N_0 (\omega - 1)}{\omega [\zeta_H + 1 + (\omega - 1)^2]} = 11,2 N_0 f(\omega) \quad (5.11)$$

Максимум $f(\omega)$ при заданном ζ_H определяет наибольшую глубину регулирования (при заданном N_0). Он определяется корнем уравнения

$$2\omega^3 - 5\omega^2 + 4\omega - (\zeta_H + 2) \quad (5.12)$$

Из рис. 5.3, на котором приведена зависимость оптимального ω от ζ_H согласно (5.11) следует, что в широком диапазоне изменения ζ_H оптимальное ω меняется незначительно (при $2 < \zeta_H < 19$; $2 \leq \omega \leq 3$).

Следует отметить, что уравнение (5.12) справедливо лишь при $\omega \geq 2 + 2,5$. При меньших значениях ω как следует из [10] коэффициент κ в (5.9) уже не является постоянным, а зависит от ω , так что функция $f(\omega)$ будет иметь иной вид, чем в (5.11).

Если же ω или ζ_{po} являются заданными, то уменьшение ζ_n все равно остается желательным, так что сказанное выше должно быть скорректировано следующим образом: для эффективности процесса нерегулируемый участок должен обладать возможно меньшим сопротивлением в общем сопротивлении гидравлической системы, или, другими словами, чем ближе к единице выражение $\zeta_{po} / (\zeta_{po} + \zeta_n)$ за счет $\zeta_n \rightarrow 0$, тем сильнее влияние магнитного поля на расход жидкости. Для диафрагм на натрии нами были сняты регулировочные характеристики в широком диапазоне изменения расхода и индукции магнитного поля.

На рис. 5.4а для иллюстрации представлены результаты регулирования расхода для труб с различным ω для одного начального расхода ($Q_0 = 5,1$ л/с) в зависимости от числа Гартмана. Как видно из рисунка, процесс регулирования достаточно эффективен, однако в этом случае не получается единой регулировочной кривой и пользоваться данными из одного графика неудобно. Аналогично тому, как это было сделано выше для внезапных расширений, удалось получить единую регулировочную кривую для всех ω при любых $\Delta p = const$. В этом случае экспериментальные точки ложатся на кривую, определяемую положительным корнем уравнения $q^2 + N^*q - 1 = 0$ (рис. 5.4б), где параметр N^* для замкнутой гидравлической системы представляется в виде:

$$N^* = \frac{(K_{TP} + K_g) N_0}{\zeta_{отр} + \zeta_{ог}} = f(\omega) N_0 \quad (5.13)$$

По известным зависимостям $\zeta_{ог}$ и K_g от ω из (4.9), (4.11) и (4.12) и (5.13) для любого заданного ω

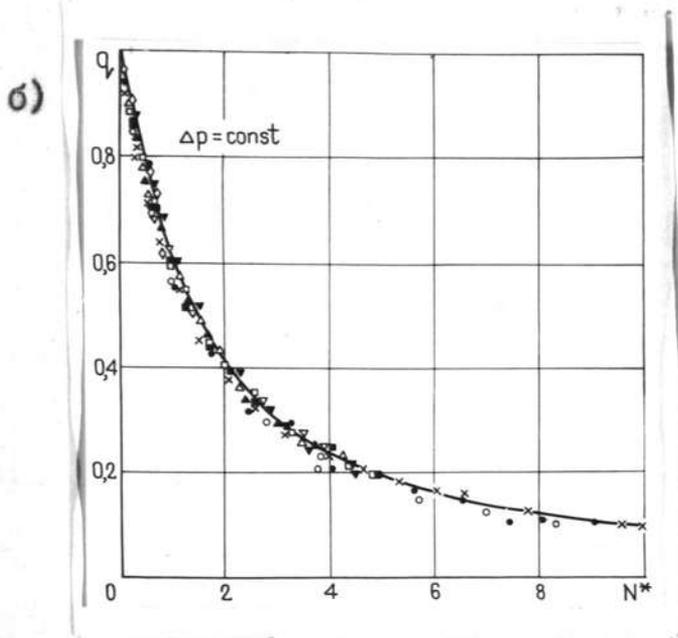
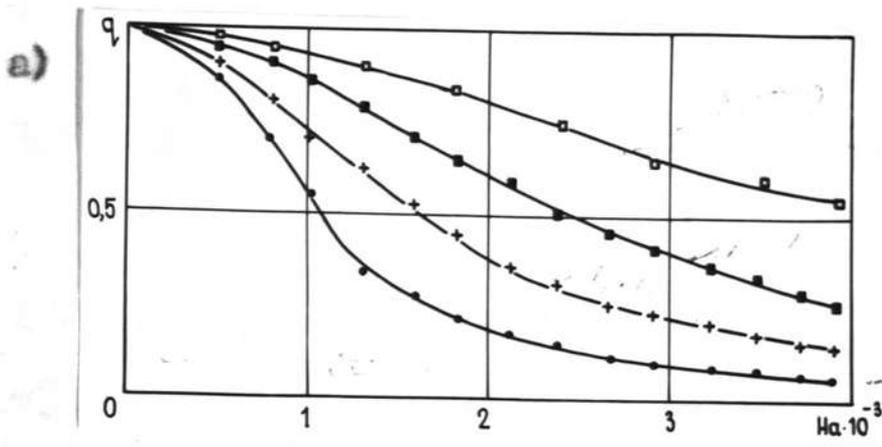


Рис.5.4. Регулировочные характеристики для труб с диафрагмами в магнитном поле. ● - $\omega = 1$, ○ - $\omega = 1,21$, × - $\omega = 1,41$, ■ - $\omega = 1,7$, □ - $\omega = 2$, △ - $\omega = 3$, ▼ - $\omega = 4$, ▽ - $\omega = 5$, ◇ - $\omega = 6$.

может быть найден параметр N^k , из которого затем можно найти величину индукции поля, необходимого для достижения нужной глубины регулирования. Следует отметить, что в данном случае $f(\omega)$ не имеет максимума по ω (как это имело место для плоских внезапных расширений), а монотонно убывает с увеличением ω . Это связано с тем, что для диафрагм коэффициент K_g на порядок меньше, чем коэффициент при N для плоских внезапных расширений.

Аналогичные простые регулировочные характеристики могут быть построены для любых местных сопротивлений, для которых $\zeta_B = \zeta_0 + kN$ и величина ζ_0 и коэффициент k заранее определены.

2°. Регулирование расхода в наклонном магнитном поле. Весьма эффективным способом регулирования расхода проводящих жидкостей может быть регулирование расхода в прямоугольном канале с двумя проводящими стенками в наклонном магнитном поле.

В этом случае коэффициент сопротивления для двух предельных направлений вектора индукции магнитного поля (параллельно и перпендикулярно проводящим вставкам) может отличаться на порядок и выше.

Преимуществом этого способа регулирования (на этот способ нами получено авторское свидетельство [27]) является то, что в данном случае может быть использован и постоянный магнит.

Проанализируем подробнее регулирование расхода в наклонном магнитном поле. Для случая незамкнутых проводящих стенок рассмотрим два случая регулирования расхода

при $\Delta p = \text{const}$;

- 1) поле постоянно и меняется лишь угол α и
- 2) меняется поле при постоянном α .

Как отмечалось выше, для достижения эффективного регулирования необходимо, чтобы начальное сопротивление регулируемого участка было сравнимым или больше сопротивления нерегулируемого участка ζ_n для замкнутой гидравлической системы и $\zeta_n + 1$ - для разомкнутой гидравлической системы. Отсюда следует, что необходимо выбирать по возможности более длинный рабочий участок регулятора расхода. Обозначим отношение длины рабочего участка к его характерному размеру через $m = L/d$, тогда $\zeta = m \lambda$.

Для анализа первого случая воспользуемся выражениями (4.1) и (4.2) для зависимости коэффициента сопротивления квадратного канала от угла наклона магнитного поля при больших Na (порядка 100 и выше):

$$\lambda(\alpha) = \frac{2Na^{3/2}}{Re} \left[\frac{1}{0,3 + Na^{-1/2}} \right] \cdot \cos^2 \alpha = \frac{f(Na)}{Re} \cdot \cos^2 \alpha \quad (5.14)$$

$$\lambda(\alpha) = \frac{2Na}{Re} \left[1 - \frac{0,956}{Na^{1/2}} \right]^{-1} \cdot (1 - \cos \alpha)^{-1} = \frac{f(Na)}{Re} (1 - \cos \alpha)^{-1} \quad (5.15)$$

Пусть для определенности $\zeta_{n+1} = m \zeta(90)$, тогда, используя (5.3), получаем уравнение регулировочной характеристики при изменении угла α от 90° до 0 :

$$q^2 + \frac{f_\alpha(Na)}{m \cdot f_{90}(Na)} q - \left(\frac{1+m}{m} \right) = 0 \quad (5.16)$$

где

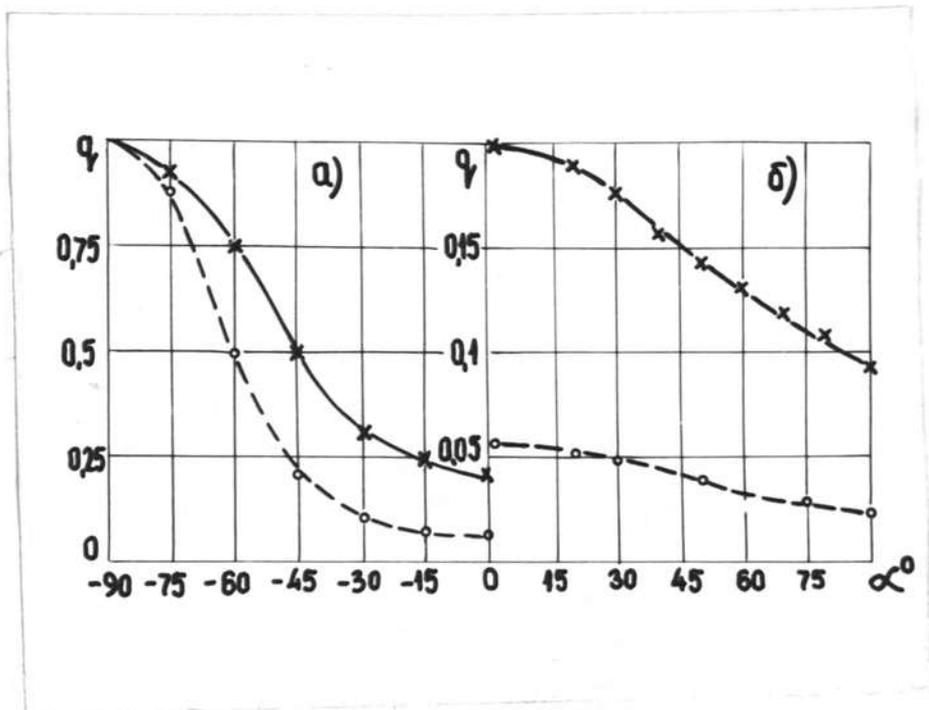


Рис.5.5. Регулирование расхода в гидравлической системе с помощью наклонного магнитного поля.

o - $\kappa = 0$; x - $\kappa = 1$.

$$f_{90} = Ha \left[1 - \frac{0,956}{Ha^{2/2}} \right]^{-2}$$

$$f_{\alpha}(Ha) = Ha \left[1 - \frac{0,956}{Ha^{2/2}} \right]^{-2} \cdot (1 - \cos \alpha)^{-2} \quad 45^{\circ} \leq \alpha \leq 90^{\circ}$$

$$f_{\alpha}(Ha) = \frac{Ha^{3/2}}{0,3 + Ha^{-2/2}} \cdot \cos^2 \alpha \quad 0 \leq \alpha \leq 45^{\circ}$$

Для случая $n \rightarrow 0$ (когда в замкнутой гидравлической системе ζ_n меньше начального регулируемого сопротивления) q приобретает простой вид:

$$q = \frac{f_{90}(Ha)}{f_{\alpha}(Ha)}$$

На рис. 5.5а показан вид регулировочных кривых для случая $n = 0$ и I для $Ha = 75$. С увеличением числа Ha максимальная глубина регулирования при изменении угла α от 0 до 90° равняется $q_m = 1 / \sqrt{Ha}$.

Однако возможности увеличения глубины регулирования при фиксированной величине индукции поля этим еще не исчерпываются. Как следует из результатов работы Олти [86], если в момент, когда угол α достиг значения 0° , замкнуть электропроводные стенки трубы накоротко, то при дальнейшем повороте магнитной системы (независимо от направления вращения) сопротивление струбы продолжает увеличиваться. Следовательно q может быть уменьшено еще в несколько раз. Вид регулировочных характеристик на этом этапе регулирования показан на рис. 5.5б.

Рассмотрим теперь второй случай, когда меняется величина магнитного поля при фиксированном угле α . Для этого воспользуемся выражениями (4.3) и (4.4) для коэффициента сопротивления:

$$\lambda(\alpha) / \lambda_0 = f(\alpha) (1 + 2N) \quad (5.17)$$

где

$$f(\alpha) = 33 / \text{ch } 2\alpha \quad 0 \leq \alpha \leq 45^\circ$$

$$f(\alpha) = 133 (1 - \text{th } 2\alpha) \quad 45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$$

Тогда для глубины регулирования можно получить следующее уравнение:

$$q^2 + \frac{2f(\alpha)N_0}{f(\alpha)+k} q - \frac{1+k}{f(\alpha)+k} = 0 \quad (5.18)$$

При $k = 0$ получаем простую зависимость

$$q^2 + 2N_0 q - \frac{1}{f(\alpha)} = 0 \quad (5.19)$$

где N_0 вычислено по начальному расходу.

Глубина регулирования из (5.19) определяется как

$$q = -N_0 + \sqrt{N_0^2 + \frac{1}{f(\alpha)}} \quad (5.20)$$

Из (5.18) при заданном $f(\alpha)$ и известном k легко может быть определена глубина регулирования в зависимости от величины приложенного магнитного поля.

Таким образом анализ показывает, что процесс регулирования расхода путем изменения ориентации магнитного поля является достаточно простым и эффективным. Однако при практической реализации этого способа возникают различного рода технологические проблемы. К ним относятся проблема изготовления проточного тракта со стенками различной электропроводности, проблема стойкости материала стенки в агрессивном расплаве металла, обеспечение надежности контакта между расплавом и стенкой и т.п.

3°. Поддержание постоянного расхода при изменении напора металла. Кроме регулирования расхода при $\Delta p = \text{const}$

для практики важна задача поддержания постоянного расхода Q при уменьшающемся напоре (по мере истечения металла из емкости).

В этом случае на практике задача может быть решена следующим образом. На дроссель с известным местным сопротивлением накладывается такое магнитное поле, чтобы обеспечить нужный для разливки металла расход. По мере истечения металла нужно уменьшать величину индукции приложенного магнитного поля, чтобы уменьшить сопротивление дросселя и сохранить начальный расход при меньшем уровне металла в емкости. Элементарный анализ показывает, что для поддержания постоянного расхода поле должно уменьшаться по закону

$$H_a(t) = \sqrt{H_{a0}^2 - \frac{[\zeta_n + \zeta_{p0} (1 + K \frac{H_{a0}^2}{Re})] Q Re t}{\zeta_{p0} \cdot K \cdot S \delta \cdot H_0}} \quad (5.21)$$

где H_0 - высота металла (напор металла) при $t = 0$;

ζ_n - нерегулируемое сопротивление; ζ_{p0} - регулируемое сопротивление в отсутствии поля; K - коэффициент при параметра МГД-взаимодействия в выражении регулируемого сопротивления в поле; $S \delta$ - площадь поверхности емкости, из которой вытекает металл. Как показывает анализ выражения (5.21), при условии, что $\zeta_n \ll \zeta_{p0}$ и $K \cdot \frac{H_{a0}^2}{Re} \gg 1$ (5.22) получается простой закон изменения индукции магнитного поля:

$$B(t) = B_0 \sqrt{1 - \frac{Q}{S \delta \cdot H_0} t} \quad (5.23)$$

Кроме того, на практике $Q \ll S \delta \cdot H_0$ (расход много меньше объема емкости, ибо истечение происходит в течении вре-

мени порядка минут) и подкоренное выражение можно разложить в ряд и получить простое выражение для закона изменения индукции магнитного поля:

$$B(t) = B_0 \left(1 - \frac{Q}{2S\delta \cdot H_0} \cdot t\right) \quad (5.24)$$

т.е. при соблюдении условий (5.22) поле должно уменьшаться по линейному закону, что может быть легко осуществлено на практике.

4°. Регулирование расхода при сохранении потребляемой мощности насоса. На практике также может возникнуть задача регулирования расхода в замкнутой системе при постоянной мощности, подводимой к насосу (в случае, если возникают трудности регулирования расхода самим насосом).

При регулировании расхода в гидравлической системе замкнутого типа, в которой циркуляция металла осуществляется насосом (механическим, электромагнитным), важнейшее значение приобретает $P-Q$ характеристика насоса. В зависимости от вида $P-Q$ характеристики, которая, в свою очередь, зависит от типа насоса, процесс регулирования может определяться не одним параметром, как это имело место в случае $\Delta p = const$, а двумя и большим числом параметров.

Пусть, например, насос имеет линейную $P-Q$ характеристику (к этому типу относится, например, идеальный кондукционный насос):

$$P = P^* \left(1 - Q/Q^*\right),$$

где P^* и Q^* - максимальные значения развиваемых дав-

ления и расхода соответственно. Тогда, начальный Q_0 и текущий Q расход связаны соответственно с начальным P_0 и текущим давлением P соотношениями:

$$P_0 = P^* (1 - Q_0/Q^*), \quad P = P^* (1 - Q/Q^*) \quad (5.25)$$

С другой стороны, эти же величины связаны посредством коэффициента сопротивления гидравлической системы

$$P_0 = c(\zeta_n + \zeta_{po}) Q_0^2, \quad P = c[\zeta_n + \zeta_{po}(1 + N_0 \frac{Q_0}{Q})] Q^2 \quad (5.26)$$

здесь c - некоторый коэффициент пропорциональности.

Исключая из (5.25), (5.26) давления, получаем

$$Q^2 + \left(\frac{K \zeta_{po} N_0}{\zeta_n + \zeta_{po}} + \frac{Q_0}{Q^* - Q_0} \right) Q - \frac{Q^*}{Q^* - Q_0} = 0 \quad (5.27)$$

откуда следует, что при заданной потребляемой мощности насоса (чем определяется Q^*) глубина регулирования зависит не только от параметра $N^* = \frac{K \zeta_{po} N_0}{\zeta_n + \zeta_{po}}$, но и от начального расхода (или параметра $q^* = Q_0/Q^*$).

Величина же параметра q^* определяется типом проточного тракта дросселя: чем больше q^* , тем меньше начальное сопротивление дросселя (для диафрагм это означает, что чем больше q^* , тем меньше ω отличается от единицы).

Параметр N^* включает в себя параметр q^* . Для исключения последнего представим $\zeta_n + \zeta_{po}$, согласно (5.25) и (5.26) в виде

$$\zeta_n + \zeta_{po} = \frac{P^* (Q^* - Q_0)}{c Q^*}$$

Кроме того, $N_0 = Ka^2/Re_0 = Ka^2/a Q_0$ (a - коэффициент про-

порциональности с размерностью $[\nu]$). Тогда (5.27)
можно записать в виде

$$q^2 + Ha^{*2} \cdot \frac{q^{\alpha}}{1-q^{\alpha}} \cdot q - \frac{1}{1-q^{\alpha}} = 0 \quad (5.28)$$

где

$$Ha^{*2} = \frac{c k \zeta_{p0} Ha^2 Q^{\alpha}}{a \cdot p^{\alpha}} + 1$$

- приведенное число Гартмана.

Из выражения для Ha^* следует, что при заданной мощности насоса (т.е. заданном Q^{α}/P^{α}) и индукции магнитного поля величина Ha^* растет с ростом $k \zeta_{p0}$, т.е. растет глубина регулирования. Для диафрагм это означает, что глубина регулирования растет с ростом ω . Однако, с другой стороны, q^{α} при этом уменьшается, что ведет, как нетрудно проверить, к уменьшению глубины регулирования, так что может оказаться, что оба фактора компенсируют друг друга и диафрагмы с различными ω обеспечат одну и ту же глубину регулирования. Не вдаваясь в более подробный анализ формул (5.27) и (5.28) в виду частного характера обсуждаемого здесь случая, укажем лишь, что результаты эксперимента подтверждают указанную выше возможность (рис. 5.6). В опытном контуре применялся индукционный насос с разделенным магнитопроводом, $P-Q$ характеристика которого близка в линейной [53]

Остановимся еще на случае квадратичной $P-Q$ характеристики насоса. Тогда вместо (5.25) будем иметь

$$P_0 = P^{\alpha} \left[1 - \left(\frac{Q_0}{Q^{\alpha}} \right)^2 \right]; \quad P = P^{\alpha} \left[1 - \left(\frac{Q}{Q^{\alpha}} \right)^2 \right] \quad (5.29)$$

Решая совместно (5.29) и (5.26), получаем уравнение для q в виде:

$$q^2 + \frac{\kappa \zeta_{p0} N_0}{\zeta_n + \zeta_{p0}} \cdot \frac{Q^{*2} - Q_0^2}{Q^{*2}} \cdot q - 1 = 0$$

Таким образом, при квадратичной p - Q характеристике насоса глубина регулирования определяется лишь одним параметром

$$\frac{\kappa \zeta_{p0} N_0}{\zeta_n + \zeta_{p0}} \cdot \frac{Q^{*2} - Q_0^2}{Q^{*2}} = \frac{\kappa \zeta_{p0} \kappa a^2}{a} \cdot \frac{Q_0}{p^*}$$

Как следует из вида этого параметра, при заданном режиме работы насоса и выбранной величине индукции магнитного поля, глубина регулирования будет определяться двумя противоборствующими факторами: большим Q_0 соответствуют меньшие значения $\kappa \zeta_{p0}$ (и наоборот), так что величина параметра (a , значит, и глубина регулирования) определяется относительной скоростью изменения Q_0 и $\kappa \zeta_{p0}$

5°. Воздействие магнитного поля на нестационарные процессы в гидравлической системе. Кроме исследования процессов регулирования расхода жидких металлов при $\Delta p = \text{const}$ и $W = \text{const}$ для практики очень важным является воздействие магнитного поля на нестационарные процессы (при внезапном включении насоса или отключении его). Этот вопрос имеет огромное значение для техники реакторов на быстрых нейтронах, где охладителем является жидкий металл. При возникновении аварийных ситуаций, кратковременном отключении системы электроснабжения из-за нарушения теплообмена могут возникнуть кроме гидравлических ударов термические перегрузки (тепловые удары [4]). Наиболее

опасным режимом работы реактора в отношении теплового удара является срабатывание быстрой аварийной защиты (БАЗ). При этом температура теплоносителя на выходе из активной зоны реактора со временем уменьшается по экспоненциальному закону. При этом тепловому удару подвергается корпус реактора, выходные патрубки, трубопроводы, элементы промежуточного теплообменника. На практике, однако, в большинстве реакторов закон изменения температуры теплоносителя во времени в значительной мере смягчается сместительными камерами, куда теплоноситель попадает из активной зоны. Наиболее целесообразным средством уменьшения термических напряжений является снижение скорости падения температуры. Скорость падения температуры на выходе из реактора тем выше, чем больше расход теплоносителя через него. Поэтому для уменьшения термических напряжений в элементах реактора вводят блокировку, посредством которой насосы первого контура отключаются или переводятся на пониженные обороты по сигналу БАЗ. В свою очередь, когда останавливается насос первого контура, а насос второго контура нормально работает, то температура натрия второго контура тоже падает резко, вызывая тепловой удар в омываемых им элементах теплообменника, которые можно уменьшить, останавливая насосы второго контура. Однако, в то же время нельзя мгновенно останавливать расход в обоих контурах из-за опасности возникновения гидравлических ударов. В связи со всем вышесказанным возникает необходимость регулировать время переходных процессов в натриевых контурах при срабатывании аварийной защиты. Эффектив-

ным способом воздействия на переходные процессы может оказаться наложение магнитного поля на отдельные участки контура, которые изменяя сопротивление контура, могут менять время переходных процессов.

Поэтому нами был проведен качественный эксперимент по воздействию поля на переходные процессы в гидравлической системе. Эксперимент производился на натрии для трубы с набором последовательно расположенных диафрагм с одним и тем же $\omega = 2$, для которой и $\zeta_{op} = 20$ и $K_d = 4$. Как показал эксперимент, величина поля существенно влияет на время выхода расхода на заданный стационарный уровень. С увеличением поля от $B = 0$ до $B = 0,5$ Т ($H_a = 2,25 \cdot 10^3$) для $Re_0 = 0,75 \cdot 10^5$ время торможения уменьшается на порядок от 5 с до 0,5 с, аналогично время выхода на стационар также уменьшается примерно на порядок от 3 с до 0,2 с.

6°. Некоторые оценки эффективности регулирования расхода для реальных жидкометаллических установок. По совокупности изложенных выше результатов можно предложить следующую методику расчета МГД-дросселя. Пусть для определенности рассматривается задача регулирования расхода в процессе разлива цветных металлов из промежуточной емкости в кристаллизатор, а регулятором расхода является дроссель, работающий на принципе изменения индукции постоянного магнитного поля. Для цветных металлов (медь, алюминий) характерный диаметр трубопровода, через который происходит истечение металла из промежуточной емкос-

кости в кристаллизатор, варьируется в пределах 15 ± 20 мм, характерный расход - в пределах 300 ± 600 см³/с, а характерный напор, определяемый уровнем металла в промежуточной емкости, составляет приблизительно 1 м столба металла.

Положим $d = 20$ мм, $Q_n = 300$ см³/с, $h = 1$ м ст. жидкости.

Усложним задачу, потребовав, чтобы МГД-дроссель регулировал расход не только в сторону его уменьшения, но и в сторону увеличения расхода. В таком случае к регулируемому участку проточного тракта должно быть приложено начальное магнитное поле B_n , обеспечивающее номинальное значение расхода Q_n . Тогда при уменьшении B ($B < B_n$) расход будет увеличиваться, а при $B > B_n$ - уменьшаться.

Напор в промежуточной емкости связан с номинальной скоростью истечения зависимостью

$$\Delta p = \rho g h = (\zeta_n + 1 + \zeta_{po} + k N_n^2) \frac{\rho V_n^2}{2} \quad (5.30)$$

где, как и ранее, ζ_n - нерегулируемое сопротивление проточного тракта, ζ_{po} - сопротивление в отсутствие магнитного поля регулятора, N_n - номинальное значение параметра МГД-взаимодействия, вычисленного по B_n и Q_n

При произвольных значениях B и Q

$$\Delta p = \rho g h = (\zeta_n + 1 + \zeta_{po} + k N_n^2) \cdot \frac{\rho V^2}{2},$$

или

$$\Delta p = (\zeta_n + 1 + \zeta_{po} + k N_n^2 \cdot \frac{1}{Q}) \cdot \frac{\rho V^2}{2} \quad (5.31)$$

если параметр N_2 вычислить по номинальному расходу, т.е. $N_1 = N \cdot \frac{1}{q}$, где $q = Q/Q_n$ определяет глубину регулирования.

При $\Delta p = \text{const}$ из (5.3) и (5.31) можно получить

$$q^2 = \frac{\zeta_{n+1} + \zeta_{p0} + kN_n}{\zeta_{n+1} + \zeta_{p0} + kN \cdot \frac{1}{q}}$$

или

$$q^2 + N^* q - (1 + N_n^*) = 0 \quad (5.32)$$

где

$$N^* = \frac{kN}{\zeta_{n+1} + \zeta_{p0}}; \quad N_n^* = \frac{kN_n}{\zeta_{n+1} + \zeta_{p0}} \quad (5.33)$$

Соотношения (5.31), (5.32) и (5.33) являются основными для расчета дросселя. К ним еще следует добавить необходимый диапазон регулирования расхода. Пусть максимальное значение расхода превышает на 15% номинальное значение, т.е. $q_{\text{max}} = 1,15$. Тогда, полагая в (5.32) $N^* = 0$, получаем

$$N_n^* = 0,34 \quad (5.34)$$

Теперь можно определить необходимую величину сопротивления проточного тракта для обеспечения номинального значения расхода. Из (5.33) и (5.34) имеем

$$kN_n = 0,34(\zeta_{n+1} + \zeta_{p0})$$

Подставляя это соотношение в (5.31), получаем

$$\zeta_{\kappa+1} + \zeta_{po} = \frac{2gk}{4,34V^2}$$

Для выбранных величин Q , d и k

$$V = \frac{4Q_{\kappa}}{\pi d^2} = 0,96 \text{ м/с}, \quad \zeta_{\kappa+1} + \zeta_{po} = 16,2$$

Предположим, что сопротивления нерегулируемой части проточного тракта ($\zeta_{\kappa+1}$) и регулируемой ζ_{po} примерно равны

$$\zeta_{\kappa+1} \approx \zeta_{po} = 8$$

(в конкретных устройствах величина ζ_{κ} известна, она определяется конструктивными особенностями устройства). По известному теперь $\zeta_{po} = 8$ можно в таком случае подобрать подходящий вид проточного тракта. Если выбор остановлен на диафрагме, то условию $\zeta_{po} = 8$ соответствует диафрагма с отношением площадей $\omega = 2,5$ (см. формулу (4.9)). При этом $\zeta_{po} = 8,3$ и $K = K_{\text{тр}} + K_g = 0,13 + 0,22 = 0,35$ (K_g определяется по графику (4.18)).

Зададимся теперь минимальным значением q , требуемым условиями регулирования. Пусть $q_{\text{min}} = 0,75$. Тогда из (5.32) получаем

$$N_{\text{max}}^* = \frac{1 + N_{\text{H}}^* - q_{\text{min}}^2}{q_{\text{min}}} = 1,03$$

Зная все величины, входящие в соотношение (5.32), нетрудно получить

$$N_{\text{H}} = \frac{(\zeta_{\kappa+1} + \zeta_{po}) N_{\text{H}}^*}{K} = 15,8; \quad N_{\text{max}} = \frac{(\zeta_{\kappa+1} + \zeta_{po}) N_{\text{max}}^*}{K} = 48$$

До сих пор физические свойства жидкого металла не фигурировали в расчете. На последнем этапе расчета становится необходимым их учесть.

Пусть жидким металлом является алюминий при $T = 730^\circ\text{C}$. Его параметры при этой температуре следующие: $\rho = 2360 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 98 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$, $\sigma = 4,7 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$,

Вычисляя последовательно $Re = \frac{Vd}{\nu}$, $Ha^2 = N \cdot Re$,

$Ha = Bd \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}$, получаем окончательно номинальное и максимальное значения индукции магнитного поля, обеспечивающее соответственно номинальное и минимальное значения расхода:

$$B_H = 0,62 \text{ Т}; \quad B_{max} = 1,06 \text{ Т}$$

При промежуточных значениях индукции магнитного поля величина q определяется положительным корнем квадратного уравнения (5.32).

Аналогичный расчет для черных металлов (сталь, чугун) при всех тех же условиях, при которых был произведен расчет для алюминия, дает значения B_H и B_{max} соответственно 2,5 Т и 4,25 Т, которые недостижимы с помощью обычных электромагнитов. Оценки показывают, что регулирование расхода цветных металлов (алюминий, медь) с помощью дросселей, построенных на основе внезапных расширений, диафрагм оказывается эффективным при реально достижимых полях порядка 1 Т. Для черных же металлов из-за их относительно низкой электропроводности регулирование расхода оказывается малоэффективным с помощью дросселей, построенных на основе круглых внезапных расширений и диафрагм, для эффективного регулирования черных

металлов следует применять проточные тракты с набором последовательно соединенных внезапных расширений или диафрагм, обладающих большим начальным сопротивлением, существенно увеличивающимся в магнитном поле.

Заметим, что создание электромагнита с максимальной индукцией $I T$ в зазоре несколько превышающем диаметр трубопровода d (например, вдвое), и длиной полюсов $\approx 3d$ (именно при такой длине полюсов получены значения K_T и K_g) не представляет технических трудностей.

Приведем еще оценку эффективности работы МГД-дросселя, выполненного на основе диафрагмы, в условиях первого контура реактора на быстрых нейтронах БН-350 [4].

Номинальный расход натрия при $T = 300^\circ\text{C}$ в каждой из шести петель первого контура поддерживается на уровне

$Q = 3200 \text{ м}^3/\text{ч} = 0,9 \text{ м}^3/\text{с}$. Диаметр трубопровода составляет $D = 0,5 \text{ м}$, т.е. среднерасходная скорость $V =$

$= Q/S = 4,5 \text{ м/с}$. Сопротивление контура в целом (без дросселей) составляет $\Delta P_n = 7,4 \cdot 10^5 \text{ кг/м.с}^2$, причем

основная доля сопротивления приходится на активную зону

$\Delta P_a = 6,7 \cdot 10^5 \text{ кг/м.с}^2$). Максимальный же развиваемый насосом перепад давлений $\Delta P_m = 12 \cdot 10^5 \text{ кг/м.с}^2$.

Исходя из этого, можно рассчитать полное сопротивление петли контура

$$\zeta_n = 2 \Delta P_n / \rho V^2 = 84$$

и сопротивление контура без активной зоны

$$\zeta_k = 2 (\Delta P_n - \Delta P_a) / \rho V^2 = 8$$

Таким образом, сопротивление трубопровода со вспомогательным оборудованием (теплообменник, фильтры и т.д.) составляет лишь десятую долю полного сопротивления. Поэтому установка диафрагмы не повлияет существенным образом на величину полного сопротивления петли. Пусть имеем диафрагму с $\omega = 2$ ($\zeta_{po} = 4,8$; $K = K_{тр} + K_g = 0,29$). Пусть также имеем магнитную систему, геометрически подобную использованной в эксперименте (§ 2.3), обеспечивающую индукцию поля $B = 0,5$ Т. Вычисляя $Re = \frac{VD}{\nu} = 6 \cdot 10^7$
 $Ha = BD \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} = 10^5$ и $No = Ha^2 / Re = 175$, находим

$$N^* = \frac{K No}{\zeta_n + \zeta_{po}} = \frac{0,29 \cdot 175}{84 + 4,8} = 0,6$$

По графику (рис. 5.2) или из уравнения (5.6) находим, что при $N^* = 0,6$ $\varrho = 0,75$, т.е. лишь одной диафрагмой и полем 0,5 Т можно снизить расход на 25% от номинального. Аналогичный расчет для индукции $B = 1$ Т дает $N^* = 2,4$ и $\varrho = 0,36$.

Как следует из расчета, МГД-дроссель с использованием постоянного магнитного поля является достаточно эффективным. Однако требуемые при этом поля оказываются очень велики, если учесть межполюсный зазор, в котором они должны быть получены (более 0,5 м). Другой путь увеличения эффективности — использование набора диафрагм. Так, если на той же длине полюсов установить 10 диафрагм с $\omega = 2$, то как показывает эксперимент, коэффициент K возрастает до значения $K = 4$, при этом $\zeta_{po} = 20$. Такой МГД-дроссель позволяет получить значение $N^* = 0,6$ уже при индукции поля $B = 0,15$ Т.

§ 5.2. Измерение расхода проводящей жидкости с помощью диафрагм в магнитном поле

Диафрагмы представляют интерес не только для целей регулирования расхода токопроводящих жидкостей в магнитном поле. Как известно, в обычной гидродинамике диафрагмы используются как измеритель расхода жидкости [103]. Тот факт, что сопротивление диафрагм существенным образом возрастает в магнитном поле (§ 4.4), наводит на мысль, что аналогично увеличению сопротивления тел при их МГД-обтекании, когда увеличивается давление в передней критической точке и понижается позади тела [74], при течении токопроводящей жидкости через диафрагмы в магнитном поле также должен существенным образом увеличиваться перепад давления между точками, расположенными по разные стороны диафрагмы.

Таким образом, естественно, возникает вопрос, нельзя ли повысить чувствительность диафрагмы как расходомера с помощью наложения магнитного поля. Этому исследованию посвящен данный параграф.

Нами была проведена серия экспериментов по определению увеличения перепада давления в магнитном поле при течении натрия через диафрагмы.

Эскиз экспериментальной диафрагмы приведен на рис. 5.7. Были исследованы тонкие диафрагмы (толщиной 3 мм) в широком диапазоне изменения ω , причем отборы давления производились по обе стороны от диафрагмы со стенки трубы в направлении поля и в направлении,

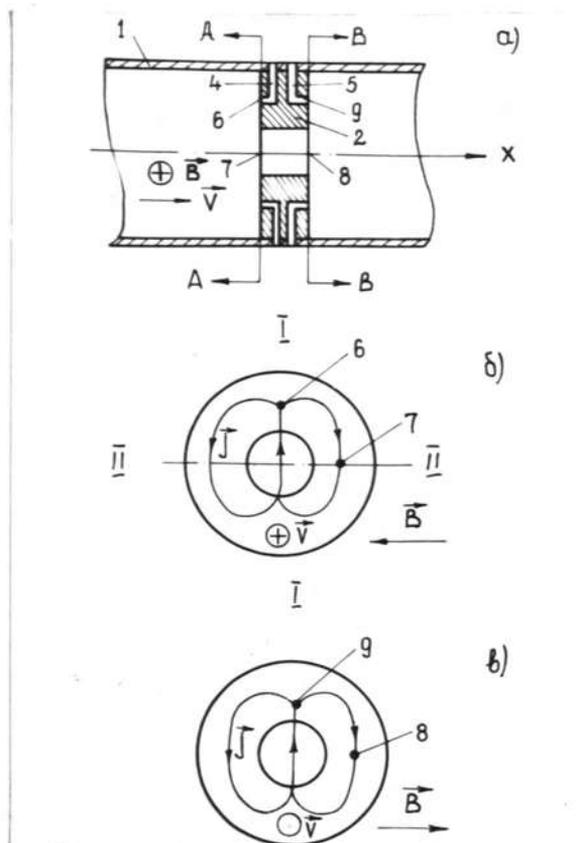


Рис.5.7. Схема экспериментальной диафрагмы.

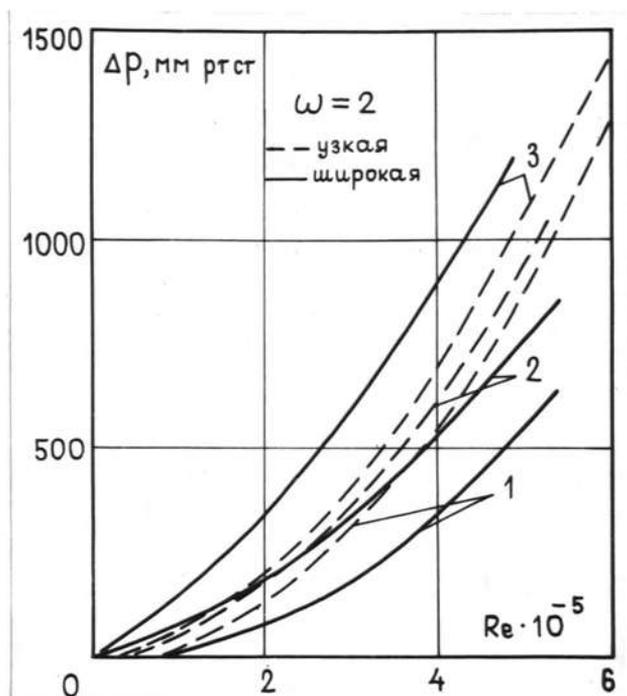


Рис.5.8. Перепады давления на диафрагмах в магнитном поле.

перпендикулярном полю. Кроме того, исследовались три утолщенные диафрагмы (толщиной 17 мм) с $\omega = 1,4; 2$ и 4 , для которых отборы давления производились с торцов диафрагмы в направлениях по полю и перпендикулярном полю. Причем отборы давления на торце располагались посередине между стенкой трубы и краем отверстия. Края отверстия диафрагм были прямоугольными, без фасок. В обычной гидродинамике, как показано в работе [103], не существенно, где устраивать отборы давления: на стенке трубы у диафрагмы или в самом теле диафрагмы на торцах. В магнитном же поле при резко-неоднородном течении из-за наличия индуцированных электрических токов (по аналогии с внезапным расширением) должна быть зависимость давления по периметру торца диафрагмы. Поэтому, очевидно, не безразлично при наличии магнитного поля, где устраивать отборы давления, на стенках трубы или на торцах самой диафрагмы.

Как показали эксперименты для тонких диафрагм, для которых отборы давления производились со стенок трубы, перепад давления слабо зависит от приложенного магнитного поля. На рис. 5.8 пунктирная кривая 1 соответствует перепаду давления при $Ha = 0$, кривые 2 и 3 - перепаду давления при $Ha = 3,22 \cdot 10^3$. Кривая 2 соответствует перепаду давления между отборами, расположенными в направлении, перпендикулярном полю, кривая 3 - перепаду между отбором, расположенным в направлении, перпендикулярном полю, со стороны набегающего потока и отбором, смещенным по периметру на 90° с другой стороны диафрагмы.

Сплошные линии на рис. 5.8 соответствуют тем же перепадам давления для утолщенной диафрагмы с тем же ω .

Как видно из рисунка, в этом случае перепад давления сильно возрастает при наложении магнитного поля. Следует отметить, что для утолщенной диафрагмы перепад давления в отсутствии поля (он не зависит от расположения отборов по периметру сечения) несколько меньше, чем для тонкой. Отсюда следует, что для увеличения чувствительности диафрагмы как расходомера, необходимо стараться по возможности делать ее тоньше. В наших экспериментах толщина 17 мм была выбрана потому, чтобы отводы давления можно было вывести через тело диафрагмы.

В эксперименте с утолщенными диафрагмами измерялись перепады давления в поле между различными парами отборов, между 6 и 9, 9 и 8, 6 и 7 (рис. 5.7).

На рис. 5.9а , 5.9б и 5.9в представлены результаты измерения давления между отборами 6 и 8 для трех различных значений $\omega = 1, 4; 2$ и 4 в зависимости от Re для различных Ha , перепад давления обезразмерен следующим образом:

$$\bar{p} = \frac{\Delta P}{\rho V^2 / 2} \quad (5.35)$$

В координатах $\bar{p} \cdot Re$ от Re перепады оказались линейно зависимыми от Re

$$\bar{p} \cdot Re = a + b \cdot Re \quad (5.36)$$

Прямые при разных Ha оказались параллельными между собой и параллельными линии, соответствующей $Ha = 0$. Причем величина отрезка, отсекаемого прямой на оси $\bar{p} \cdot Re$ оказалась пропорциональной Ha^2 и ω . На рис. 5.10 представлены зависимость a / ω от Ha^2 для всех исс-

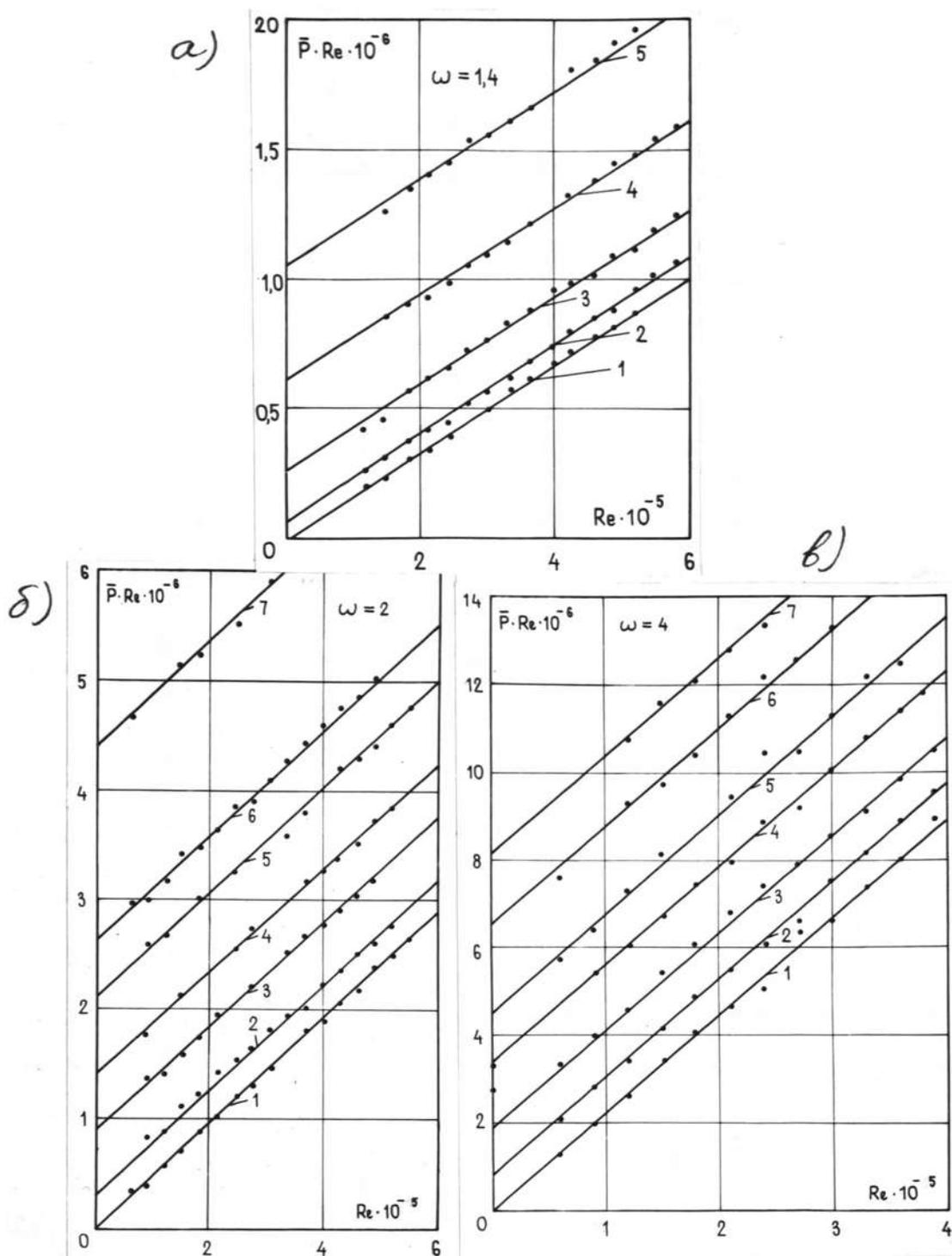


Рис. 5.9. Зависимость $\bar{P} \cdot \text{Re}$ от Re и Ha для разных ω .

7.7. Кривая 1 - $\text{Ha} = 0$; 2 - $\text{Ha} = 1,035 \cdot 10^3$; 3 -
 $\text{Ha} = 1,575 \cdot 10^3$; 4 - $\text{Ha} = 2,12 \cdot 10^3$; 5 -
 $\text{Ha} = 2,66 \cdot 10^3$; 6 - $\text{Ha} = 3,22 \cdot 10^3$; 7 -
 $\text{Ha} = 3,7 \cdot 10^3$;

ледованных ω и Ha . Таким образом:

$$a = 0,155 \omega Ha^2 \quad (5.37)$$

Коэффициент же b оказался зависящим от ω^2

$$b = 0,125 \omega^2 \quad (5.38)$$

В результате, перепад между отборами 6 и 8 обезразмеренный по (5.35) можно представить в виде

$$\bar{P}_{6-8} = 0,125 \omega^2 + 0,155 \omega \frac{Ha^2}{Re} \quad (5.39)$$

Однако перепад \bar{P}_{6-8} не есть самый максимальный, еще существует разность давлений между точками 6 и 7, причем давление в точке 7 выше, чем в точке 6.

Поясним это на схеме рис. 5.7. Вблизи торцевой плоскости $A-A$ (рис. 5.75) при указанных на рис. 5.7 направлениях скорости \vec{V} и индукции магнитного поля \vec{B} направление индуцированного тока \vec{j} соответствует направлению обозначенному линиями. При этом электромагнитная сила Лоренца $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$, как можно видеть из рис. 5.75 направлена в отрицательном направлении оси x в точках плоскости I-I, перпендикулярной вектору индукции магнитного поля \vec{B} , и совпадает с положительным направлением оси x в точках плоскости II-II, параллельной индукции поля \vec{B} . Таким образом, в точке 6 электромагнитная сила понижает давление относительно некоторого среднего по сечению давления, а в точке 7 повышает его. По тем же причинам в торцевой плоскости $B-B$ давление в точке 8, лежащей в плоскости, параллельной полю \vec{B} , ниже, чем в точке 9. Отсюда максимальный перепад давления

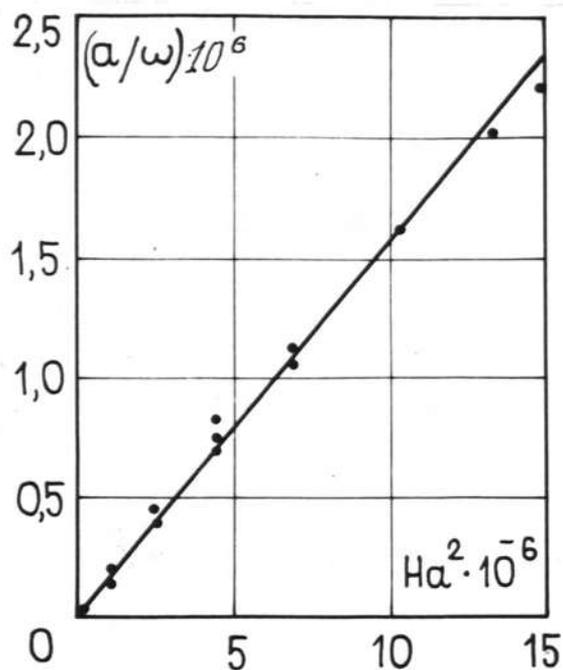


Рис.5.10. Зависимость коэффициента α от числа Гартмана для разных ω .

7 см.

7.8

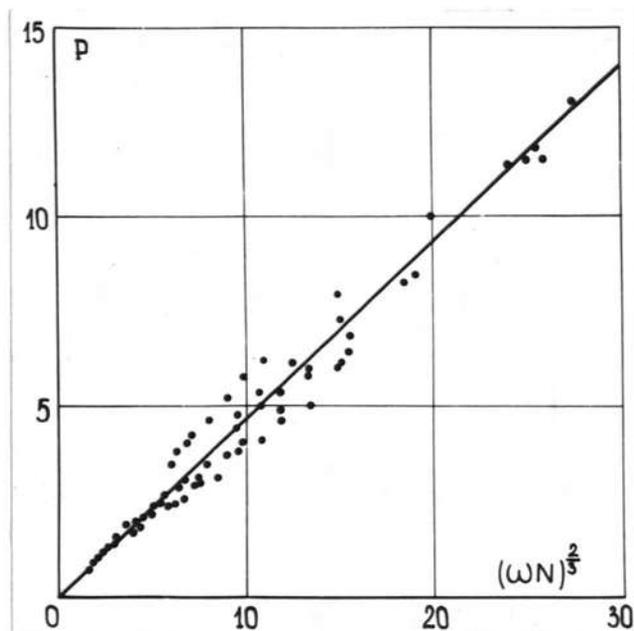


Рис.5.11. Зависимость $\overline{P_{6-7}}$ от параметра МГД-взаимодействия для разных ω .

будет иметь место между точками 7 и 8, лежащими в плоскости, параллельной полю \vec{B} .

На рис. 5.11 представлена зависимость $\bar{P}_{6-7} \cdot \bar{P}_{6-7}$ оказалось пропорциональным $(\omega N)^{2/3}$

$$\bar{P}_{6-7} = 0,45 \left(\omega \frac{\text{Ka}^2}{\text{Re}} \right)^{2/3} \quad (5.40)$$

В работе [74] приводятся экспериментальные результаты по измерению давления в передней критической точке при обтекании тел в поперечном магнитном поле, где показано, что давление увеличивается пропорционально $N^{2/3}$, т.е. в нашем случае (5.40) существует некоторая аналогия с увеличением давления в передней критической точке при МГД-обтекании тел.

Таким образом, максимальный перепад давления между отборами 7 и 8, лежащими в плоскости поля, определяется выражением:

$$\bar{P} = 0,125 \omega^2 + 0,155 \omega \frac{\text{Ka}^2}{\text{Re}} + 0,45 \left(\omega \frac{\text{Ka}^2}{\text{Re}} \right)^{2/3} \quad (5.41)$$

Как было сказано выше, отборы давления располагались посередине между стенками трубы и краем отверстия. Не выясненным остался вопрос: может быть существует некоторое другое оптимальное расположение отборов по радиусу торца, при котором перепад будет еще больше, Это требует проведения дополнительных исследований.

Таким образом, с помощью магнитного поля можно существенно увеличить чувствительность диафрагмы, не прибегая, как это делается в обычной гидродинамике, к неже-

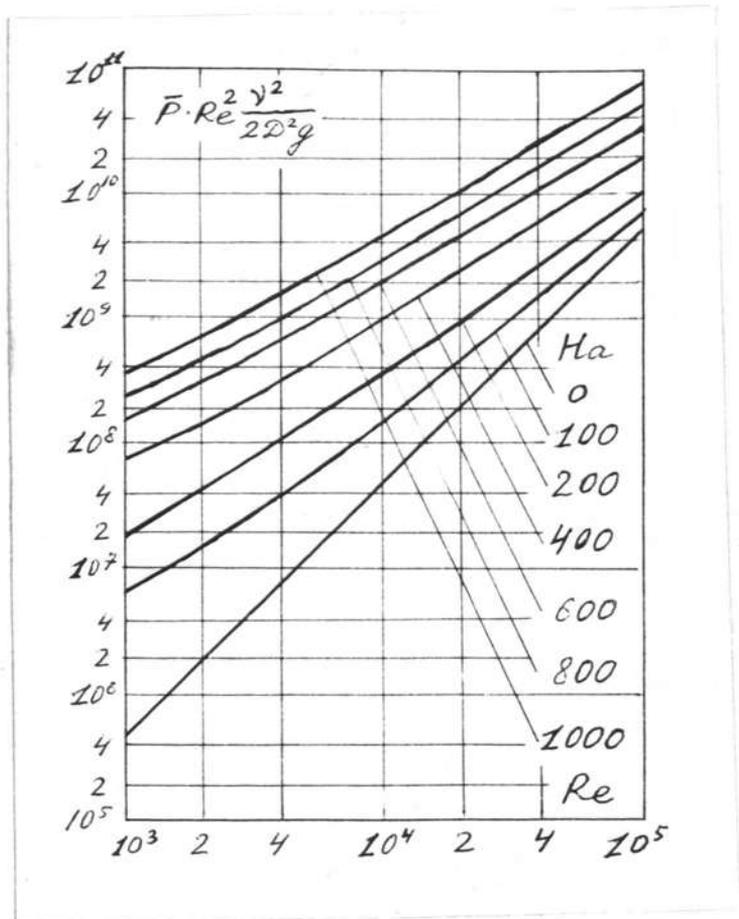


Рис.5.12. Диаграмма зависимости \bar{P} от Re при разных Ha для диафрагмы с $\omega = 2$.

лательному загромождению потока за счет набора диафрагм с разными ω для расширения диапазона измерения расхода.

Так, расчет, проведенный для Ду-100 для диафрагмы с $\omega = 2$ и при поле $B = 0,5$ Т, показывает, что перепад, который может быть уже замерен дифференциальными ртутными манометрами (20 мм рт.ст.) создается уже расходом 5 л/с, который не может быть замерен с помощью используемой ныне трубки Вентури. для которой величина относительного сужения равняется 2.8. Минимальный расход, замеряемый с помощью трубки Вентури на Ду-100 равнялся примерно 10 л/с. При использовании диафрагмы с большим ω и при большой величине индукции магнитного поля могут быть замерены еще меньшие расходы, вплоть до 1 л/с (например, при $\omega = 4$ и $B = 1,5$ Т).

Из (5.41) видно, что замеряемый перепад давления сложным образом зависит от числа Re и Ha , поэтому пользоваться зависимостью (5.41) при работе неудобно. Для удобства использования результатов (5.41) необходимо для каждого ω строить диаграммы $P = P(Re)$ при различных Ha . На рис. 5.12 приведены такие диаграммы для диафрагмы с $\omega = 2$.

§ 5.3. Некоторые способы эквирования электропроводящих жидкостей в магнитном поле

Известны различные конструкции устройств для эквирования жидкостей, основанные на принципе увлечения [1] струйным потоком окружающей жидкости посредством передачи

количества движения за счет молекулярной и турбулентной вязкости. Ввиду простоты конструкции, отсутствия движущихся частей и автоматичности работы эжекторы получили довольно широкое применение. Однако, помимо указанного механизма передачи количества движения, можно указать еще один высокоэффективный механизм, основанный на воздействии на процесс эжектирования постоянного магнитного поля.

Сущность этого механизма заключается в следующем.

При наложении постоянного магнитного поля в эжектирующем потоке индуцируется электрический ток, который взаимодействуя с магнитным полем, вызывает торможение эжектирующего потока. В то же время индуцированный ток, замыкаясь в обратном направлении по объему жидкости, занятому эжектируемым потоком, вызывает ускорение последнего.

С целью выяснения эффективности наложения магнитного поля на процесс обмена количеством движения между эжектирующим потоком и эжектируемым, на экспериментальном ртутном контуре был поставлен эксперимент.

Эжектирующая струя располагалась по центру потока и площадь ее на выходе составляла одну треть от общей площади камеры смешения, равной 270 см^2 . В качестве проводящей жидкости использовалась ртуть. С помощью кондукционного насоса в первичном контуре (рис. 5.13) задавался определенный расход эжектирующей жидкости, который измерялся с помощью трубы Вентури I. Расход эжектируемой жидкости во вторичном контуре измерялся с помощью трубы Вентури II. Эксперимент проводился как при условии сохранения постоянной мощности насоса (тем самым можно было

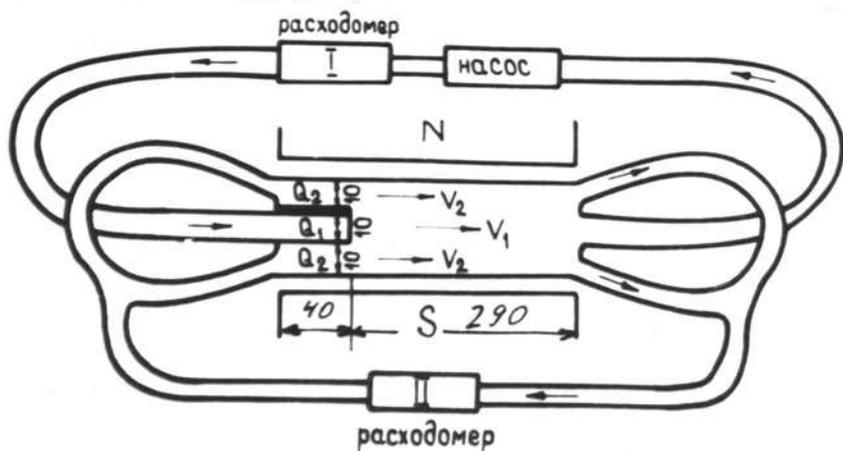


Рис.5.13. Схема МГД-эжектора.

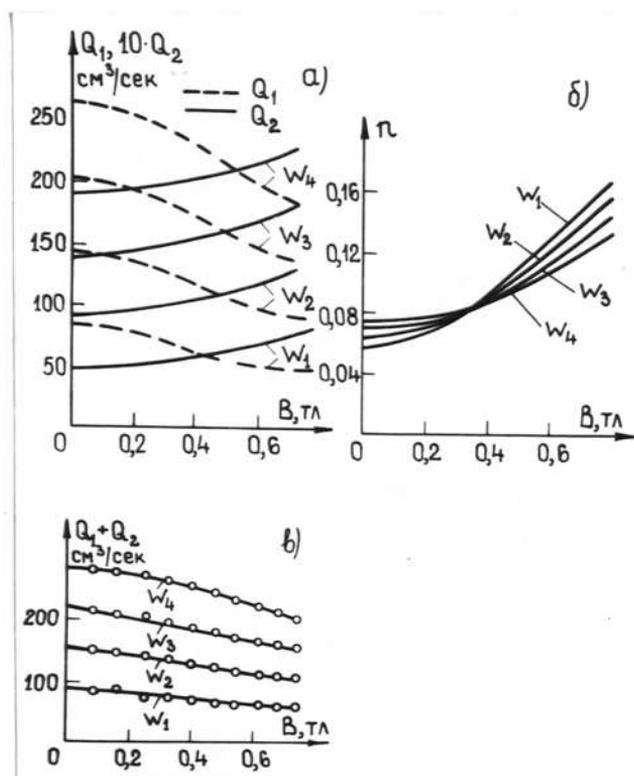


Рис.5.14. Экспериментальные данные по МГД-эжектированию при постоянной мощности насоса.

оценить эффективность МГД-эжектора при постоянных затратах энергии на прокачку металла), так и при сохранении постоянного расхода Q_1 (с помощью регулирования мощности, подаваемой на насос) при меняющемся магнитном поле.

1⁰. МГД-эжектирование при постоянной мощности насоса.

Измерения расхода эжектирующего Q_1 и эжектируемого Q_2 потоков с изменением величины приложенного магнитного поля при четырех значениях $W = const$ ($W = 340$ Вт; $W = 650$ Вт; $W = 1060$ Вт; $W = 1550$ Вт) показали, что одновременно с ростом $Q_2 = Q_2(B)$ происходит и уменьшение $Q_1 = Q_1(B)$ (рис. 5.14а), причем общий расход $Q_1 + Q_2$ падает (рис. 5.14б). За счет этого коэффициент эжекции $\kappa = Q_2 / Q_1$ с ростом поля возрастает (рис. 5.14в). Полученная закономерность в изменении расходов Q_1 и Q_2 с полем согласуется с вышеописанным механизмом работы МГД-эжектора: при наложении магнитного поля одновременно с ускорением эжектируемого потока Q_2 происходит и торможение эжектирующего потока Q_1 . При рассмотрении графика $\kappa = \kappa(B)$ (рис. 5.14в) наблюдается следующая закономерность: при малых значениях магнитного поля (примерно до $B = 0,3$ Т) коэффициент эжекции κ с увеличением мощности насоса растет, а при $B > 0,3$ Т - падает. Однако относительный коэффициент эжекции κ / κ_0 (κ - коэффициент эжекции при наложении поля, κ_0 - без поля), который характеризует относительный вклад магнитного поля в изменение κ , падает с увеличением мощности насоса (или, что то же самое, с ростом Q_2) при сохранении постоянного значения поля B . Это говорит о том, что эффективность воздейст-

вия магнитного поля характеризуется параметром МГД-взаимодействия N , который пропорционален квадрату поля и обратно пропорционален скорости (расходу).

2°. МГД-эжектирование при сохранении расхода в первичном контуре. Из эксперимента следует, что чем больше величина прикладываемого магнитного поля B , тем большую мощность насоса (а соответственно и больший перепад давления на насосе) надо приложить, чтобы преодолеть дополнительное сопротивление электромагнитной силы ($F_{эм}$) и сохранить расход $Q_2 = const$ (рис. 5.15а).

Зависимость коэффициента эжекции в зависимости от приложенного магнитного поля при постоянном расходе эжектирующей жидкости ($Q_2 = const$) показана на рис. 5.15б. Как и в случае задания постоянной мощности, коэффициент эжекции увеличивается с ростом поля при сохранении $Q_2 = const$.

Все приведенные данные хорошо обобщаются зависимостью $\kappa/\kappa_0 = f(N) = 1 + 0,5 N^{0,9}$, т.е. действительно, воздействие магнитного поля в первом приближении можно характеризовать параметром МГД-взаимодействия.

Необходимо отметить, что в отличие от гидродинамического эжектора, расчет МГД-эжектора очень сложен. Это связано с тем, что скоростная структура в магнитном поле из-за ограниченности пространства похожа на скоростную структуру струи во внезапном расширении [22], которая с наложением магнитного поля резко перестраивается (рис. 5.16). Из рис. 5.16 видно, что профиль скорости в эжекторе с наложением магнитного поля в центре сильно уплоща-

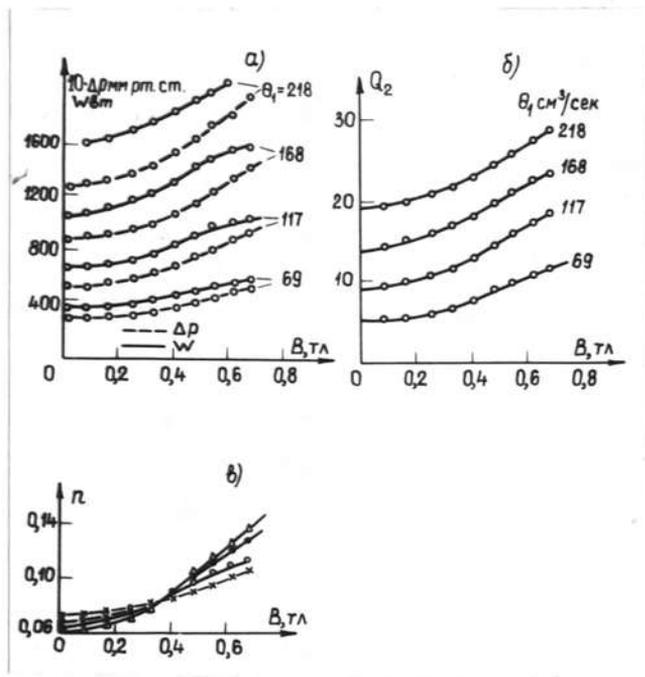


Рис. 5.15. Экспериментальные результаты по МГД-эжектированию при сохранении расхода $Q_1 = \text{const}$.

$\Delta Q_1 = 69 \text{ см}^3/\text{с}; \quad \bullet Q_1 = 117 \text{ см}^3/\text{с};$
 $\circ Q_1 = 168 \text{ см}^3/\text{с}; \quad \times Q_1 = 218 \text{ см}^3/\text{с}.$

ется, а у стенок, параллельных магнитному полю образуется резко выраженная М-образная структура, аналогичная скоростной структуре, образующейся при течении в диффузоре в присутствии поперечного магнитного поля [83].

Таким образом, расчет эжектора, проведенный в работе [97] в предположении, что скоростная структура плоская, не отвечает действительным условиям течения.

Характер работы МГД-эжектора зависит от величины коэффициента эжекции κ устройства, в отсутствие магнитного поля, а именно: если $\kappa > 1$ в отсутствие поля, то наложение магнитного поля приводит к уменьшению коэффициента эжекции до величины $\kappa = 1$, так как в этом случае будет происходить торможение эжектируемого потока и ускорение эжектирующего. Только в случае $\kappa < 1$ магнитное поле увеличивает коэффициент эжекции до значения $\kappa = 1$.

Таким образом, МГД-эжектор обладает всеми преимуществами обычных эжекторов и, кроме того, имеет возможность, как показали проведенные эксперименты, увеличивать коэффициент эжекции примерно в 2-3 раза без увеличения расхода эжектирующего потока. Кроме того, изменением индукции магнитного поля возможно весьма легко и эффективно регулировать расход эжектируемого потока.

Перекачивание электропроводящих жидкостей, использующих описанный выше эффект эжектирования, может быть использовано для перекачивания электролитов, суспензий, эмульсий, многофазных жидкостей и жидких металлов в установках химической технологии, литейном производстве, в металлургии и атомной энергетике.

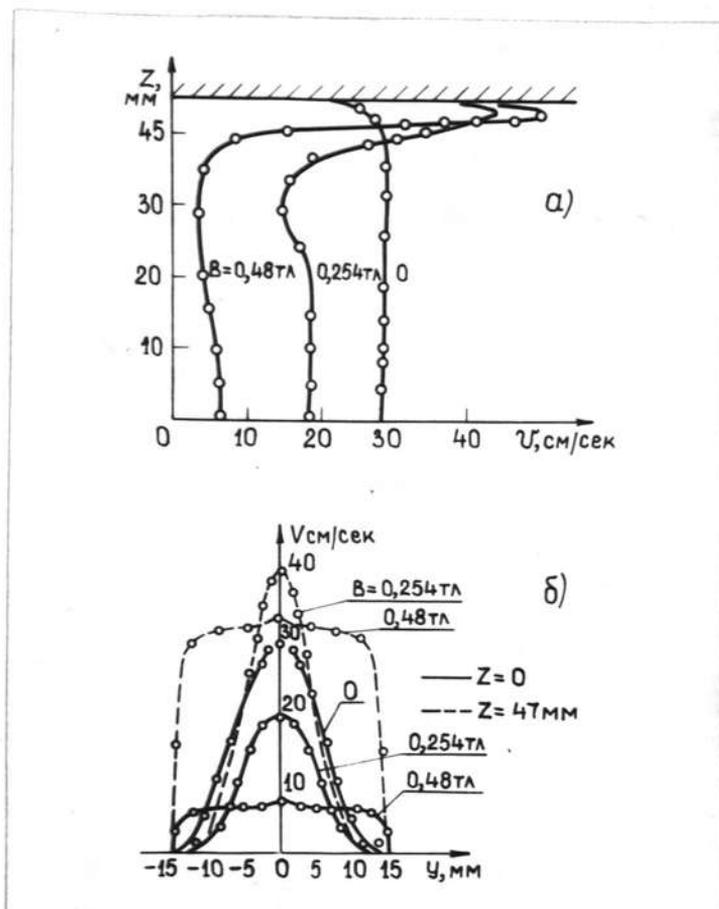


Рис.5.16. Скоростная структура потока в МГД-эжекторе: а) в плоскости перпендикулярной полю; б) – в плоскости поля.

В МГД-эжекторе магнитное поле меняет относительный вклад различных механизмов передачи количества движения не только за счет включения электродинамического механизма, но и за счет влияния на механизмы вязкой и турбулентной передачи посредством изменения скоростной структуры в камере смещения и турбулентных характеристик потока. Для определения эффективности чисто электродинамического механизма эжекции рассмотрим случай, когда эжектирующий поток отделен от эжектируемого непроводящими перегородками, а для возможности замыкания токов сверху и снизу имеются проводящие шины

3^о. Электродинамический способ эжектирования токопроводящих жидкостей. Рассмотрим схему (рис. 5.17), в которой эжектирующий поток (I) отделен от эжектируемого (II) неэлектропроводной стенкой. По этой схеме движение жидкости в канале I происходит за счет прикладываемого перепада давлений Δp_z , а передача гидравлической энергии в канал II, подключенный к гидравлической нагрузке, осуществляется электродинамическим путем, а именно: часть индуцируемого потоком I электрического тока через электропроводные стенки (параллельные плоскости рисунка и отстоящие друг от друга на некотором расстоянии) замыкается через канал II и, взаимодействуя с поперечным магнитным полем, порождает силу, направленную в положительном направлении оси x (идея такого эжектора изложена в патенте [107]).

В установившемся режиме течения эта задача отличается от классической задачи Гартмана лишь нормировкой ин-

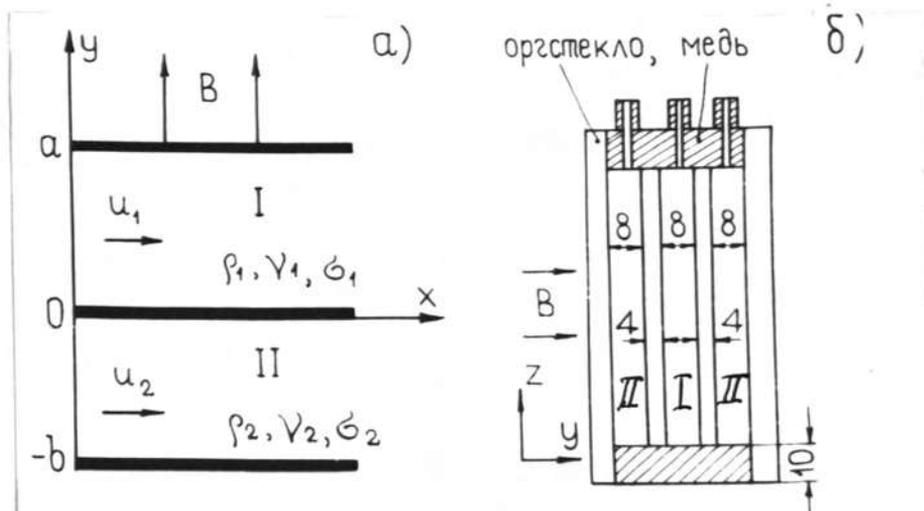


Рис.5.17. Схема эжектора, а) принятая в расчете, б) - использованного в эксперименте.

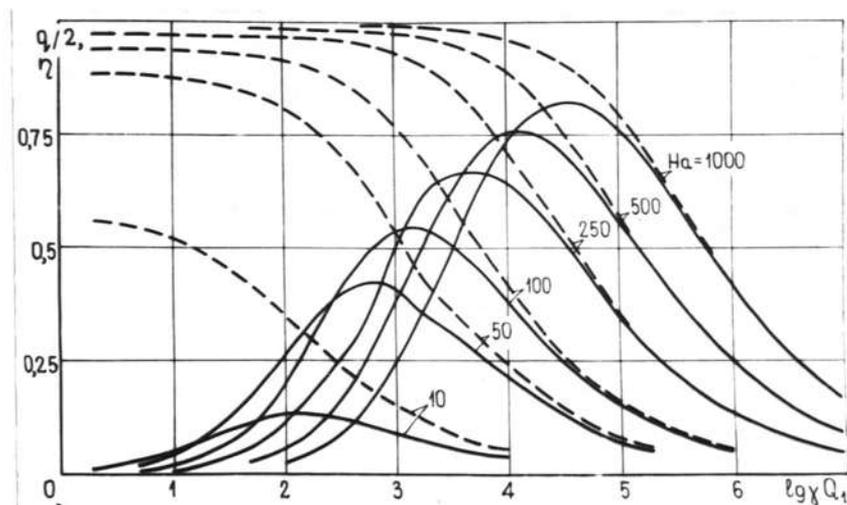


Рис.5.18. Зависимость коэффициента эжекции (пунктирные кривые) и к.п.д. (сплошные линии) от параметра нагрузки. Число вторичных каналов вдвое больше числа первичных.

дуцированного электрического поля, которое для данного случая принимает вид $E = -Bv$ где $v = \frac{Q_1 + Q_2 \sigma}{a + \sigma b}$, $\sigma = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}$ и Q_1 и Q_2 расходы в каналах I и II соответственно. Поэтому решение для поля скоростей (при показанном на рис. 5.17а размещении системы координат) можно выписать сразу

$$u_1 = \left(1 - \frac{\lambda_1}{\text{Ma}_1^2}\right) \left(1 - \frac{1 - \text{ch Ma}_1 \alpha}{\text{sh Ma}_1} \text{sh Ma}_1 y - \text{ch Ma}_1 y\right);$$

$$u_2 = \left(1 - \frac{\lambda_2}{\text{Ma}_2^2}\right) \left(1 + \frac{1 - \text{ch Ma}_2 \alpha}{\text{sh Ma}_2 \alpha} \text{sh Ma}_2 y - \text{ch Ma}_2 y\right),$$

где скорости $u_{1,2}$ обезразмерены по скорости v , ордината y - по ширине a канала I, а под остальными величинами понимаются:

$$\alpha = \frac{v}{a}; \text{Ma}_{1,2} = \frac{\sigma_{1,2} B^2 a^2}{\rho_{1,2} v_{1,2}}; \lambda_{1,2} = \frac{a^2}{\rho_{1,2} v_{1,2} v} \frac{\partial p_{1,2}}{\partial x}$$

Соответственно, расходы в каждом канале равны:

$$Q_1 = v a \int_0^1 u_1 dy = 2va \left(1 - \frac{\lambda_1}{\text{Ma}_1^2}\right) \left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \text{ch Ma}_1 \alpha}{\text{Ma}_1 \text{sh Ma}_1}\right) \quad (5.42)$$

$$Q_2 = 2va \left(1 - \frac{\lambda_2}{\text{Ma}_2^2}\right) \left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \text{ch Ma}_2 \alpha}{\text{Ma}_2 \text{sh Ma}_2 \alpha}\right) \quad (5.43)$$

причем расход Q_2 считается заданным.

Конечной целью расчета является определение величины вторичного расхода Q_2 (или коэффициента эжекции $\xi = Q_2/Q_1$) в зависимости от геометрических параметров системы, расхода Q_1 , величины магнитного поля и физических свойств жидкости. Для этой цели становятся необходимым связать развиваемый в канале II перепад давления (или, что то же самое λ_2) с параметрами гидравлической наг-

рузки канала II. Предположим, что канал II включен в гидравлический контур с коэффициентом сопротивления ζ .

Тогда развиваемый на длине l участка эжекции перепад давления $\frac{\partial p_2}{\partial x} l$ идет на преодоление сопротивления контура $\zeta \cdot \frac{\rho_2 V_2^2}{2}$. За характерную скорость жидкости в контуре примем расход на единицу ширины b канала II, т.е. $V_2 = Q_2/b$. Тогда $\frac{\partial p_2}{\partial x} \cdot l = \zeta \cdot \frac{\rho_2 Q_2^2}{2b^2}$. Так как

$$\frac{\partial p_2}{\partial x} = \frac{\rho_2 V_2 \vartheta \lambda_2}{a^2} \quad \text{и} \quad \vartheta = \frac{Q_1 + \sigma Q_2}{a + \sigma b},$$

то

$$\lambda_2 = \frac{\zeta a}{2V_2 l} \cdot \frac{1 + \sigma \alpha}{\alpha^2} \cdot \frac{Q_2^2}{Q_1 + \sigma Q_2} = \gamma \frac{1 + \sigma \alpha}{\alpha^2} \cdot \frac{Q_2^2}{Q_1 + \sigma Q_2}$$

где $\gamma = \frac{\zeta a}{2V_2 l}$ (5.44) — параметр нагрузки, составленный из заданных величин.

Из (5.43) можно теперь выразить Q_2 через Q_1 и параметры системы в целом:

$$Q_2 = \frac{2K_2^2 [1 + \sigma \alpha (1 - K_2)]}{2K_2 \gamma (1 + \sigma \alpha)} \cdot \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4K_2^2 \gamma (1 + \sigma \alpha) Q_1}{K_2^2 [1 + \sigma \alpha (1 - K_2)]^2}} \right) \quad (5.45)$$

где

$$K_2 = 1 + \frac{2(1 - \text{ch} K_2 \alpha d)}{K_2 \alpha \text{sh} K_2 \alpha d}.$$

По найденному Q_2 определяются λ_1 , а из соотношения (5.42) рассчитываются профили u_1 и u_2 .

Приведем окончательные формулы для таких величин, как коэффициент эжекции, перепады давлений в первичном и вторичном каналах и к.п.д. $\eta = -\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} \cdot \frac{Q_2}{Q_1}$, а в целях сокращения записи обозначим:

$$q^* = \sigma q; \quad \sigma^* = \sigma \alpha; \quad N^* = \frac{\kappa \alpha_2^2}{\rho Q_2}; \quad \kappa_1 = 1 + \frac{2(1 - \text{ch} \kappa \alpha_1)}{\kappa \alpha_1 \text{sh} \kappa \alpha_1} \quad (5.46)$$

Тогда

$$q = \frac{2N^*}{2\kappa_2} \cdot \frac{1 + \sigma^*(1 - \kappa_2)}{1 + \sigma^*} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4\kappa_2^2(1 + \sigma^*)}{N^*[1 + \sigma^*(1 - \kappa_2)]^2}} \right) \quad (5.47')$$

$$\frac{dP_1}{dx} = \frac{\rho_1 V_1}{\alpha^3} \kappa \alpha_1^2 Q_1 \left(\frac{1 + q^*}{1 + \sigma^*} - \frac{1}{\kappa_1} \right) \quad (5.47'')$$

$$\frac{dP_2}{dx} = \frac{\rho_2 V_2}{\alpha^3} \kappa \alpha_2^2 Q_2 \left(\frac{1 + q^*}{1 + \sigma^*} - \frac{q^*}{\sigma^* \kappa_2} \right) \quad (5.47''')$$

$$\zeta = -\frac{\kappa_1}{\kappa_2} \cdot \frac{q^*}{\sigma^*} \cdot \frac{(1 + q^*)\sigma^* \kappa_2 - q^*(1 + \sigma^*)}{(1 + q^*)\kappa_1 - (1 + \sigma^*)} \quad (5.47''')$$

Аналогичным образом можно провести расчет для случая, когда первичная цепь эжектора состоит из κ каналов единичной ширины, а вторичная — из μ каналов одинаковой относительной ширины α . Для простоты будем считать, что все κ каналов подключены к одному насосу, так что расходы в них и прилагаемые перепады давления одинаковы: а все μ каналов работают на одну и ту же нагрузку, так что в них также одинаковы расходы и развиваемые перепады давления. Если в этом случае под σ^* понимать

$$\frac{\mu \alpha \sigma}{\kappa} \quad \text{а под } Q_1 \text{ и } Q_2 \text{ соответственно расходы в}$$

одном из первичных и вторичных каналов, то формулы (5.47) останутся без изменения, за исключением формулы для коэффициента эжекции, которая примет вид:

$$q = \frac{\mu Q_2}{\kappa Q_1} = \frac{\mu}{\kappa} \cdot \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{N^*}{\kappa_2} \cdot \frac{1 + \sigma^*(1 - \kappa_2)}{1 + \sigma^*} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4\kappa_2^2(1 + \sigma^*)}{N^*[1 + \sigma^*(1 - \kappa_2)]^2}} \right) \quad (5.48)$$

Как следует из последней формулы коэффициент эжекции, как и остальные величины, определяемые соотношениями (5.47) не зависят от числа каналов в первичной и вторичной цепях, а зависят лишь от отношения суммарных ширин первичных и вторичных каналов $\alpha \cdot \frac{m}{n} = \frac{b}{a} \cdot \frac{m}{n}$ (исключение составляет случай отсутствия сопротивления вторичного контура $\gamma = 0$). Это означает, что если заданы суммарные размеры первичной и вторичной цепей, то указанные величины не зависят от числа каналов в каждой из цепей. Правда, в этом случае влияние каналов может сказаться через изменение α (от которого зависит коэффициент K_2), но это влияние оказывается весьма слабым, особенно при больших Na . Таким образом, анализ работы многоканального эжектора можно проводить по формулам (5.47) для двухканального эжектора.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

а) Случай $\gamma = 0$. Как уже упоминалось, движение жидкости во вторичном контуре осуществляется за счет развиваемого в канале II перепада давления. Этот перепад давления определяется электромагнитным напором и потерями на сопротивление трения на участке канала II, занятом магнитным полем. Если гидравлическое сопротивление нагрузки пренебрежимо мало ($\gamma = 0$), то электродинамический напор уравнивается потерями на трение. (В другом предельном случае, когда вторичный расход мал — запертый режим, перепад давления определяется величиной электродинамического напора. Последний равен $P_{эл} = \sigma_2 B^2 \frac{Q_2 \alpha - Q_2}{1 + \sigma \alpha}$). Таким образом, в запертом режиме $P_{эл}$ максимален и по

величине равен $\sigma_2 B^2 \frac{2 \rho_2}{1 + \sigma_2}$).

При $\gamma = 0$ коэффициент эжекции определяется либо из (5.47'''), если положить там $\frac{\partial p^2}{\partial x} = 0$, либо предельным видом формулы (5.47') при $N^* \rightarrow \infty$

$$\eta = \frac{\kappa_2 \sigma^*}{1 + \sigma^*(1 - \kappa_2)} \quad (5.49)$$

При больших числах Na коэффициент κ_2 мало отличается от единицы, так что $\eta \approx \alpha$, т.е. коэффициент эжекции определяется лишь отношением размеров каналов II и I.

Подставляя (5.49) в (5.47'') и учитывая, что при больших Na

$$\kappa_1 \approx 1 - \frac{2}{Na_1}; \quad \kappa_2 \approx 1 - \frac{2}{Na_2},$$

получаем

$$\frac{dp_1}{dx} = - \frac{2 \rho_1 \nu_1 Q_1 Na_1^2}{a^3} \left(\frac{1}{Na_1} + \frac{\sigma}{Na_2} \right) \quad (5.50)$$

т.е. прикладываемый перепад давления возрастает пропорционально лишь первой степени Na .

Эти результаты получены в работе [91] и проверены экспериментально [92].

В многоканальном варианте

$$\frac{dp_1}{dx} = - \frac{2 \rho_1 \nu_1 Q_1 Na_1^2}{a^3} \left(\frac{1}{Na_1} + \frac{m}{n} \cdot \frac{\sigma}{Na_2} \right) \quad (5.51)$$

это и есть тот случай, когда одна из характеристик эжектора определяется, даже при больших Na , числом каналов в первичной и вторичной цепях.

б) В случае $\gamma Q_2 \neq 0$ характеристики эжектора с изменением Na в сильной мере зависят от величины

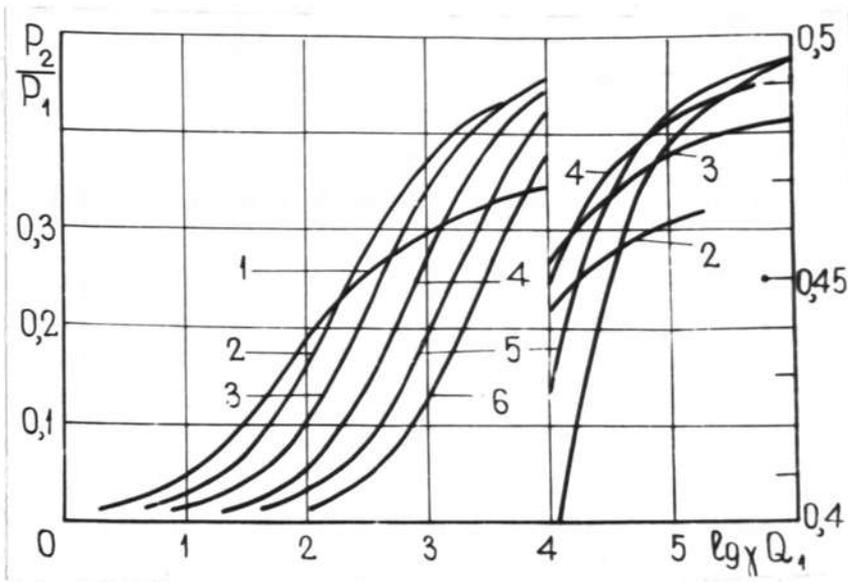


Рис.5.19. Зависимость отношения развиваемого давления к затрачиваемому от параметра нагрузки.
 Обозначения: кривая 1 - $Ha = 10$, 2 - $Ha = 50$, 3 - $Ha = 100$, 4 - $Ha = 250$, 5 - $Ha = 500$, 6 - $Ha = 1000$.

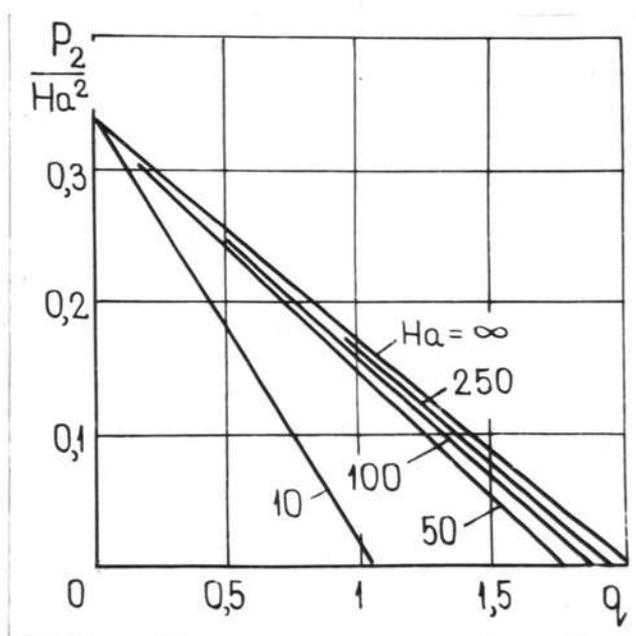


Рис.5.20. $p-Q$ характеристика эжектора, состоящего из одного первичного канала и двух вторичных каналов.

γQ_2 . Это не относится лишь к коэффициенту эжекции, который с ростом Ha монотонно стремится к предельному значению (5.49) при любых γQ_2 (рис. 5.18).

При этом коэффициент эжекции зависит от двух параметров:

Ha (через K_2) и $N^* = \frac{Ha_2^2}{\gamma Q_2}$ (α и σ считаются фиксированными). Однако, если числа Ha достаточно велики, то влияние Ha на коэффициент K_2 пренебрежимо мало и Q становится зависящим от одного параметра N^* так что уменьшение, например, параметра γQ_2 эквивалентно увеличению числа Ha .

Заметим, что зависимость $Q(N^*)$ имеет место и при любых Ha , если значения γQ_2 обеспечивают выполнение условия

$$\sqrt{\frac{4K_2^2(1+\sigma^\alpha)}{N^*[1+\sigma^\alpha(1-K_2)]^2}} \gg 1$$

В этом случае формула (5.47') для коэффициента эжекции приобретает следующий простой вид:

$$Q = \frac{\alpha}{\sqrt{1+\sigma^\alpha}} \sqrt{N^*} \quad (5.52)$$

Иначе ведут себя остальные характеристики эжектора. Так, если числа Гартмана таковы, что $K_1 \approx K_2 \approx 1$ то отношение перепадов давлений $\frac{dp_2}{dx} / \frac{dp_1}{dx} \approx -\frac{1}{\alpha}$ не зависит ни от физических свойств жидкостей, ни от величины магнитного поля, и т.п., а лишь от отношения размеров каналов I и II (соответственно, в многоканальном варианте это отношение $\approx -\frac{m}{n} \cdot \alpha$). Отсюда следует, что описываемый эжектор выполняет еще функцию преобразователя гидростатических напоров.

Однако, указанное выше отношение имеет место при

сравнительно больших γQ_2 . Можно показать, что, например, при малых γQ_2 , точнее при малых значениях комплекса

$$\frac{4k_2^2(1+\sigma^x)}{N^x[1+\sigma^x(1+k_2)]^2}$$

отношение перепадов давлений пропорционально $\gamma Q_2/Na$, так что с ростом Na оно убывает как Na^{-1} . Если учесть, что при этом η стремится к предельному значению, равному α (или $\frac{m}{n}\alpha$), то у.к.п.д. при малых γQ_2 стремится к нулю с ростом Na . При больших же γQ_2 $\eta \rightarrow 1$ когда $Na \rightarrow \infty$, однако тем медленнее, чем больше γQ_2 . Сказанное иллюстрируется кривым на рис. 5.19, построенными при $\alpha = 1$ и $\frac{m}{n} = 2$.

Заключив анализ расчетных зависимостей, приведем еще $P(Q)$ -характеристику эжектора, второй канал которого работает практически как кондукционный насос (рис. 5.20). Здесь

$$\bar{P}_2 = \frac{dP^2}{dx} / \frac{\rho_2 V_2 Q_2}{a^3}, \quad \eta = Q_2 / Q_1$$

Такое обезразмеривание по Q_1 позволяет поставить $P(Q)$ -характеристику в зависимости лишь от одного параметра - числа Na .

Проверка расчетных зависимостей проводилась в эксперименте на двухпетлевом ртутном контуре, в каждой петле которого имелся расходмер Вентури. Кроме того, в петле, по которой циркулировал эжектирующий поток I (рис. 5.175), находился индукционный насос. Два симметрично расположенных канала с эжектируемым потоком II [34]

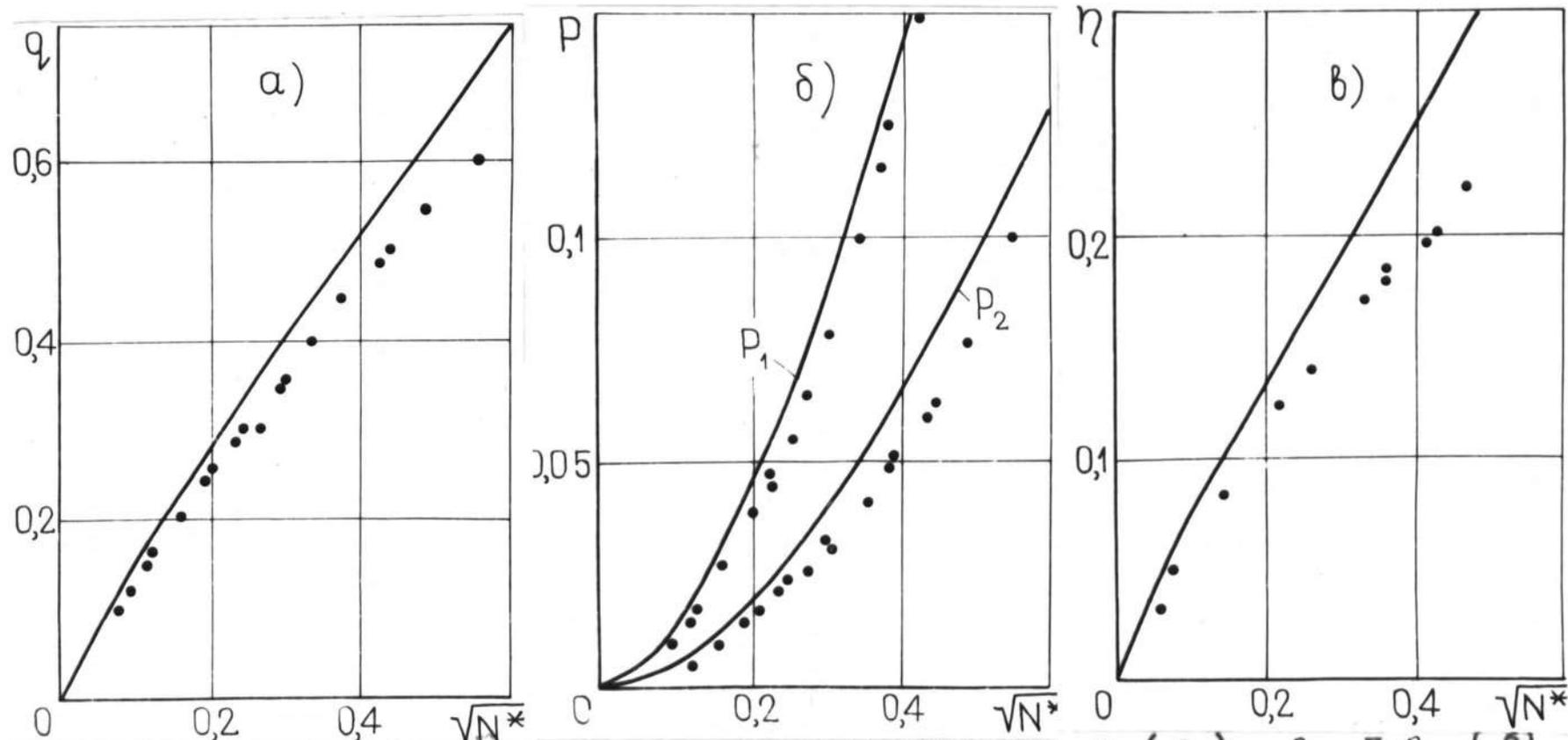


Рис.5.2I. Сопоставление данных эксперимента по измерению q (а), p_1 и p_2 (б) и ζ (в) с расчетными формулами (5.47). Точками отмечены экспериментальные значения величин, сплошными кривыми - расчетные.

посредством тройников присоединялись ко второй петле. Описываемые ниже результаты были получены в следующих условиях эксперимента: расход в первичном контуре поддерживался постоянным в режимах $Q_1 = 36,4; 68,5; 94 \text{ см}^3/\text{с}$, а число Na , вычисленное по ширине одного из каналов, варьировалось в диапазоне $33,4 \leq Na \leq 136$. Измеряемыми величинами были суммарный расход во вторичном контуре и распределение давления по длине каждого из каналов. Последнее измерялось пятью отборами давления на каждом канале. Отбор производился с поверхности медных электродов на равном расстоянии друг от друга на длине 40 см. Такую же длину составляли и медные электроды (толщиной 10 мм).

По измеренному напору Δp_2 и расходу Q_2 можно было вычислить сопротивление второй петли, или что то же самое, параметр λ гидравлической нагрузки. Вообще говоря, величина этого параметра зависит от величины расхода Q_2 (другими словами, от числа Re_2 второй петли), особенно при малых Q_2 . При больших же ($Q_2 \approx 15 \text{ см}^3/\text{с}$) значение параметра практически не менялось и составляло $\lambda = 7 \cdot 10 \text{ с}/\text{см}^2$. Это соответствует величине $\frac{\lambda Q_1}{h} = 3,6 \cdot 10^4$ для первого режима работы эжектора ($h = 7 \text{ см}$ - высота канала).

Результаты эксперимента, как видно из рис. 5.21 удовлетворительно соответствуют расчетным данным. Следует отметить лишь ^{одну} особенность при сравнении данных расчета и эксперимента: на рис. 5.21 сравнение проведено по параметру N^* . Но, так как формулы (5.47) содер-

жат два параметра N^* и Ha , то в эти формулы вводились значения числа Ha , которые в эксперименте обеспечивало выбранное значение параметра N^* .

Таким образом, теоретические и экспериментальные данные показали, что чисто электродинамический способ эжектирования проводящей жидкости очень эффективен и с успехом может быть применен в реальных системах для перекачки различного рода проводящих жидкостей. Такой способ передачи гидравлической энергии от одного потока к другому может быть с успехом применен в реакторах на быстрых нейтронах, где в качестве теплоносителя применяются жидкие металлы (натрий, калий, литий), для перекачки агрессивных проводящих сред. Преимуществами такого способа являются простота осуществления реальной системы и простота расчета ее при известных параметрах системы. Кроме того, этот метод может быть удобнее простого кондукционного насоса, ибо отпадает необходимость в источниках больших токов. Расчет показывает, что для обеспечения расхода Q через канал должен проходить интегральный ток $\sigma B Q$. Оценка величины тока для натрия ($\sigma = 6 \cdot 10^6$) при поле $B = 1 \text{ Т}$ и расходе 1 л/с показывает, что на метре длины канала через него протекает суммарный ток, равный 4000 а.

4^о. Примеры расчета электродинамического эжектора для реальных установок. Для расчета эжектора необходимо знать геометрические размеры каналов эжектора, физические свойства жидкого металла, сопротивление вторичного контура $\zeta_2 = \frac{\Delta P_2}{\rho V_2^2 / 2}$, которое входит в параметр N^* ,

определяющий коэффициент эжекции q , сопротивление первичного контура и $P(q)$ -характеристику насоса первичного контура.

Воспользуемся уравнениями (5.47), которые для случая одинаковых размеров первичного и вторичного каналов и одинаковых сред при больших числах Гартмана представляются в виде:

$$q = \frac{N^*}{4} (-1 + \sqrt{1 + \frac{8}{N^*}}) \quad (5.53')$$

$$\left| \frac{dP_1}{dx} \right| = \left| \frac{dP_2}{dx} \right| = 0,5(1-q) \frac{8\nu}{a^3} \text{Ha}^2 \cdot Q_2 \quad (5.53'')$$

$$\zeta = q \quad (5.53''')$$

Из (5.53'') и (5.53''') видно, что при больших Ha величины перепадов давлений, развиваемых в первичном и во вторичном каналах эжектора равны по абсолютной величине и к.п.д. эжектора равняется коэффициенту эжекции q .

Пусть заданы объемные расходы в первичном и вторичном контурах Q_1' и Q_2' (в м³/с) (при этом заданным будет и коэффициент эжекции $q = Q_2'/Q_1'$). Оценим, какая величина индукции магнитного поля $B\tau$ потребуется для обеспечения заданного q при известных параметрах эжектора. Пусть при этом канал эжектора имеет размеры в поперечном сечении $a \times h$ м² (a - ширина канала в направлении поля, h - высота канала) и длина канала равняется l м.

При заданном q из (5.53') находим требуемую величину параметра N^* :

$$N^* = 2q^2 / (1-q) \quad (5.54)$$

Так как $N^* = Ma^2 / \gamma Q_2$ (здесь Q_2 - расход на единицу высоты канала, т.е. $Q_2 = Q_2' / h$), то, подставляя в N^* значение $Ma^2 = B^2 a^2 \sigma / \gamma v$ и значение

$$\gamma = \frac{\zeta_2 a}{2ve} = \frac{a}{2ve} \cdot \frac{2\Delta p_2 (ak)^2}{\zeta (Q_2')^2},$$

(где Δp_2 - перепад давления, необходимый для прокачивания Q_2' через вторичный контур), находим необходимое значение величины индукции магнитного поля для обеспечения заданного q :

$$B = \sqrt{\frac{2ak \cdot \Delta p_2}{(1-q)\sigma \cdot Q_2' \cdot e}} \quad (5.55)$$

При этом насос первичного контура при расходе Q_2' должен обеспечить напор:

$$\Delta p_1 = \Delta p_2 + \zeta_1 \cdot \frac{\zeta (Q_2')^2}{2(ak)^2} \quad (5.56)$$

где ζ_1 - сопротивление первичного контура.

Формула (5.55) является основной, из которой при заданных параметрах может быть вычислена величина необходимой индукции B . Из анализа этой формулы видно, что при заданных Q_2' , q и Δp_2 $B \sim (ak/\sigma e)^{1/2}$ т.е. величина необходимой индукции B может варьироваться за счет варьирования линейных размеров канала эжектора. Так, если имеющаяся магнитная система не обеспечивает нужного B , то необходимое q может быть обеспечено при меньшей индукции за счет увеличения длины канала эжектора e или за счет уменьшения размеров a или h .

Приведем оценки для реальных жидкометаллических установок: для натриевой установки Ду-100 Института фи-

зики АН Латвийской ССР и для реактора на быстрых нейтронах БН-350.

Установка Ду-100 состоит из двух контуров с диаметрами трубопроводов 100 мм, в каждом из которых имеется индукционный насос, способный обеспечить расход до 80 л/с. $P(Q)$ -характеристика индукционного насоса, снятая при максимальной мощности имеет вид:

$$P_H = 4 \cdot 10^5 \frac{H}{M^2} \left(1 - \frac{Q_{M^3/c}}{80 \cdot 10^{-3} M^3/c} \right) \quad (5.57)$$

Из (5.57) можно оценить, что при использовании лишь только одного насоса в первичном контуре за счет электродинамического сцепления можно получить расход $Q_2 = 60$ л/с; $Q_2 = 55$ л/с; $\eta = 0,917$; $Q_1 + Q_2 = 115$ л/с, причем гидравлика второго контура такова, что для обеспечения расхода $Q_2 = 55$ л/с необходимый напора $\Delta P_2 = 0,42 \cdot 10^5$ н/м². Из (5.55) находим, что при имеющейся магнитной системе на Ду-100 (магнит постоянного тока СП-25 БЭ, создающий поле до 1,2 Т в зазоре δ см при длине полюсов в 1 м) необходимое $\eta = 0,917$ при размерах каналов эжектора $a \times h \times l = 3 \times 26 \times 100$ см³ достигается при $B = 0,15$ Т) (при температуре натрия 330°С).

В реакторе БН-350 в первых контурах с помощью механических насосов поддерживаются расходы 0,9 м³/с, а в промежуточных контурах - 0,975 м³/с. Использует насос первого контура реактора (способный развивать максимальное давление $12 \cdot 10^5$ н/м²) в промежуточном контуре, и оценим, можно ли с помощью одного насоса в промежуточ-

ном контуре при помощи электродинамического эжектора обеспечить нужные расходы в обоих контурах. В случае, когда промежуточный контур реактора является первичным контуром эжектора $Q_1 = 0,975 \text{ м}^3/\text{с}$, $Q_2 = 0,9 \text{ м}^3/\text{с}$, $q = 0,915$. На прокачку $Q_2 = 0,9 \text{ м}^3/\text{с}$ через первый контур реактора затрачивается давление $\Delta p_2 = 7,4 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, на прокачку $Q_1 = 0,975 \text{ м}^3/\text{с}$ через промежуточный контур реактора затрачивается давление $\Delta p_1 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$. Таким образом насос должен обеспечить перепад:

$$\Delta p = 7,4 \cdot 10^5 + 1,4 \cdot 10^5 = 8,8 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2,$$

т.е. заведено меньший максимально развиваемого перепада.

Расчет при температуре натрия 330°C ($\sigma = 5,68 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) дает значение индукции магнитного поля:

$$B = 1,75 \sqrt{\frac{a h}{e}} [\tau] \quad (5.58)$$

Если площадь поперечного сечения канала эжектора S $a \times h = 0,196 \text{ м}^2$, т.е. выбрать равной площади трубопровода контуров ($D = 0,5 \text{ м}$), то $B = 0,775 / \sqrt{e} [\tau]$, т.е. при длине каналов эжектора $l = 2 \text{ м}$ $B = 0,55 \text{ Т}$.

Для создания необходимой величины индукции может быть использован электромагнит ~~СН-74~~ СН-74 с площадью полюсных наконечников $2 \times 2 \text{ м}^2$, обеспечивающий в зазоре $1,4 \text{ м}$ индукцию $B = 0,6 \text{ Т}$.

Таким образом, для поддержания нужных расходов в контурах реактора на быстрых нейтронах можно обойтись лишь механическим насосом в промежуточном нерадиоактивном контуре, в котором намного удобнее его эксплуатация и обслуживание. Кроме того мощность, потребляемая электро-

магнитом СЦ-74 ($W = 234$ кВ), намного меньше мощностей, потребляемых насосами первичного контура реактора ($W = 17000$ кВ) и промежуточного контура ($W = 1000$ кВ).

§ 5.4. Использование свойств неоднородных МГД-течений в других задачах технологического назначения (перемешивание, фильтрация)

Кроме применения неоднородных МГД-течений для целей регулирования, расхода жидких металлов, эжекции и измерения расхода, они могут быть применены и для других технологических процессов, например, для перемешивания отдельных слоев жидкости в различных гидравлических потоках электропроводящих сред, где возникает необходимость интенсификации тепло- и массообмена и управления коэффициентами переноса.

Известны устройства для перемешивания потока электропроводящей жидкости с помощью цилиндрических индукторов бегущего и вращающегося магнитных полей [2], конструкции этих устройств достаточно сложны и использование их вызывает необходимость в специальных источниках электрического тока (повышенной или пониженной частоты).

В § 3.1 - 3.3 была исследована скоростная структура потока в квадратном канале с двумя проводящими стенками в наклонном магнитном поле и показано существование резконеоднородной скоростной структуры, изменя-

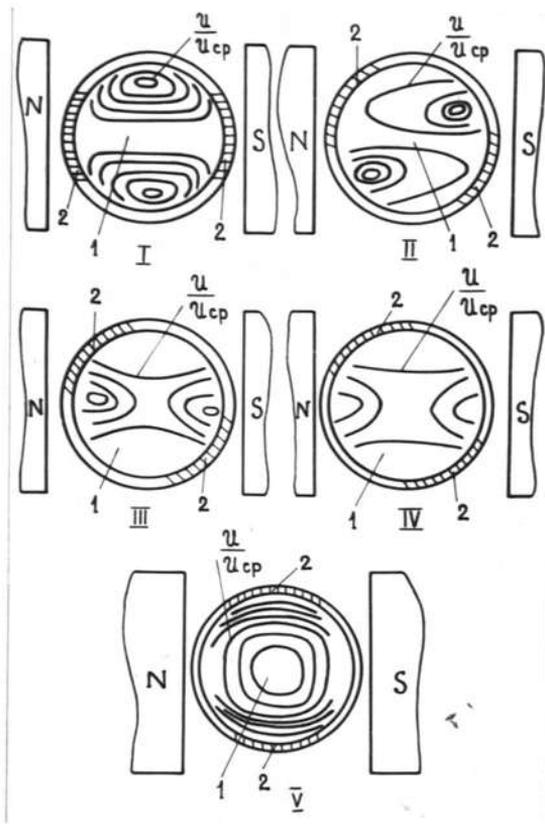


Рис. 5.22. Устройство для перемешивания потока электропроводящей жидкости.

щейся с ориентацией магнитного поля. Это свойство скоростной структуры можно использовать для закрутки и перемешивания поступательно движущегося потока электропроводящей жидкости. Это может быть осуществлено следующим образом: вращением магнита вокруг трубопровода с симметрично расположенными проводящими вставками или вращением самого трубопровода вокруг своей продольной оси внутри межполюсного объема магнита. При этом как следует из результатов § 3.1 - 3.3, слои, где сосредоточен основной расход жидкости будут ориентироваться по полю и с вращением поля будут происходить интенсивные закрутки и перемешивание потока жидкости. Можно указать еще один способ реализации закрутки и перемешивания, в котором нет необходимости вращения магнита или трубопровода. Например, для этого в неподвижном круглом трубопроводе, находящемся между полюсами неподвижной магнитной системы (постоянного магнита или электромагнита), по винтовой линии встраиваются одна или две симметрично расположенные электропроводные вставки.

Работу такого перемешивателя можно пояснить рисунком 5.22. На длине четверти шага винтовых электропроводных вставок в поперечных сечениях трубопровода изменяется ориентация их по отношению к направлению \vec{B} вектора индукции магнитного поля (положения I, II, III, IV, V на рис. 5.22). При этом непрерывно по длине трубопровода будет происходить деформация профиля скорости и перемешивание различных слоев жидкости. В таком устройстве для перемешивания используется энергия движе-

ния самого потока, что существенно упрощает конструкцию устройства. Кроме того, магнитная система может быть выполнена как из постоянного магнита, так и из электромагнита постоянного тока, что существенно проще, чем магнитные системы, питающиеся переменным током.

Еще одной из областей технологии, в которой могут быть использованы свойства резконеоднородных МГД-течений является фильтрация и очистка жидкости от примесных включений, газовых пузырьков, растворенных в ней. В § 4.2 была показана сложная картина пространственного распределения давления с потенциальными ямами вблизи уступа внезапных круглых расширений. Существование таких потенциальных ям и может быть использовано для фильтрации примесных включений и даже к сепарации их по линейным размерам.

Область пониженного давления существует также и за диафрагмой, как и вблизи уступа внезапного расширения, т.е. диафрагмы также могут быть использованы в качестве фильтров примесных включений.

Оценим размеры частиц, которые можно отфильтровать в магнитном поле. Будем считать, что частицы непроводящие и имеют сферическую форму, и концентрация их мала, чтобы можно было пренебречь влиянием частиц на характер движения жидкости. Предположим, что частица покоится, тогда в отсутствии поля на нее действуют две силы, уравновешивающие друг друга: сила сопротивления, возникающая при обтекании сферы стационарным потоком, и сила, вызванная наличием в жидкости градиента давления в

направление течения:

$$C_D \cdot \frac{\rho V^2}{2} \cdot a^2 - \frac{4}{3} \frac{\partial P}{\partial x} \cdot a^3 = 0 \quad (5.59)$$

где C_D - коэффициент сопротивления непроводящей сферы, обтекаемой проводящей жидкостью в поперечном магнитном поле;

$\frac{\rho V^2}{2}$ - скоростной напор жидкости;

$\partial P / \partial x$ - градиент давления в направлении течения;

a - радиус частицы.

Сила сопротивления пропорциональна квадрату радиуса частицы, а сила, обусловленная наличием градиента давления, пропорциональна кубу радиуса частицы, поэтому уравнение (5.59) выполняется лишь при одном определенном значении радиуса частицы, величина которого однозначно определяется значениями C_D , $\frac{\rho V^2}{2}$ и $\partial P / \partial x$. Следовательно, если радиус частицы больше a , то частица под действием силы, создаваемой градиентом давления, вначале остановится, а затем будет двигаться в область меньших значений $\partial P / \partial x$ до тех пор, пока не наступит равновесие сил. Если радиус частицы меньше a , частица будет проходить зону действия градиента $\partial P / \partial x$ со скоростью меньшей, чем скорость жидкости.

Таким образом, существует нижняя граница размера частицы, которые еще будут отфильтрованы. Из уравнения (5.59) следует, что эта граница определяется соотношением:

$$a = \frac{3 C_D \rho V^2}{8} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)^{-1} \quad (5.60)$$

Из [74] известно, что сопротивление непроводящей сферы в магнитном поле описывается зависимостью:

$$C_D = C_{D0} (1 + Na^{1/2}) \quad (5.61)$$

где C_{D0} - коэффициент сопротивления сферы в отсутствии поля и Na - параметр МГД- взаимодействия, вычисленный по размеру частицы.

При параметрах течения, когда $Na a \gg Re_a^2$, коэффициент сопротивления C_D описывается [85^o] более простой зависимостью:

$$C_D = 8 \cdot \frac{Na a}{Re_a} \quad (5.62)$$

Положительный градиент давления за уступом можно оценить исходя из того, что глубина ямы Δp пропорциональна параметру МГД-взаимодействия. Это следует из анализа уравнений количества движения, используемых для вывода модифицированной для магнитной гидродинамики формулы Борда и подтверждается экспериментальными данными по измерению распределения давления на внезапных круглых расширениях при определении коэффициентов местных сопротивлений (см. § 4.2 и № 4.3).

Для внезапного круглого расширения с отношением площадей

$$\Delta p = p_2 - p_3 \quad \text{можно представить в виде:} \\ \Delta p = \left(\frac{\rho V^2}{2} \right) [2(\omega - 1) + 0,74 N_D / \omega] \quad (5.63)$$

где N_D вычислено по размеру широкой части.

Восстановление давления в широкой части происходит на расстоянии порядка размера широкой части D , поэтому

$$\partial p / \partial x = \frac{\Delta p}{D} = \frac{\rho V^2}{2D} [2(\omega - 1) + 0,74 N_D / \omega] \quad (5.64)$$

Подставляя (5.64) в (5.60) имеем для размера частицы

выражение

$$a = \frac{3}{4} C_D \frac{D}{[2(\omega - 1) + 0,74 \omega^{-1} N_D]} \quad (5.65)$$

Для C_D воспользуемся выражением (5.62), которое не зависит от размера частицы, тогда

$$a = 6 \cdot \frac{D \text{Ha}_D}{2(\omega-1)\text{Re}_D + 0,74\omega^{-1}\text{Ha}_D^2} \quad (5.65)$$

При небольших скоростях (что необходимо для выполнения условия $\text{Ha}_a \gg \text{Re}_a^2$) в (5.65) можно пренебречь $2(\omega-1)\text{Re}_D$ по сравнению с $0,74\omega^{-1}\text{Ha}_D^2$, тогда для оценки размера частицы имеем простую формулу:

$$a = \frac{8}{\omega B} \sqrt{\frac{8\nu}{\sigma}} \quad (5.66)$$

Так для натрия при $T = 330^\circ$ и для внезапного круглого расширения с $\omega = 2$

$$a = \frac{120}{B} [\mu\text{м}] \quad (5.67)$$

Пусть требуется отфильтровывать частицы размером $50 \mu\text{м}$. Из (5.67) следует, что для этого необходимо поле $B = 2,4\text{Т}$. При поле $2,4\text{Т}$ для выполнения условия $\text{Ha}_a \gg \text{Re}_a^2$ необходимо, чтобы скорость жидкости в широкой части $V \ll 24\text{см/с}$, т. е. скорость должна быть порядка нескольких сантиметров в секунду. При скорости $3,3\text{см/с}$ через широкую часть с $D = 10\text{см}$ расход металла составляет $1\text{ м}^3/\text{ч}$, что соответствует величине расхода через фильтры, установленной для очистки теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах.

Приведенная оценка (5.67) получена в предположении, что восстановление давления в широкой части происходит на расстоянии порядка размера широкой части, однако из результатов эксперимента следует, что это расстояние с ростом поля уменьшается, так что $\partial p / \partial x$ будет больше и тем самым при том же поле будут отфильтровываться еще более мелкие частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное содержание проделанной работы кратко можно сформулировать следующим образом.

I. Получена картина преобразования скоростной структуры при течении в прямоугольном канале с различной комбинацией электропроводящих стенок в наклонном поперечном магнитном поле. Экспериментально подтверждена возможность создания неоднородных скоростных структур со свободными пограничными слоями в центре трубы и показано, что в свободных пограничных слоях максимальное значение скорости может в несколько раз ($4 \div 6$) превышать среднерасходную скорость.

Проведены измерения турбулентных пульсаций. Показано, что свободные пограничные слои генерируют высокий уровень турбулентных пульсаций, достигающий в отдельных точках 37% от среднерасходной скорости.

На основе изученной резко неоднородной скоростной структуры предложено устройство для перемешивания потока электропроводящей жидкости.

2. Экспериментально изучена картина распределения статического давления по длине и по перименту канала вблизи уступа круглого внезапного расширения при течении электропроводящей жидкости в поперечном магнитном поле. Оценена эффективность "потенциальных ям" давле-

ния как фильтров для задержания примесных включений, содержащихся в жидком металле. Показано, что для очистки натрия от частиц размера 50μ , необходимая величина индукции магнитного поля составляет величину порядка 2 - 2,5 Т.

3. Определена зависимость перепада давления на диафрагме в зависимости от величины относительного сужения проходного отверстия в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса и Гартмана, и на основе этого предложен способ увеличения чувствительности диафрагмы при применении ее в качестве расходомера.

4. Экспериментально исследовано влияние магнитного поля на коэффициенты местных сопротивлений круглых внезапных расширений, диафрагм при течении ртути и натрия в широком диапазоне изменения величины относительного сужения проходного отверстия ω . Получена эмпирическая зависимость для относительного увеличения коэффициента местного сопротивления в магнитном поле:

$$\zeta = \zeta_0 (1 + \kappa(\omega) N).$$

5. Проведен анализ возможностей регулирования расхода электропроводящих жидкостей с помощью изученных местных сопротивлений в постоянном магнитном поле и показана принципиальная возможность регулирования расхода в широком диапазоне. Расчет, проведенный для реальной металлургической установки для разливки алюминия

показывает, что с помощью диафрагмы с отношением площадей $\omega = 2$ номинальный расход может быть уменьшен на 25% и увеличен на 15% в пределах изменения индукции магнитного поля от 0 до 1 Т.

Расчет, проведенный для случая регулирования расхода теплоносителя в первом контуре реактора на быстрых нейтронах, показывает, что для диафрагмы с $\omega = 2$ при $B = 1\text{ Т}$ расход может быть уменьшен в 2,5 раза.

6. Экспериментально исследован МГД-эжектор. Показано, что в магнитном поле коэффициент эжекции может быть увеличен в 2 + 3 раза. Произведен теоретический расчет электродинамического эжектора и найдено удовлетворительное соответствие между результатами расчета и эксперимента.

Произведен расчет эффективности такого эжектора для реальных жидкометаллических установок. На примере реактора на быстрых нейтронах БН-350 показано, что для обеспечения нужных расходов в первом и в промежуточном контурах реактора можно обойтись одним механическим насосом в промежуточном контуре, осуществив электродинамическое сцепление между контурами. При этом нужная величина индукции магнитного поля может быть обеспечена электромагнитом промышленного производства СП-25 БЭ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М., "Наука" 1969, 438.
2. Непрерывное литье во вращающемся магнитном поле. Под ред. Акименко А.Д. "Металлургия", 1971.
3. Альфвен Х. Космическая электродинамика. М., ИЛ, 1952.
4. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. Под ред. Багдасарова Ю.Е. М., "Атомиздат", 1969.
5. Бирзвалк Ю.А. Основы теории и расчета кондукционных МГД-насосов постоянного тока. Рига, "Зинатне", 1968.
6. Брановер Г.Г. Турбулентные МГД-течения в трубах. Рига, "Зинатне", 1967.
7. Брановер Г.Г. Сопротивление МГД-труб. МГ, 1967, 4, 3.
8. Брановер Г.Г., Васильев А.С., Гельфгат Ю.М. Течение ртути в поперечном магнитном поле в трубах с непроводящими и проводящими стенками. МГ, 1967, 1, 154.
9. Брановер Г.Г., Васильев А.С., Гельфгат Ю.М. Течение проводящей жидкости в круглых трубах в поперечном магнитном поле. - Изв. АН Латв.ССР, сер. физ. и техн. наук, 1967, 3, 55.
10. Брановер Г.Г., Васильев А.С., Гельфгат Ю.М. Исследование влияния поперечного магнитного поля на течение ртути с внезапным расширением. МГ, 1967, 3, 99.

11. Брановер Г.Г., Гельфгат Ю.М., Цинобер А.Б., Штерн А.Г., Щербинин Э.В. О применении трубок Пито-Прандтля в магнитогидродинамическом эксперименте. МГ, 1966, I, 98.
12. Брановер Г.Г., Гельфгат Ю.М. Экспериментальное исследование распределения скоростей при течении проводящей жидкости в трубах прямоугольного сечения, находящихся в поперечном магнитном поле. МЖГ, 1968, I, 79.
13. Брановер Г.Г., Гельфгат Ю.М., Щербинин Э.В. Струйные турбулентные МГД-течения в ограниченном пространстве. - Изв. АН Латв.ССР, сер. физ. и техн. наук, 1967, 2, 47.
14. Брановер Г.Г., Дукуре Р.К., Лиелаусис О.А., Цинобер А.Б. О местных гидравлических сопротивлениях в потоке жидкого металла в поперечном магнитном поле. Изв. АН Латв.ССР, 1960, II, 97.
15. Брановер Г.Г., Кирко И.М., Лиелаусис О.А. Экспериментальное изучение влияния поперечного магнитного поля на распределение скоростей в потоке ртути. В сб. "Прикладная магнитогидродинамика", Труды Института физики АН Латв.ССР, 1961, 12, 167.
16. Брановер Г.Г., Кит Л.Г., Козленко М.И., Турунтаев С.В. Опыт Рейнольдса в магнитном поле. МГ, 1970, 2, 143.
17. Брановер Г.Г., Лиелаусис О.А. Влияние поперечного магнитного поля на местное гидравлическое сопротивление в потоке ртути. Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы, II. Рига, Изд. АН Латв.ССР, 1962, 587.
18. Брановер Г.Г., Слосарев Н.М., Щербинин Э.В. Некоторые результаты измерений турбулентных пульсаций скорости в потоке ртути в присутствии поперечного магнитного поля. МГ, 1965, I, 33.

19. Брановер Г.Г., Турунтаев В.С., Цинобер А.Б., Штерн П.Г. Влияние стеснения на обтекание цилиндрических тел в поперечном магнитном поле. МГ, 1971, 1, 41.
20. Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М., "Наука", 1970.
21. Брановер Г.Г., Щербинин Э.В. О поведении струи в канале с непроводящими стенками в поперечном магнитном поле. МГ, 1965, 4, 154.
22. Брановер Г.Г., Щербинин Э.В. МГД-струйное течение в ограниченном пространстве. МГ, 1966, 3, 54.
23. Буцениекс И.Э. Экспериментальное исследование сопротивления труб с диафрагмами в магнитном поле. МГ, 1973, 3, 129.
24. Буцениекс И.Э., Витолинёш Г.А., Гельфгат Ю.М., Дорофеев В.С., Щербинин Э.В. МГД-течение в квадратной трубе со стенками различной электропроводности в наклонном поперечном магнитном поле. МГ, 1971, 3, 53.
25. Буцениекс И.Э., Гельфгат Ю.М., Гудков А.Л., Щербинин Э.В. Определение коэффициента сопротивления труб с резкими изменениями площади поперечного сечения в магнитном поле. МГ, 1972, 3, 51.
26. Буцениекс И.Э., Гельфгат Ю.М., Гудков А.Л., Щербинин Э.В. Регулирование расхода в гидравлических системах постоянным магнитным полем. МГ, 1972, 4, 127.
27. Буцениекс И.Э., Гельфгат Ю.М., Дорофеев В.С., Щербинин Э.В. Устройство для регулирования расхода токопроводящих жидкостей с помощью магнитного поля. Авт.свид. СССР № 349985, М. кл. 05 7/06.
28. Буцениекс И.Э., Гудков А.Л. Экспериментальное определение коэффициента сопротивления труб с резкими изменениями площади поперечного сечения в магнитном поле. VII сов. по магнитной гидродинамике, 1972, 1, 182.

29. Буцениекс И.Э., Слосарев Н.М., Щербинин Э.В. МГД-турбулентность в свободных пограничных слоях в квадратной трубе. УП сов. по магнитной гидродинамике, Рига, 1972, I, 37.
30. Буцениекс И.Э., Слосарев Н.М., Щербинин Э.В. Турбулентные пульсации в свободных пограничных слоях при равномерном МГД-течении в трубе. МГ, 1972, 3, 135.
31. Буцениекс И.Э., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Магнито-гидродинамический эжектор. УП сов. по магнитной гидродинамике, Рига, 1972, I, 92.
32. Буцениекс И.Э., Штерн П.Г. Распределение давления в МГД-каналах с резким изменением площади поперечного сечения. УП сов. по магнитной гидродинамике, Рига, 1972, I, 179.
33. Буцениекс И.Э., Щербинин Э.В. Об МГД-течении в трубах с различной электропроводностью стенок в наклонном поперечном магнитном поле. МГ, 1971, 4, 148.
34. Буцениекс И.Э., Щербинин Э.В. Электродинамический эжектор. МГ, 1973, (2, 55).
35. Васильев А.С. Исследование влияния подавления турбулентности магнитным полем на характеристики течения в трубах различных форм. Диссертация, Рига, 1968.
36. Верте Л.А. Электромагнитная разливка и обработка жидкого металла. "Металлургия", 1967.
37. Вулис П.А., Парамонова Т.А., Шмелев Ю.К. О потере напора при течении жидкого металла в круглых трубах с проводящими стенками в поперечном магнитном поле. МГ, 1968, 3, 23.
38. Гельфгат Ю.М. Исследование равномерных и неравномерных МГД-течений, ограниченных стенками с различной проводимостью и шероховатостью. Диссертация, Рига, 1967.

39. Гельфгат Ю.М., Дорофеев В.С., Щербинин Э.В. Экспериментальное исследование скоростной структуры МГД-течения в прямоугольном канале с двумя проводящими стенками. МГ, 1971, 1, 31.
40. Гельфгат Ю.М., Кит Л.Г. Исследование условий возникновения М-образных профилей скорости при внезапном расширении или сужении МГД-потока. МГ, 1971, 1, 25.
41. Генин Л.Г., Жилин В.Г., Петухов Б.С. Экспериментальное исследование турбулентного течения ртути в круглой трубе в продольных магнитных полях. ТВГ, 1967, 5, 2, 302.
42. Гнатюк В.В., Парамонова Т.А. Экспериментальное исследование течения жидкого металла в наклонном поле. МГ, 1971, 3, 48.
43. Гнатюк В.В., Парамонова Т.А. Тарировка трубок Пито в поперечном магнитном поле. МГ, 1969, 4, 143.
44. Гнатюк В.В., Парамонова Т.А. Влияние проводимости стенок на профиль скорости в круглой трубе. МГ, 1971, 1, 145.
45. Гнатюк В.В., Парамонова Т.А. Тарировка трубок Пито в поперечном магнитном поле. МГ, 1969, 4, 143.
46. Гринберг Г.А. Об установившемся течении проводящей жидкости в прямоугольной трубе с двумя непроводящими стенками и двумя проводящими, параллельными внешнему магнитному полю. ПММ, 1961, 25, 1024.
47. Гринберг Г.А. О некоторых случаях течения проводящей жидкости по трубам прямоугольного сечения, находящимся в магнитном поле. ПММ, 1962, 26, 80.
48. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.-Л., Госэнергоиздат, 1960.

49. Ираслан А.Х. Течение в канале электропроводящих жидкостей в случае насыщенных магнитных полей произвольной ориентации. "Ракетная техника и космонавтика", 1966, 4, 59.
50. Калис Х.Э., Слесарев Н.М., Цинобер А.Б., Штерн А.Г. Сопротивление плохообтекаемых тел при больших числах Стюарта. МГ, 1966, 3, 152.
51. Калис Х.Э., Цинобер А.Б., Штерн А.Г., Щербинин Э.В. Обтекание круглого цилиндра электропроводящей жидкостью в поперечном магнитном поле. МГ, 1965, 1, 18.
52. Калинин Т.К. Явнополосные МГД-насосы. Рига, "Зинатне", 1969.
53. Калинин Т.К., Полманис Я.Э. О трехфазном индукционном насосе с разделенным магнитопроводе. МГ, 1969, 2, 107.
54. Киррилин В.А., Шейндлит А.Е. Магнитогиродинамический метод получения электроэнергии. М., "Энергия", 1968.
55. Кит Л.Г., Петерсон Д.Е., Платниекс И.А., Цинобер А.Б. Исследование влияния пространственных концевых эффектов на МГД-течение в канале с непроводящими стенками. МГ, 1970, 4, 47.
56. Кит Л.Г., Колесников Ю.Б., Цинобер А.Б., Штерн П.Г. Применение кондукционного анемометра при исследовании МГД-следа за телом. МГ, 1969, 4, 71.
57. Колесников Ю.Б. Двумерное турбулентное течение в канале с неоднородной проводимостью стенок. МГ, 1972, 3, 32.
58. Колесников Ю.Б., Цинобер А.Б. Двумерное турбулентное течение за круглым цилиндром. МГ, 1972, 3, 23.
59. Колесников Ю.Б., Цинобер А.Б. МГД-течение в области скачка проводимости на стенке. МГ, 1972, 1, 70.

60. Кукин И.К., Панкратов О.С. Экспериментальное исследование ламинарного МГД-течения несжимаемой жидкости в диффузоре. МГ, 1968, 1, 57.
61. Куликовский А.Г. О медленных стационарных течениях проводящей жидкости при больших числах Гартмана. МЖТ, МЖТ, 1968, 2, 3.
62. Лиелаусис О.А. Гидродинамика жидкометаллических МГД-устройств. Рига, "Зинатне", 1967.
63. Лиелпетер Я.Я. Жидкометаллические индукционные МГД-машины. Рига, "Зинатне", 1969.
64. Малов Ю.Н., Мартинсон Л.К., Павлов К.Б., Федотов И.А. Установившееся МГД-течение в канале с переменной проводимостью стенок. МГ, 1972, 3, 140.
65. Марков А.В., Щербинин Э.В. Истечение круглой струи в прямоугольный канал в магнитном поле. УИ, сб.В. по магнитной гидродинамике, Рига, 1, 1972, 95
66. Павлов К.Б. О немономтонном распределении скорости в некоторых МГД-каналах прямоугольного сечения. МГ, 1972, 3, 145.
67. Платниек И.А. Исследование локальной структуры МГД-турбулентности термоанемометром и кондукционными измерителем. Автореферат диссертации, Рига, 1972.
68. Платниекс И.А., Фрейберг Я.Ж. Турбулентность и некоторые вопросы устойчивости течений с М-образными профилями скорости. МГ, 1972, 2, 29.
69. Постувалов Г.Е., Талалаева Е.В. Простейшие физические измерения и их обработка. МГУ, 1967.

70. Слюсарев Н.М., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Экспериментальное изучение МГД-течения в диффузоре и конфузоре. МГ, 1970, 4, 59.
71. Уфлянд Я.С. Установившееся течение электропроводящей жидкости в прямоугольном канале при наличии поперечного магнитного поля. ЖТФ, 1960, 10, 30.
72. Френкель Н.З. Гидравлика. М.- Л., 1956, 272.
73. Хант Дж.К.Р., Брановер Г.Г., Гельфгаб Ю.М.К вопросу о МГД-течении в прямоугольном канале со стенками конечной проводимости. МГ, 1969, 3, 139.
74. Цинобер А.Б. МГД-обтекание тел. Рига, "Зинатне", 1970.
75. Цинобер А.Б., Штерн А.Г., Щербинин Э.В. Обтекание тел проводящей жидкостью в магнитном поле. - Изв. АН Латв.ССР, сер. физ. и техн. наук, 1964, 4, 31.
76. Цинобер А.Б., Штерн А.Г., Щербинин Э.В. Об отрыве магнитогидродинамического пограничного слоя. Изв. АН Латв.ССР, 1963, 12, 49.
77. Цинобер А.Б., Щербинин Э.В. О влиянии магнитного поля на сопротивление при обтекании тел потоком электропроводящей жидкости. Изв. АН Латв.ССР, 1962, II, 45.
78. Чернышев И.А. Электромагнитное воздействие на металлические сплавы. Металлиздат, 1965.
79. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., "Мир", 1965.

80. Шерклиф Дж., Курс магнитной гидродинамики. М., "Мир", 1967.
81. Шерклиф Дж.А. Исследования по магнитной гидродинамике в электромагнитном измерении расхода, проводимые в Уорвикском университете (Англия). МГ, 1967, 4, 17.
82. Шилова.Е.И. Некоторые вопросы теории струи проводящей жидкости. Автореферат диссертации, Рига, 1971.
83. Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Некоторые аспекты теоретического анализа пространственного МГД-течения в диффузоре. МГ, 1971, I, II.
84. Штерн П.Г. Влияние стеснения потока цилиндром на местное сопротивление в поперечном магнитном поле. МГ, 1971, 4, 144.
85. Электрофизическая аппаратура промышленного изготовления. Справочник. Госатомиздат, 1963.
85. Хант Дж., Сопротивление потоку обтекаемого тела в сильном поперечном магнитном поле, МГ, 1970, I, 35.

86. Alty C.J.N., Magnetohydrodynamic duct flow in a uniform transverse magnetic field of arbitrary orientation, J. Fluid Mech., 1971, 48, 3, 429.
87. Bowles L.F., Taylor D., The sodium pumps for the PFR, Nuclear engineering, 1967, 5, 361.
88. Chang C.C., Lundgren T.S., Duct Flows in Magnetohydrodynamics, ZAMP, 12, 1961, 2, 100.
89. Crausse E., Poirier Y., Sur le écoulement d'un liquide conducteur à travers un diaphragme, en présence d'un champ magnétique. C.R. Acad. Sci., 1960, 250, 22, 3573.
90. Dacey R., Davidson D.F., Lelce J., Harrison E., Sodium pump instrumentations, Nuclear engineering international, 1971, 3, 208.
91. Dorlhac F., Etude théorique du couplage électromagnétique en régime permanent de deux écoulements laminaires unidimensionnelle d'un liquide visqueux et électroconducteur en présence d'un champ magnétique transversal uniforme, C.R. Acad. Sc. Paris, t. 273, 15, 1971, 932.
92. Dorlhac F., Bas J., Etude expérimentale du couplage électromagnétique en régime permanent de deux écoulements laminaires unidimensionnels d'un liquide visqueux et électroconducteur en présence d'un champ magnétique transversal uniforme, C.R. Acad. Sc., 1972, 274, 275.
93. Evans P.B., Long W. Sodium technology at the REL, Nuclear engineering, 1967, 5, 356.
94. Gold R.R., Magnetohydrodynamic pipe flow, J. Fluid Mech., 1962, 13, 505.

95. Hancox R., Booth J.A., The use of liquid lithium as coolant in a toroidal fusion reactor, Culham Laboratory Report, CLM - R 116, 1971.
96. Hartman J., Lazarus F., Experimental investigation on the flow of mercury in a homogenous magnetic field, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 1937, 15, 7.
97. Heiser W.H., Analysis of a Magnetohydrodynamic Ejector, Transactions of the ASME, Series E, 1965, 3, 234.
98. Hunt J.C.R., Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts, J. Fluid Mech., 1965, 21, 4, 577.
99. Hunt J.C.R., Hancox R., The use of liquid lithium as coolant in a toroidal fusion reactor. Culham Laboratory Report, CLM - 115, 1971.
100. Hunt J.C.R., Leibovich S., Magnetohydrodynamic flow in channels of variable cross-section with strong transverse magnetic fields, J. Fluid Mech., vol. 2, part 2, 1967, 241.
101. Hunt J.C.R., Schercliff J.A., Magnetohydrodynamics at high Hartman numbers, Annual review of Fluid Mechanics, vol. 3, 1971, 37.
102. Hunt J.C.R., Sterwartson K., Magnetohydrodynamic flow in rectangular ducts, J. Fluid Mech., 1965, 23, 3, 563.
103. Iversen H.W., Orifice coefficients for Reynolds numbers from 4 to 50.500, Transactions of the ASME, 1956, 78, 2, 359.
104. Lehnert B., Instability of laminar flow of mercury caused by on external magnetic field, Proc. Roy. Soc., A 233, 1955, 299.

105. Lundgren T.S., Atabek B.H., Chang C.C., Transient magnetohydrodynamic duct flow, Phys.Fluids, 4, 8, 106, 1961.
106. Margatroud W., Experiments on magnetohydrodynamic chaunal flow, Phil.Mag., 1953, 44, 359, 1348.
107. Pulley O.O., Improvements in or relating to electromagnetic liquid metal pumping systems, Brit.Pat, class 35, AIX, N 745 460.
108. Roach P.F., Davidson D.F., Sodium impurity monitoring by automatic pluggingmeters, Nuclear engineering, 1971, 4, 334.
109. Shercliff J.A., Steady motion of conducting fluids in pipes under transverse magnetic field, Proc. of the Cambridge Phil.Soc., 1953, 49, 1, 136.
110. Slock D.M., Magnetohydrodynamic flow in a insulated rectangular duct with oblique transverse magnetic field, ZAMM, 47, 2, 109.
111. Thatcher C., Bentley P.G., Mc.Gonial G., Sodium flow measurement in PFR, Nuclear engineering international, 1970, 10, 822.
112. Uhlenbusch J., Fischer E., Hydromagnetische Stomung im Kreiszyllindrischen Rohr, Zeitschrift fur Physik, 1961, 164, 2, 190.
113. Williams W.E., Magnetohydrodynamic flow in a rectangular Jube at high Hartman number, J.Fluid Mech., 1963, 16, 2, 262.