

Хрипченко С. Ю.

ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ МГД - УСТРОЙСТВ

2007

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	7
ВВЕДЕНИЕ	8
1. ПРОВОДЯЩАЯ ЖИДКОСТЬ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ	14
1.1. Течение проводящей жидкости в тонком слое (с твердыми границами) с током в щели ферромагнитного массива	16
1.1.1. Приближенные уравнения для индукции магнитного поля	18
1.1.2. Приближенные уравнения для описания гидродинамики процесса	20
1.1.3. Примеры точных решений системы приближенных МГД- уравнений	22
1.2. Безындукционное приближение для электровихревых течений в плоском канале, находящемся в щели ферромагнитного массива	28
1.3. Условие генерации электровихревых течений (ЭВТ) в тонких слоях проводящей жидкости	30
1.4. Течения проводящей жидкости с током в тонком слое со свободной поверхностью, в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами	37
1.4.1. Уравнения движения жидкости для тонкого слоя со свободной поверхностью	37

1.4.2. Электромагнитные силы в слое с током и со свободной поверхностью находящейся в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами	39
1.4.3. Устойчивость свободной поверхности слоя	45
1.4.3.а. Случай изначально потенциальных электромагнитных сил	46
1.4.3.б. Случай изначально вихревых электромагнитных сил	49
1.5. Механизмы возникновения насосного эффекта в плоском МГД-канале при протекании по нему электрического тока	55
1.5.1. Возникновение насосного эффекта под действием потенциальных электромагнитных сил в плоском МГД-канале с постоянным электрическим током	56
1.5.2. Возникновение насосного эффекта при протекании по МГД-каналу переменного электрического тока.	65
1.5.3. Возникновение насосного эффекта в МГД-канале под действием электромагнитных сил имеющих вихревую составляющую.	79
2. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МГД ТЕЧЕНИЙ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ РЕАЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ	109
2.1. Математическая модель для описания турбулентных течений в плоских каналах технологических устройств	109
2.1.1. Уравнения движения в системе из двух слоев жидкости разной проводимости.	109
2.1.2. Приближенные двумерные уравнения для описания турбулентного течения в плоском канале	113
2.1.3. Определение коэффициентов κ_1 , κ_2	116

2.2. Математическая модель для описания электромагнитных сил генерируемых в плоских каналах с жидким металлом реальных технологических МГД -устройств при электровихревых течениях	125
2.2.1. Электромагнитные силы как результат взаимодействия тока с собственным магнитным полем	126
2.2.2. Электромагнитные силы в плоском МГД – канале обусловленные взаимодействием переменного магнитного поля с наведенным им электрическим током.	131
2.2.3. Определение функции рассеяние для магнитного поля	133
2.3. Электровихревые течения в плоских МГД-каналах различной конфигурации	140
2.3.1. Прямой канал с П-образным сердечником	140
2.3.2. Длинный прямой канал с П-образным сердечником и непроводящими перегородками	144
2.3.3. L-образный канал (с проводящей, с непроводящей перегородкой и без нее).	145
2.3.4. Плоский канал с двумя изгибами под прямым углом и П-образным сердечником	151
3. ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ВАННАХ АЛЮМИНИЕВЫХ ЭЛЕКТРОЛИЗЕРОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ	158
3.1. Механизмы, определяющие циркуляцию расплава в ванне электролизера	166
3.2. Магнитное поле в ванне электролизера	169
3.3. Электрический ток в расплаве ванны электролизера	171

3.4. Эксперименты на физических моделях электролизера	177
3.4.1. Кондукционная модель	177
3.4.2. Индукционная модель	181
3.5. Упрощенная модель гидродинамических процессов в ванне мощных алюминиевых электролизеров	189
3.5.1. Редукция уравнений Навье-Стокса для течений в системе из двух тонких слоев жидкости	189
3.5.2. Определение функций ϕ_1^k, ϕ_2^k, v_0 .	194
3.5.3. Циркуляционный механизм колебания границы раздела металл – электролит.	197
3.5.4 «Токовый» механизм неустойчивости границы раздела металл-электролит	201
3.5.5. Упрощенная полуэмпирическая модель гидродинамических процессов в ванне мощных алюминиевых электролизеров	207
3.5.6. Практические рекомендации для проектирования мощных электролизеров по производству алюминия	217
4. ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ МГД-НАСОСЫ И ПЕРЕМЕШИВАТЕЛИ	223
4.1. Насос с проводящими перегородками	228
4.2. Безобмоточный насос конструкции Кабакова	231
4.3. Безобмоточный насос Пуш-пул	237
4.3.1. Физическая модель насоса Пуш-пул	238
4.3.2. Заводские испытания насоса наружного расположения Пуш-Пул	239
4.4. Безобмоточный насос «Зигзаг»	244

4.5. Электровихревой насос с непроводящими перегородками	253
4.6. Центробежный электровихревой насос с одной камерой	255
4.6.1. Конструктивная схема насоса	255
4.6.2. Принцип работы насоса. Расчетные картины течения в канале и характеристики однокамерного электровихревого насоса. Сравнение с экспериментом	257
4.6.3. Влияние различных конструктивных параметров на работу центробежного электровихревого МГД-насоса	260
4.6.4. Пуск погружного электровихревого центробежного насоса	271
4.6.5. Работа погружного центробежного насоса с одной камерой в условиях литейного магниевого производства	277
4.7. Центробежный электровихревой насос с двумя камерами	284
4.8. Электровихревой перемешиватель жидкого металла для машины непрерывного литья стали	292
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	304

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1907 году Нортруп наблюдал интересное явление, которое впоследствии он описал в своей статье. По ванночке с ртутью протекал электрический ток, при этом поверхность ртути деформировалась. При повышении силы тока деформация усиливалась и могла приводить к значительным впадинам в слое вплоть до обнажения участка дна ванны. Такое явление Нортруп назвал пинчем. Следует добавить, что помимо деформации поверхности слоя при протекании по слою электрического тока в ртути при определенных условиях возникают вихревые течения. Эти течения рижской группой исследователей, возглавляемой Щербининым Э.В., были названы электровихревыми. Они обусловлены взаимодействием электрического тока, текущего в металле, с собственным магнитным полем. Таким образом, пропуская по жидкому металлу сильный электрический ток, мы можем активно воздействовать на расплав, создавая различного рода течения или перепады давления между различными участками емкостей, в которых он находится. Тем самым появляются возможности создания новых технологий и оборудования для металлургической промышленности.

Эта книга является обобщением экспериментальных и теоретических работ по электровихревым течениям в каналах технологических устройств, которые проводились при непосредственном участии и под руководством автора с начала 80-х годов XX века и по настоящее время. Эти работы ориентированы на использование в металлургических технологиях.

Книга может быть полезна научным работникам, инженерам, аспирантам, студентам, тем, кто интересуется прикладными вопросами Магнитной гидродинамики.

Автор хочет высказать свою глубокую благодарность академику Латвийской академии наук Кирко И.М. и профессору Зимину В.Д., под чьим руководством он начинал свою научную деятельность.

В работах на различных этапах приняли участие многие другие исследователи.

Автор от всей души хотел бы высказать свою искреннюю благодарность: Денисову С.А., Долгих В.М., Колесниченко В.И., Колесниченко И.В., Халилову Р.И., Ману М.Ю., Альмухаметову В.Ф., Баранникову В.А.

Автор так же выражает свою признательность за энтузиазм и помощь работникам ОАО «АВИСМА» Агалакову В.В., Кулинскому А.И. и группе специалистов на ОАО «Соликамский магниевый завод», руководимой Жулановым Н.К.

Без творческой поддержки и помощи этих людей книга не была бы написана.

ВВЕДЕНИЕ

Еще со времен Фарадея и Ампера известно, что если проводник движется в магнитном поле, то при определенных условиях в нем наводится электрический ток. Справедливо и то, что если по проводнику пропускать электрический ток, то на него действует сила, которая может привести к движению проводника, а если проводник жидкий, то таким способом, возможно, создать течение или существенно повлиять на его картину. Таким образом, пропуская через жидкий проводник электрический ток в присутствии магнитного поля, или просто накладывая магнитное поле на движущуюся проводящую жидкость, становится возможным управлять ее движением, а также создавать специфические физические процессы в ее объеме [1].

Магнитная гидродинамика является наукой, которая изучает эти явления. Как и большинство наук, магнитная гидродинамика имеет два направления, это **фундаментальное** направление, изучающее проблемы МГД-турбулентности, генерации движущейся проводящей жидкостью

магнитного поля (МГД-динамо), а так же другие задачи о взаимодействии движущейся проводящей жидкости с электромагнитными полями [2 - 6,] и **прикладное** направление, исследующее МГД-явления в технологических процессах и устройствах [7 - 11] и применение изученных закономерностей для создания новых МГД-устройств и технологий.

Исследования по магнитной гидродинамике, оформившейся как самостоятельная наука в начале двадцатого века [12 - 17], со второй его половины все больше распространяются в область технических приложений и технологий металлургического производства [18 - 24].

С общих позиций область возможных приложений МГД-воздействий в металлургических технологиях можно согласно [22] разделить на три большие группы.

1. МГД-методы и устройства для управления течением и обработки расплавов с использованием целенаправленного возбуждения в проводящей среде МГД-эффекта посредством приложения извне электромагнитных полей (необходимо заметить, что магнитные поля, воздействующие на жидкий проводник с током, могут быть образованы не только внешними источниками, они могут производиться тем же током, который течет по металлу). Сюда относятся различного типа МГД-насосы, регуляторы, вентили и прочие устройства служащие для транспортировки, дозирования, перемешивания расплавов и воздействия на их структуру при затвердевании.

2. Сильноточные металлургические установки и технологии, в которых, в силу специфики процессов с использованием мощных электромагнитных полей, МГД-эффекты проявляются изначально (определяющими служат эффекты, обусловленные взаимодействием электрического тока, текущего по расплаву, со своим магнитным полем) и во многом определяют эффективность их работы. Это – различные типы электропечей, электролизные установки для получения металлов, процессы электрошлакового переплава, различного вида электросварка и т.д.

3. Принципиально новые МГД-методы и устройства для обработки металлов, позволяющие предложить оригинальные, не существовавшие ранее, металлургические технологии. Примером может служить, например, безтигельная плавка металлов, электромагнитный кристаллизатор, МГД-сепарация и разделение многокомпонентных расплавов, МГД-методы получения композитных и монокристаллических полупроводниковых материалов, МГД-методы моделирования космических технологий.

Ниже обозначены те области металлургии, в которых магнитная гидродинамика уже нашла свое применение

1. Управление потоками жидкого металла

- I. МГД-насосы
 - 1. Кондукционные
 - а) С внешним источником поля [84-88]
 - б) Безобмоточные [89- 93]
 - 2. Индукционные
 - а) Бегущего поля [100-102, 22]
 - б) Трансформаторного типа [20, 45, 103 - 109]
- II. МГД-лотки [10, 19, 20, 22, 41,42,43, 101.]
- III. МГД-дрессели [7,9]

2. Плавление металла

- I. Канальные печи [22, 44, 110 - 115],
- II. Печи с МГД-розливом [22, 46, 47, 103, 104, 116]
- III. Индукционные печи[22, 48-51]

3. Гранулирование жидкого металла [79, 83]

- I. Гранулирование алюминия [52, 53, 54]
- II. Гранулирование магния [26, 27, 28]

4. Очистка металлов

- I. Сепарация с помощью МГД-насоса [29-32]
- II. Использование флюсов с МГД-перемешиванием [18,20]
- III. МГД-сепаратор [35 - 40]
- IV. МГД-вращатель[33, 34]

5. Литье под электромагнитным давлением

- I. Литье под высоким давлением.
- II. Литье под низким давлением [18, 86, 117, 118]

6. МГД-воздействие на процесс кристаллизации

- I. Управление процессом выращивания кристаллов [76]

7. Перемешивание жидкого металла

- I. Перемешивание в печах и миксерах [18,20, 22,60]
 II. Перемешивание металла в изложнице [18,19,20]
 III. Перемешивание при непрерывной разливке металла [22, 25, 55, 77, 78]

Типы перемешивателей:

1. Кондукционные [57, 59, 150 -155]
2. Индукционные [22, 25,54, 56, 58]

8. Управление процессами в электрометаллургии

- I. Электродуговые печи [61]
 II. Электрошлаковый переплав[62]
 III. Мощные электролизеры
 1. Электролизеры для алюминия [22, 63,64.65]
 2. Электролизеры для магния и натрия [63]

9. Измерение характеристик движения жидкого металла

- I. Измерение уровня (бесконтактный, контактный метод) [66, 67, 68]
 II. Измерение расхода металла через трубу [69, 70, 81, 82]
 III. Измерение локальных скоростей в объеме [71,80]

10. МГД-воздействие на поверхность жидкого металла

- I. Отжатие жидкого металла от поверхности индуктора [18,20, 22, 72,73]
 II. Безтигельная плавка металла[18,20,22, 74,75]

Совершенно очевидно, что в каждой из приведенных областей применения МГД в металлургии, должны решаться задачи по исследованию физических процессов, связанных с течением расплавленного металла (или другого проводящего вещества), в некотором объеме или каналах соответствующих МГД-устройств.

Важным фактором, определяющим работу МГД-устройств, является величина объемных электромагнитных сил, действующих на жидкий металл, в канале таких устройств. Для увеличения объемных сил в канале усиливают магнитное поле, применяя ферромагнитные сердечники, при этом для снижения габаритов магнитной системы уменьшают зазор между полюсами сердечников. По этой причине во многих МГД-устройствах МГД-каналы являются плоскими. В отдельных случаях, таких, например, как некоторые схемы непрерывного литья стали или электролизное получение алюминия, плоский слой изначально является особенностью технологического процесса. Таким образом, неотъемлемой частью многих технологических МГД-процессов и устройств являются плоские слои и каналы с жидким металлом (такие слои и каналы, у которых ширина поперечного сечения много больше их высоты).

Особое место среди кондукционных МГД-устройств занимают устройства, работающие на принципе взаимодействия электрического тока, текущего по жидкому металлу, с собственным магнитным полем [89 - 99,119,120,126-129]. Эти конструкции обладают простотой и повышенной надежностью при работе в экстремальных условиях [91,120-125].

Существует большой ряд работ, в которых исследовались физические процессы при течении проводящей жидкости в плоском прямоугольном канале через область с внешним магнитным полем, например: [4,130 - 139.] . Значительно меньше работ, в которых рассматривались процессы в каналах кондукционных устройств, принцип действия которых обусловлен взаимодействием электрического тока с собственным магнитным полем [91, 122-124, 140-142]. Можно отметить, что в работах мало внимания уделяется механизму возникновения транзитного течения через канал. Исследование физических процессов в каналах таких устройств, проводилось с позиций электродинамического приближения. Гидродинамика вязкой электропроводной жидкости, по сути, не принималась во внимание, структура течения считалась заданной, а центр тяжести исследований

переносился на электродинамическую часть задачи. Такой подход, конечно, сильно упрощает задачу и в простейших случаях, когда канал прямой и постоянен по сечению, он оправдан как наиболее простой (при этом гидравлику канала можно учесть введением эмпирических коэффициентов подобно тому, как это делается в рамках гидравлического приближения [87,135,136]). Если же канал имеет сложную форму или же течение происходит в неоднородном магнитном поле, то электродинамическое приближение в этом случае использовано быть не может. Структура течения вязкой электропроводной жидкости становится неоднородной [5,143] . Существуют примеры МГД-устройств, принцип работы которых невозможно объяснить, не учитывая гидродинамику жидкого проводника[125-129,144-150].

Точных решений системы МГД-уравнений даже для одномерных течений в каналах, крайне мало [5, 157]. Решение же полной системы трехмерных уравнений магнитной гидродинамики в подавляющем большинстве случаев крайне затруднительно даже с привлечением численных методов с реализацией на ЭВМ. Однако для течения электропроводной жидкости в плоских слоях или каналах, имеется возможность описания реальных течений при помощи приближенных двумерных уравнений [128,157-161].

Такой подход позволяет более глубоко изучать гидродинамику процессов в каналах МГД-устройств, изучать их во взаимосвязи с электродинамическими явлениями. Подход позволяет получить ряд специфических закономерностей, полезных для технических приложений, например, открываются возможности конструирования новых МГД-устройств и технологий [57,87, 94-99,165,].

1. ПРОВОДЯЩАЯ ЖИДКОСТЬ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

При протекании по объему проводящей жидкости электрического тока в присутствии магнитного поля на жидкость действуют объемные силы, обусловленные взаимодействием электрического тока и магнитного поля. Магнитное поле при этом может создаваться как внешними (сторонними) источниками, так и током, протекающим по жидкости.

В случае, когда поле токов в жидкости много меньше поля сторонних источников этим полем пренебрегают, в противном случае этим полем пренебрегать нельзя, вследствие того, что взаимодействие тока в жидкости со своим полем при определенных условиях может породить специфические явления называемые электровихревыми течениями или сокращенно ЭВТ [5].

Для определения электромагнитных сил важно знать характер растекания, а так же границы области протекания электрического тока в объеме. Действительно, если в однородном бесконечном проводящем пространстве протекает электрический ток с однородной плотностью и нет стороннего магнитного поля (поля от внешних источников), то электромагнитные силы в этом случае теряют физический смысл вследствие невозможности определения магнитного поля, создаваемого током, текущим в бесконечном пространстве. Таким образом, область его протекания должна быть ограничена.

Электромагнитные силы, действующие в проводящей жидкости, могут быть вихревыми или потенциальными, но в основном они имеют смешанный характер. Если в объеме проводящей жидкости протекает электрический ток, а магнитное поле сторонних источников отсутствует, то условием возникновения вихревых электромагнитных сил является неоднородное растекание электрического тока в объеме [5,7]. Действительно, пусть по объему проводящей жидкости течет постоянный электрический ток, имеющий во всем объеме одно направление для вектора плотности электрического тока. Для определенности совместим ось x декартовой системы координат с направлением вектора плотности электрического тока. Тогда в объеме будут присутствовать только y и z компоненты магнитного поля, создаваемого электрическим током, протекающим в объеме. Электромагнитная сила, действующая на жидкий проводник равна $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}$. Возьмем операцию ротора от этих сил. Вследствие того, что в рассматриваемом случае плотность электрического тока не меняется вдоль оси x , ротор электромагнитных сил будет иметь только одну x компоненту, а так как $\text{div} \vec{B} = 0$ и $\text{div} \vec{j} = 0$, то

$$(\text{rot} \vec{f})_x = \frac{\partial f_z}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial z} = (B_z \frac{\partial j_x}{\partial z} + B_y \frac{\partial j_x}{\partial y})$$

из этого выражения видно, что если $\vec{j}$ распределен по объему однородно, то $\text{rot} \vec{f} \equiv 0$. В противоположном случае электромагнитные силы

будут иметь вихревую составляющую, которая будет генерировать вихревое движение жидкости в объеме (ЭВТ).

Расчет многих видов технологических МГД-устройств сводится к решению задачи о движении проводящей жидкости с электрическим током в плоском канале (толщина такого канала много меньше его размеров в плане), расположенном между полюсов ферромагнитных сердечников. Таким образом, жидкость в таком канале можно считать тонким слоем, расположенным в щели между ферромагнитными массивами. Движение жидкости в тонких слоях имеет специфические отличия от движения в объеме. Так, например ЭВТ в плоском слое с электрическим током могут возникать и при однородном растекании электрического тока по сечению слоя [125, 126]. Кроме этого, имеются и другие существенные отличия между ЭВТ в объеме и тонком слое проводящей жидкости.

1.1. Течение проводящей жидкости в тонком слое (с твердыми границами) с током в щели ферромагнитного массива

Магнитогидродинамические явления в плоском слое проводящей жидкости Рис.1.1 с протекающим по жидкости электрическим током и помещенном в щель между ферромагнитными массивами, без учета тепловых явлений описываются системой уравнений Навье-Стокса, диффузии магнитного поля и уравнениями неразрывности для скорости и магнитного поля.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + \frac{1}{\rho} \vec{f}_{em} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot}[\vec{v} \cdot \vec{B}] + \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \vec{B} &= 0 \\ \text{div} \vec{v} &= 0 \quad \text{div} \vec{B} = 0\end{aligned}\tag{1.1}$$

Здесь $\vec{f}_{em}$ объемная электромагнитная сила, действующая на жидкость. Эту силу можно выразить через магнитное поле в слое $\vec{f}_{em} = \vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{B} \times \vec{B}$

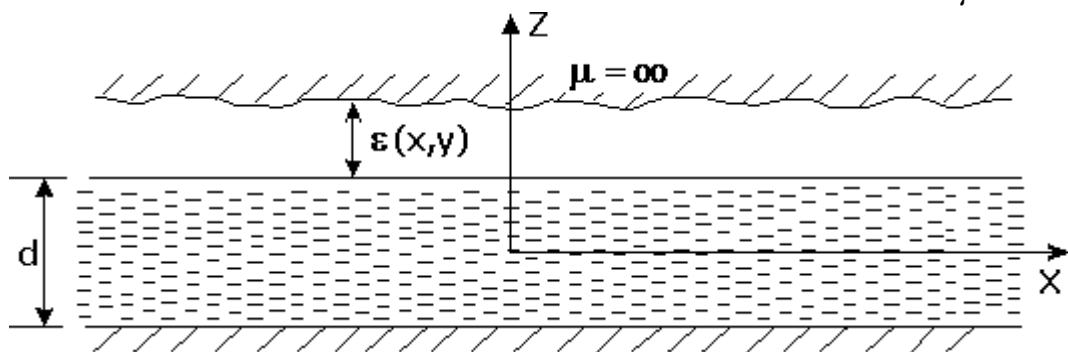


Рис. 1.1. Плоский слой проводящей жидкости с электрическим током помещенный в щель между ферромагнитными массивами.

Приняв в качестве единиц длины, скорости, давления, магнитного поля и плотности тока соответственно: d , $\frac{\nu}{d}$, $\frac{\rho\nu^2}{d^2}$, $\frac{\mu_0 I}{d}$, $\frac{I}{d^2}$, где ν , ρ , I , μ_0 соответственно: кинематическая вязкость, плотность, сила тока, магнитная проницаемость вакуума, систему уравнений (1.1.) запишем в безразмерном виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\nabla p + \Delta \vec{v} + S \text{rot} \vec{B} \times \vec{B} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + Bt \cdot \text{rot} [\vec{v} \cdot \vec{B}] + \Delta \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad (1.2)$$

$$\text{div} \vec{v} = 0$$

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

$$\text{Здесь } S = \frac{I^2 \mu_0}{\rho \nu^2}, \quad Bt = \sigma \mu_0 \nu.$$

Решение этой системы уравнений все еще представляет сложную вычислительную задачу, однако в рассматриваемом случае она может быть значительно упрощена.

Рассмотрим тонкий слой жидкости ограниченный сверху и снизу параллельными твердыми поверхностями. Толщина слоя d много меньше его линейных размеров в плане ($d \ll L$). Поместим слой в зазор между ферромагнитными массивами (в общем случае переменной толщины $\delta = [1 + \varepsilon(x, y)]$, выражение записано в безразмерном виде). Выберем правую декартовую систему координат и расположим ее начало в середине слоя, а ось z ориентируем нормально поверхности слоя Рис.1.1. Сделаем для рассматриваемого случая допущения

$$\begin{aligned}\mu_{\text{зазора}} &= \mu_0; \quad \mu_{\text{ферромагнетика}} = \infty; \quad v_z \ll v_x, v_y; \\ B_z &\gg B_x, B_y, \quad \delta = [1 + \varepsilon(x, y)] \ll L/d\end{aligned}$$

Для величин меняющихся поперек слоя от нуля до максимума $\frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$.

Так как верхняя и нижняя граница щели между ферромагнитными массивами в общем случае не параллельны, то магнитно-силовые линии в зазоре искривляются, и поперечную компоненту поля можно представить в виде $B_z = B(x, y) + B_z'(x, y)$. Будем рассматривать случаи, когда искривление магнитных линий (рассеяние поля) не велико, поэтому $B_z' \ll B(x, y)$. Так как на поверхности ферромагнетика и воздушного зазора магнитно-силовые линии входят в поверхность ферромагнетика под прямым углом, положим $B_z'(x, y) = 0$ на границе зазора. Принимая эти допущения, проекции уравнений (1.2.) принимают вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + SB\left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B}{\partial x}\right) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} + SB\left(\frac{\partial B_y}{\partial z} - \frac{\partial B}{\partial y}\right) \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{\partial^2 B_x}{\partial z^2} = -Bt \cdot B \frac{\partial v_x}{\partial z} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} = -Bt \cdot B \frac{\partial v_y}{\partial z} \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + v_x \frac{\partial B}{\partial x} + v_y \frac{\partial B}{\partial y} = B \frac{\partial v_z}{\partial z} + Bt^{-1} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) + Bt^{-1} \frac{\partial^2 B'_z}{\partial z^2} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B'_z}{\partial z} = 0 \quad (1.9)$$

1.1.1. Приближенные уравнения для индукции магнитного поля

При описании электродинамических процессов в слое, нельзя ограничиваться рассмотрением лишь области течения электропроводной жидкости. Дело в том, что, входящая в уравнение из системы (1.2), индукция магнитного поля зависит не только от локальных свойств жидкости в слое, но так же зависит от геометрии и свойств всей внешней, по отношению к слою, области. Однако задача сильно упрощается, если рассматривается МГД-течение в тонком слое проводящей жидкости, помещенном в щель между ферромагнитными массивами, магнитная проницаемость которых намного превосходит магнитную проницаемость щели. В этом случае необходимая информация о внешней области будет содержаться в условиях для магнитного поля, заданных на границе жидкого слоя и на границе щели между ферромагнитными массивами.

Исключим из (1.8) v_z и B'_z при помощи (1.5) и (1.9), проинтегрируем полученное уравнение поперек жидкого слоя, после чего получим

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial V_x B}{\partial x} + \frac{\partial V_y B}{\partial y} = Bt^{-1} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} \right) - Bt^{-1} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right)^{\pm \frac{1}{2}}, \quad (1.10)$$

где $V_x = \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} v_x dz$; $V_y = \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} v_y dz$ имеют смысл осредненных по толщине

слоя планарных компонент скорости жидкости в слое.

В общем случае нижняя и верхняя поверхность щели между ферромагнитными массивами заданы уравнениями $z_1 = \varepsilon_1(x, y)$ и

$z_2 = \varepsilon_2(x, y)$. В наших приближениях, не нарушая общности, мы можем положить, что нижняя поверхность щели совпадает с нижней поверхностью слоя и является плоской поверхностью, и только верхняя поверхность щели задана уравнением $z = \frac{1}{2} + \varepsilon(x, y)$. Пусть $\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}, \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \ll 1$. Тогда на поверхностях

щели выполняются условия

$$B_x = B_y = 0 \quad \text{при } z = -\frac{1}{2} \quad (1.11)$$

$$B_x = -B \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \quad \text{при } z = \frac{1}{2} + \varepsilon \quad (1.12)$$

$$B_y = -B \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \quad (1.13)$$

Кроме того, в области между ферромагнетиком и жидким слоем выполняется условие отсутствия электрического тока $\text{rot} \vec{B} = 0$. Или

$$\frac{\partial B}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial z}; \quad \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial z} \quad (1.14)$$

Проинтегрируем (1.14) по толщине промежутка между слоем жидкости и поверхностью щели $\frac{1}{2} \leq z \leq \frac{1}{2} + \varepsilon$.

$$\frac{\partial B}{\partial x} \varepsilon = B_x \frac{1}{2} + \varepsilon; \quad \frac{\partial B}{\partial y} \varepsilon = B_y \frac{1}{2} + \varepsilon \quad (1.15)$$

Учитывая (2.12), (2.13) из (2.15), найдем B_x и B_y при $x = \frac{1}{2}$, подставим в (1.10) и получим уравнение для магнитного поля в тонком слое проводящей жидкости, помещенной в щель между ферромагнитными массивами [157].

$$\frac{\partial B}{\partial t} + V_x \frac{\partial B}{\partial x} + V_y \frac{\partial B}{\partial y} = B t^{-1} \Delta [B(1 + \varepsilon)] \quad (1.16)$$

Здесь $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

Как видно, это уравнение совпадает с уравнением в [138,139] для постоянного немагнитного зазора $1 + \varepsilon = \text{const}$. Однако, когда зазор не постоянный, уравнения существенно различаются. Величина зазора входит под знак оператора Лапласа и, будучи функцией координат, не может быть просто вынесена из-под него.

1.1.2. Приближенные уравнения для описания гидродинамики процесса

Вернемся к системе уравнений (1.3)-(1.5) После упрощений с использованием приближения тонкого слоя уравнения остаются еще достаточно сложными. Представим компоненты скорости v_x, v_y в виде ряда

$$v_x = V_{x_1}(x, y)\varphi_1(\alpha_i \dots z) + V_{x_2}(x, y)\varphi_2(\alpha_i \dots z) + \dots V_{x_j}(x, y)\varphi_j(\alpha_i \dots z) \quad (1.17)$$

При этом представлении функции $\varphi_j(\alpha_i \dots z)$ описывают профиль течения поперек слоя. Эти функции должны удовлетворять граничным условиям. Кроме того, удобно, чтобы эти функции удовлетворяли дополнительным

$$\text{интегральным условиям } \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \varphi_1(\alpha_i \dots z) dz = 1, \text{ при } j \geq 2 \quad \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \varphi_j(\alpha_i \dots z) dz = 0$$

Для определения вида $\varphi_1(\alpha_i \dots z)$ привлекают дополнительную информацию, получаемую из каких либо априорных гипотез о виде течения. Для относительно простых течений с выпуклым профилем компоненты скорости (v_x, v_y) в большинстве случаев (как показывает опыт работы) достаточно представить только первым членом ряда (1.17). При этом $V_{x_1}(x, y)$, $V_{y_1}(x, y)$ имеют смысл планарных компонент средней по толщине слоя скорости.

В рассматриваемом случае представим v_x, v_y первым членом ряда (1.17), при этом $\varphi_1(\alpha_i \dots z)$ найдем из точного решения линеаризованных уравнений (1.3)-(1.7). При этом мы полагаем, что истинный профиль течения мало отличается от навязанного нами

$$v_x = V_x(x, y) \varphi(\alpha, z), \quad v_y = V_y(x, y) \varphi(\alpha, z) \quad (1.18)$$

$$\varphi(\alpha, z) = \frac{\alpha \cdot \text{ch} \alpha}{(\alpha \cdot \text{ch} \alpha - \text{sh} \alpha)} \left(1 - \frac{\text{ch} 2\alpha z}{\text{ch} \alpha} \right), \quad \alpha = \frac{M \cdot B}{2}, \quad M = Bd \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}} = I \mu_0 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}$$

Подставляя (1.15) и (1.18) в (1.3)-(1.5) получим уравнения для V_x , V_y , p в слое.

Таким образом, вместе с уравнением (1.16) для индукции магнитного поля мы получили замкнутую систему уравнений для описания МГД-процессов в тонком слое проводящей жидкости находящейся в щели между ферромагнитными массивами. В дивергентном виде эта система уравнений запишется следующим образом:

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial q V_x^2}{\partial x} + \frac{\partial q V_x V_y}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} - g V_x - S \cdot B \frac{\partial B(1+\varepsilon)}{\partial x} \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial q V_x V_y}{\partial x} + \frac{\partial q V_y^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} - g V_y - S \cdot B \frac{\partial B(1+\varepsilon)}{\partial y} \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0 \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + V_x \frac{\partial B}{\partial x} + V_y \frac{\partial B}{\partial y} = B t^{-1} \Delta [B(1+\varepsilon)] \quad (1.22)$$

$$\text{где } g = \frac{4\alpha^2 \text{sh} \alpha}{\alpha \cdot \text{ch} \alpha - \text{sh} \alpha}, \quad q = \frac{\alpha^2}{(\alpha \cdot \text{ch} \alpha - \text{sh} \alpha)^2} \left[\text{ch}^2 \alpha - \frac{3 \text{sh} 2\alpha}{4\alpha} + \frac{1}{2} \right] \quad (1.23)$$

В этих уравнениях функции g и q учитывают эволюцию профиля скорости от точки к точке в тонком слое и могут быть найдены совместно с

полем скоростей и магнитным полем в слое. Функция q является слабопеременной функцией α при $\alpha = 0$, $q = 6/5$, при $\alpha \rightarrow \infty$ $q \rightarrow 1$. Поэтому в расчетах с использованием уравнений (1.19) – (1.22) q удобно задавать как постоянное число. Функция g существенно зависит от параметра α . Когда $\alpha = 0$ (это соответствует течению Пуазейля) $g = 12$, а когда $\alpha \rightarrow \infty$ тогда $g \rightarrow 2M|B|$. Заметим, что аналогичный функции g профильный интеграл был введен в работе [194] применительно к описанию одномерных течений в кондукционных устройствах с внешним магнитным полем.

1.1.3. Примеры точных решений системы приближенных МГД-уравнений

Рассмотрим несколько простейших примеров, когда система уравнений (1.19)-(1.22) имеет точное решение.

1. Течение проводящей жидкости в плоском канале прямоугольного сечения (толщиной d) под действием постоянного градиента давления $A = \frac{\partial p}{\partial x}$. Вдоль канала в направлении оси x с постоянной по сечению плотностью протекает электрический ток. Канал помещен в плоскопараллельную щель толщиной $1 + \varepsilon_0$ между ферромагнитными пластинами Рис.1.2.

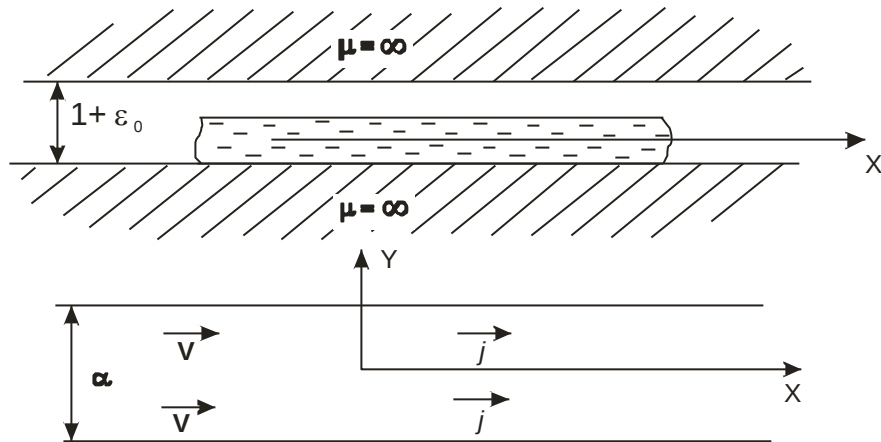


Рис.1.2. Плоский бесконечный канал с электрическим током в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами.

Так как канал, в котором течет жидкость плоский, то и течение жидкости будет иметь два пограничных слоя у боковых стенок канала, покажем это на примере простого одномерного течения вязкой жидкости в плоском канале под действием внешнего перепада давления. Такое одномерное течение будет описываться уравнением

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) = 0, \quad (1.24)$$

при этом $\frac{\partial p}{\partial x} = -A$, а профиль скорости вдоль поперечной координаты (z) будет квадратичным, тогда $\frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} = c^2 v_x$, где C коэффициент зависящий от вязкости жидкости, перепада давления и геометрии задачи. Таким образом, принимая все это во внимание и переобозначив c^2 на $\frac{c^2}{\nu}$, а A на $\frac{A}{\nu}$, уравнение (1.24) можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + c^2 v_x + A = 0.$$

Решением этого уравнения в случае обычных граничных условий для скорости ($v_\tau = 0$, $v_n = 0$ на боковых стенках) будет выражение $v_x = e^{-cy} - \frac{A}{c^2}$. Таким образом, течение вязкой жидкости в плоском канале сопровождается наличием пограничных слоев на боковых стенках канала.

Так как толщина пограничного слоя много меньше ширины канала, то вязкая диссипация в пограничных слоях на боковых стенках много меньше вязкой диссипации при трении о верхнюю и нижнюю плоские стенки канала, поэтому этой диссипацией можно пренебречь и допустить проскальзывание жидкости на боковых стенках канала. При этом граничные условия на боковых стенках ставятся только для нормальной компоненты скорости $V_y = 0$ при $y = \pm \frac{a}{2}$. На боковых границах при $y = \pm \frac{a}{2}$ безразмерное значение магнитного поля определяется из закона полного тока $B = \pm \frac{1}{2(1+\varepsilon_0)}$. При таких граничных условиях решение системы уравнений (1.19)-(1.22) будет иметь вид $V_y = 0$; $V_x = -\frac{A}{g}$; $B = \frac{y}{a(1+\varepsilon_0)}$.

Как видно из Рис.1.3, максимальная скорость течения имеет место на оси канала (в области минимального магнитного поля). Жидкость устремляется в область, где диссипация ее энергии (за счет движения в магнитном поле) минимальна. В тоже время, как следует из решения, течение в этом случае не оказывает воздействия на магнитное поле.

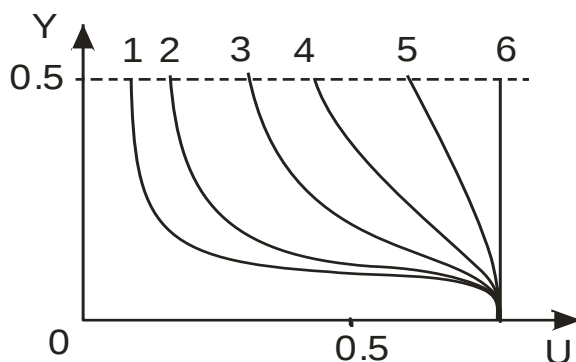


Рис.1.3. Профиль скоростей течения электропроводной жидкости в плане бесконечного плоского канала с электрическим током, помещенным в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами

2. Разберем еще один пример. Оценим возможность генерации вихревых течений проводящей жидкости в плоской прямоугольной полости, помещенной в щель между ферромагнитными массивами, когда электромагнитные силы изначально потенциальны. Вихревое движение в этом случае может возникнуть лишь тогда, когда течение, возникшее в результате малого возмущения, так деформирует магнитное поле, что электромагнитные силы в полости становятся вихревыми и усиливают первоначальное возмущение. При этом должна реализовываться уникальная ситуация, когда течение с малым магнитным числом Рейнольдса приводит к заметному искажению магнитного поля.

Пусть имеется плоская полость квадратная в плане. Поместим ее в зазор между двумя ферромагнитными полупространствами Рис.1.4.

По проводящей жидкости в полости течет постоянный электрический ток с однородной по поперечному сечению плотностью. Электрический ток, протекая по слою жидкости, создает магнитное поле. Пусть в зазоре дополнительно с полем от электрического тока в жидкости существует магнитное поле от внешнего источника, которое достаточно велико. В этом случае α велико и $g \approx 2M|B|$, и уравнения (1.19)-(1.22) для стационарных течений в присутствии постоянного магнитного поля можно привести к виду

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \Delta \psi}{\partial y} = 2M \left(\frac{\partial B}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} + B \Delta \psi \right) + \frac{S}{2} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \frac{\partial B^2}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \frac{\partial B^2}{\partial y} \right) \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial B}{\partial y} = B t^{-1} \Delta [B(1 + \varepsilon)] \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = V_x \quad - \frac{\partial \psi}{\partial x} = V_y.$$

Пусть полость ограничена стенками так, что ее размеры (за единицу длины и ширины взята толщина слоя d) в плане будут: ширина и длина – a , толщина 1. Начало координат в центре слоя (полости). Оси x и y направлены параллельно боковым сторонам полости. Ось z направлена нормально плоскости слоя Рис.1.4.

Сверху и снизу на полость наложены ферромагнитные пластины с переменным вдоль оси x зазором $\delta = 1 + \varepsilon(x)$. Электрический ток по проводящей жидкости в полости течет вдоль слоя в направлении противоположном оси y . На жидкость в слое будут действовать объемные электромагнитные силы, но если (как следует из (1.25) и (2.26) $\frac{\partial B}{\partial y} = 0$, то равновесие (отсутствие движения) в системе возможно.

Магнитное поле в зазоре при $\psi = 0$ и $\varepsilon = \varepsilon(x)$, как следует из (1.26) - есть

$$B = \frac{C}{1 + \varepsilon(x)} \frac{x}{a} + \frac{k}{1 + \varepsilon(x)}$$

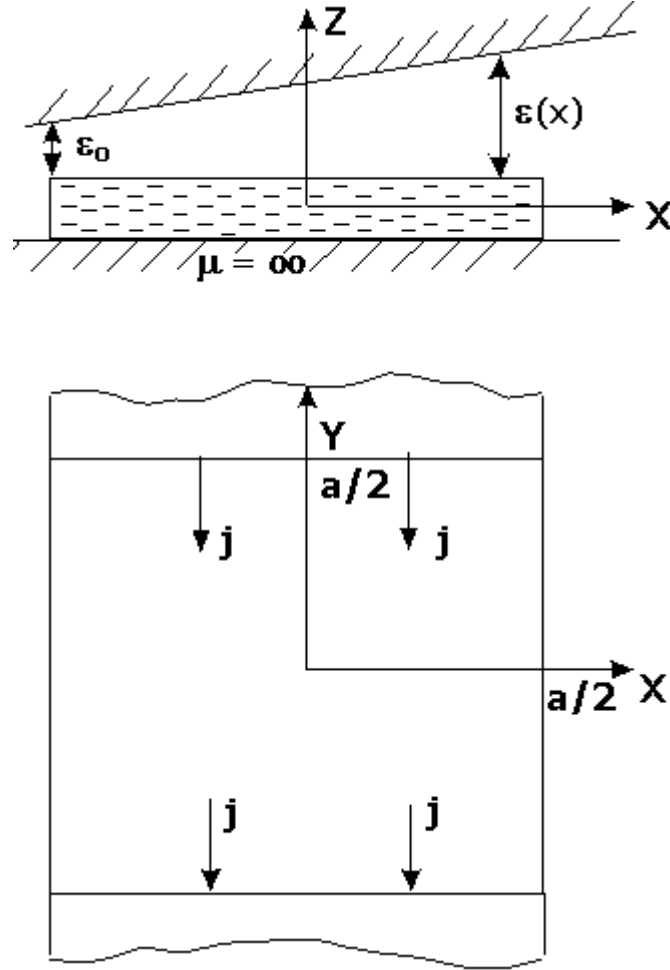


Рис.1.4. Плоский слой проводящей жидкости с постоянным электрическим током, помещенный в клинообразную щель между ферромагнитными массивами. Электромагнитные силы в канале изначально потенциальны.

Первый член в этом выражении имеет смысл собственного поля тока, протекающего по проводящей жидкости в полости, а второй член имеет смысл поля от внешнего источника. Для нашего случая

$$C = 1, \quad k = \frac{B_{\text{внешнее}}}{B_{\text{тока}}}, \quad \varepsilon = mx, \quad m \ll 1$$

Предположим, что в систему внесено возмущение скорости и магнитного поля. Другими словами появилась малая $\tilde{\psi}$, а магнитное поле получило малую добавку $B = B + \tilde{B}$.

Подставим эти выражения для ψ и B в уравнения (1.25) и (1.36) после этого уравнения можно привести к виду

$$2M \Delta \psi + S \cdot m \frac{\partial B}{\partial y} = 0$$

$$\Delta B - \frac{Bt(1-mka)}{a} \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0 \quad (1.27)$$

Эта система уравнений имеет точное решение вида:

$$\psi = A \sin(\pi n \frac{x}{a}) \cdot \sin(\pi l \frac{y}{a}), \quad B = N \sin(\pi n \frac{x}{a}) \cdot \cos(\pi l \frac{y}{a}) \quad (1.28)$$

при выполнении условия
$$M = \frac{2\pi^2(n^2 + l^2)^2}{ma l^2(1-mka)} \quad (1.29)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае при выполнении условия (1.29) возмущения вида (1.28) не будут затухать. Отсюда следует, что возможно состояние изотермической МГД-неустойчивости слоя проводящей жидкости с электрическим током, находящегося в щели ферромагнитного массива. Это явление замечательно тем, что в обычном виде понятие безындукционное приближение, широко используемое в магнитной гидродинамике, в этом случае не выполняется. Действительно малые возмущения движения проводящей жидкости приводят к малым возмущениям магнитного поля, пренебрегать которыми в этом случае нельзя, так как они, усиливая породившие их возмущения скорости, возрастают и становятся в рассматриваемом явлении существенными.

Поставленный в работе [195] эксперимент отличался от описанной выше задачи лишь тем, что на полость не накладывалось внешнего магнитного поля, а поле создавалось током, протекающим по жидкому металлу в полости. Поэтому порог возникновения неустойчивости, которая была обнаружена в эксперименте, был ниже, чем предсказывалось теоретически для рассмотренного случая с внешним магнитным полем.

1.2. Безындукционное приближение для электровихревых течений в плоском канале, находящемся в щели ферромагнитного массива

При течении проводящей жидкости через магнитное поле имеет место эффект так называемого увлечения магнитного поля движущейся жидкостью, однако, когда скорость движения или проводимость жидкости или характерные размеры области течения малы искажение магнитного поля за счет увлечения его течением незначительно и его можно не принимать во внимание. Условием, когда воздействием течения проводящей жидкости на магнитное поле можно пренебречь является малость магнитного числа Рейнольдса $Re_m \ll 1$ ($Re_m = \sigma \mu \nu L$). Это, так называемое, условие безындукционного приближения в магнитной гидродинамике [1]. Однако, как мы видели на примере изотермической неустойчивости, для электровихревых течений в плоских каналах [157] такое условие для безындукционного приближения не всегда приемлемо. Действительно, в этом случае даже малое возмущение скорости ($Re_m \ll 1$) приводит к существенным деформациям магнитного поля [195]. Таким образом, для рассматриваемых нами электровихревых течений в плоских слоях

проводящей жидкости (находящихся в щели между ферромагнитными массивами) область безындукционного приближения должна определяться несколько иначе, чем обычно [178]. Электровихревое течение проводящей жидкости в плоском слое в щели между ферромагнитными массивами, как было показано ранее, можно описать при помощи приближенных уравнений (1.19)-(1.22.)

Ограничимся рассмотрением медленных течений таких, чтобы

$$V_x, V_y \ll \frac{(1+\varepsilon)}{Bt \cdot a} \quad (1.30)$$

Тогда уравнение (1.22) упрощается. Членами, содержащими скорость, можно пренебречь и уравнение запишется как: $\Delta[B(1+\varepsilon)] = \partial B / \partial t$

При этом скорость движения проводящей жидкости не будет оказывать влияние на магнитное поле, и магнитное поле может быть найдено отдельно.

Таким образом, условие (1.30) по сути, является условием безындукционного приближения. Вернемся к этому условию, записанному в безразмерном виде, и перепишем его, используя обычные размерные величины, затем преобразуем его

$$V \ll \frac{(1+\varepsilon)}{Bt \cdot a} \rightarrow \frac{v}{v/d} \ll \frac{\delta/d}{\sigma \mu_0 v \cdot a/d} \rightarrow v d \sigma \mu_0 \ll \frac{\delta}{a}. \quad \text{Re}_m \ll \frac{\delta}{a} \quad (1.31)$$

Мы получили более привычную форму условия для безындукционного приближения, из которого видно, что для электровихревых течений в плоских каналах в щели между ферромагнитными массивами это условие более жесткое, чем в обычном случае. Другими словами в тонком слое проводящей жидкости с электрическим током помещенном в щель между ферромагнитными массивами, у которого отношение планарных размеров к толщине щели между ферромагнитными массивами (где расположен слой) велико ($\frac{\delta}{a} \ll 1$), может возникнуть ситуация, когда даже медленное течение ($\text{Re}_m \ll 1$) существенно искажает магнитное поле. Вообще говоря, это условие носит более общий характер и применимо не только для электровихревых течений генерируемых электрическим током (как постоянным, так и переменным) в плоском канале, помещенном в щель между ферромагнитными массивами, но это условие справедливо и для течений в плоских каналах, находящихся в зазоре между полюсами ферромагнитного индуктора и генерируемых переменным магнитным полем (от этого индуктора).

1.3. Условие генерации электровихревых течений (ЭВТ) в тонких слоях проводящей жидкости

Для возникновения ЭВТ в объеме проводящей жидкости достаточно неоднородного растекания электрического тока в этом объеме [5,7], однако, для генерации ЭВТ в тонких слоях проводящей жидкости, помещенной в

щель между ферромагнитными массивами, этого условия недостаточно, более того, оно часто не является даже необходимым [162].

Тонкий бесконечный слой проводящей жидкости (толщиной d), по которому в плоскости слоя течет постоянный электрический ток, поместим в зазор (толщиной δ) между бесконечными ферромагнитными массивами Рис.1.1. В этом случае магнитное поле в зазоре между массивами будет иметь одну доминирующую компоненту. Эта компонента направлена поперек зазора и слабо изменяется в этом направлении. Если плотность электрического тока поперек зазора (слоя) так же не изменяется, то справедливо безразмерное выражение для ротора электромагнитных сил в слое жидкого металла

$$(\text{rot } \vec{f}_{em})_z = S \cdot B \left(\frac{\partial B}{\partial x} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial y} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)$$

В размерном виде это выражение запишется так:

$$(\text{rot } \vec{f}_{em})_z = \frac{B_z}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\delta}{d} \right) - \frac{\partial B_z}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\delta}{d} \right) \right) \quad (1.32)$$

Здесь δ - ширина щели между ферромагнитными массивами (немагнитный зазор), d - толщина слоя проводящей жидкости.

Из (1.32) видно, что объемная электромагнитная сила, действующая на проводящую жидкость в слое, будет вихревой (а следовательно возможна генерация в слое электровихревого течения), когда $\frac{d}{\delta} = f(x, y)$, что может иметь место в случае $\delta = \delta(x, y)$ (и) или $d = d(x, y)$, где x, y пространственные координаты лежащие в плоскости слоя. При этом характер растекания электрического тока в плоскости слоя не имеет существенного значения.

Отметим, что в рассматриваемом случае, когда $\text{rot } \vec{f}_{em} = 0$ магнитное поле неизменно вдоль линии электрического тока. Действительно, ротор электромагнитных сил в нашем случае имеет лишь одну поперечную компоненту z . В нашем двумерном случае $\text{div } \vec{j} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} = 0$, а $\vec{f}_{em} = \vec{j} \times \vec{B}$, исходя из этого, получим $(\text{rot } \vec{f}_{em})_z = -j_y \frac{\partial B_z}{\partial y} - j_x \frac{\partial B_z}{\partial x}$ (1.33)

Из выражения (1.33) видно, что в рассматриваемом случае при наших допущениях $\text{rot } \vec{f}_{em} = 0$ в случае, когда магнитное поле не меняется вдоль линий электрического тока.

Если толщина слоя жидкости является функцией продольных координат, то для того, чтобы силы в слое оставались безвихревыми вышеприведенного условия не достаточно. Необходимо так же, чтобы толщина слоя оставалась неизменной вдоль линий электрического тока.

Верны так же и обратные утверждения, которые и являются условиями генерации ЭВТ в плоском слое проводящей жидкости, помещенном в щель между ферромагнитными массивами.

Для того, чтобы в плоском слое проводящей жидкости, помещенном в щель между ферромагнитными массивами генерировались электровихревые течения необходимо и достаточно одного из двух, либо совместного выполнения условий:

1. Зазор между ферромагнитными массивами должен изменяться в направлении линий электрического тока.
2. Толщина слоя проводящей жидкости с электрическим током должна изменяться в направлении линий электрического тока.

Эти два условия являются условиями того, что электромагнитные силы в слое изначально носят вихревой характер.

Как уже говорилось, для генерации вихревых сил в слое, величина зазора между ферромагнитными массивами должна меняться вдоль линий электрического тока. Это изменение может происходить плавным образом, и может происходить скачкообразно. Например, происходит резкое увеличение зазора или мы имеем дело с границей ферромагнитных сердечников Рис.1.5.

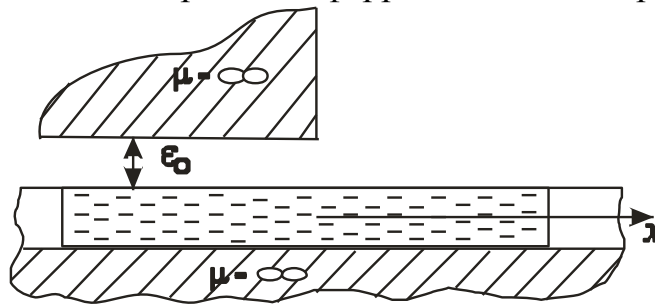


Рис.1.5. Плоский слой проводящей жидкости с постоянным электрическим током, помещенный в плоскопараллельную щель между ферромагнитными сердечниками, имеющую резкое расширение.

При скачкообразном изменении зазора, когда его величину можно описать ступенчатой функцией, ротор электромагнитных сил, как легко показать, выразится через δ -функцию (отличную от нуля в области резкого изменения зазора). Таким образом, ротор электромагнитных сил в плоскопараллельном слое проводящей жидкости, помещенной в плоскопараллельный зазор между полюсами ферромагнитных сердечников, будет отличен от нуля лишь на границе полюсов сердечников, там, где зазор скачком увеличивается. Этот эффект имеет прикладное значение: его можно использовать, например, для перемешивания жидкого ядра непрерывного слитка при непрерывной разливке стали. Если по слитку продольно пропустить электрический ток и приложить ферромагнитные бруски, то края этих брусков Рис.1.6. будут генерировать ЭВТ в жидком ядре слитка.

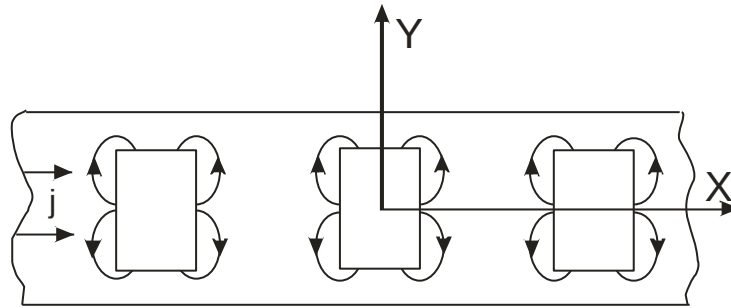


Рис.1.6. Электровихревые течения генерируются краями ферромагнитных брусьев в плоском канале с жидким металлом при протекании по нему электрического тока.

Другими случаями генерации ЭВТ в тонких слоях в щели ферромагнитных массивов являются случаи генерации ЭВТ вследствие неустойчивости. Так, например, как говорилось ранее, возможен вариант, когда изначально в слое действовали лишь потенциальные электромагнитные силы. Возникшее в результате малого возмущения первоначальное течение так искажает магнитное поле и линии электрического тока, что в слое возникают вихревые электромагнитные силы, усиливающие первоначальное возмущение и приводящие к появлению в слое, в результате изотермической МГД неустойчивости, электровихревого течения [195]. Возможен так же случай возникновения ЭВТ в плоскопараллельном слое, находящемся в плоскопараллельной щели ферромагнитного массива в результате малого возмущения свободной поверхности слоя. Действительно в приведенном случае электромагнитные силы изначально потенциальны и вихревого движения вызвать не могут, но, если в результате возмущения свободная поверхность слоя деформируется (толщина слоя станет переменной в направлении линий электрического тока), в слое возникнут вихревые электромагнитные силы, которые в некоторых случаях могут усилить первоначальные возмущения, и в слое возникнет в результате неустойчивости электровихревое течение [185-187] (этот случай более подробно будет разобран позже).

Рассмотрим так же ЭВТ, возбуждаемое в тонких слоях, уже без присутствия ферромагнитных массивов [162].

Возьмем тонкий слой проводящей жидкости. Сверху и снизу (до контакта с его верхней и нижней поверхностью) подведем к нему токоподводы (приходящие из бесконечности и уходящие вдоль оси z в бесконечность). При помощи токоподводов пропустим поперек слоя постоянный электрический ток Рис. 1.7.

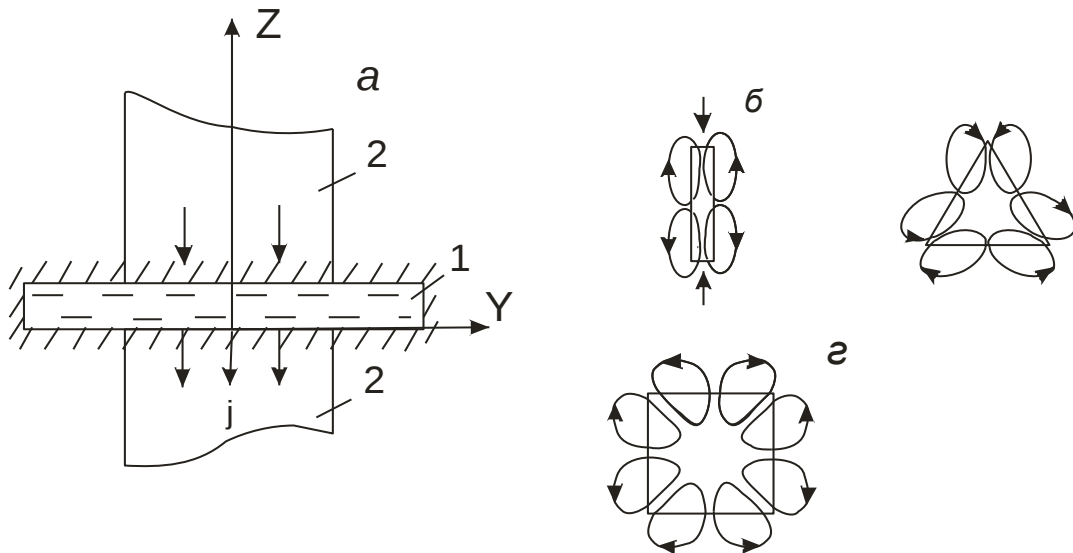


Рис.1.7. Примеры генерации ЭВТ в плоском слое проводящей жидкости (1) в отсутствии ферромагнитных сердечников. Электрический ток подводится электродами (2) и протекает перпендикулярно плоскости слоя (а). Случай токового пятна прямоугольной формы (б), токовое пятно треугольной формы (в), токовое пятно квадратной формы (г).

Если слой ограничен в плане, а его границы совпадают с границами сечения токоподводов, то планарное ЭВТ в результате действия электромагнитных сил может возникнуть лишь при неоднородном распределении плотности электрического тока в сечении токоподводов [162]. Если ток распределен равномерно, то электромагнитные силы (обусловленные взаимодействием тока с собственным полем) потенциальны и ЭВТ возникнуть не может. В электродинамическом отношении это явление подобно линейному пинчу. В случае, когда сечение токоподводов в месте контакта меньше сечения слоя (в плане) и отличается от окружности, электромагнитные силы в слое уже не потенциальны [162].

В рассматриваемом нами случае ротор электромагнитных сил имеет одну компоненту направленную нормально плоскости слоя. В цилиндрической системе координат он будет иметь следующий вид:

$$\left(\text{rot } \vec{f}_{em}\right)_z = -\frac{\partial(j_z B_\varphi)}{\partial \varphi} \quad (1.34)$$

Из этого выражения видно, что если электромагнитная сила не зависит от φ , то даже при произвольной зависимости тока и магнитного поля от r , электромагнитная сила в слое остается потенциальной. При несовпадении границ «токового пятна» (сечения токоподводов) с границами слоя эта ситуация возможна только для круглого сечения токоподводов. При любой другой конфигурации появляется зависимость от φ , и как следует из (1.34), силы становятся вихревыми [162].

Действительно, как показывают расчеты, очень узкий в поперечном сечении токоподвод вызывает четырехконтурную циркуляцию жидкого

проводника в слое, треугольный – шестиконтурную, квадратный – восьмиконтурную Рис.1.7. Каждый угол между прямыми участками на границе сечения токоподвода вызывает двух контурную циркуляцию. При приближении сечения токоподводов к кругу растет число контуров циркуляции и снижается ее интенсивность. При круглом сечении токоподводов циркуляция в плоском слое отсутствует.

Таким образом, несовпадение границы поперечного сечения токоподводов с границами слоя проводящей жидкости является причиной возникновения планарных ЭВТ в слое, при этом форма «токового пятна» существенно влияет на топология и интенсивность ЭВТ в слое [162].

Описанное выше явление имеет место в мощных алюминиевых электролизерах, где электрический ток большой силы, текущий по анодному массиву (обычно прямоугольного поперечного сечения) и контактирующему с ним расплаву в ванне вызывает в расплаве планарное ЭВТ, на интенсивность которого наравне с другими факторами влияет форма сечения анодного массива [172].

Таким образом, как было показано, электровихревые течения в плоских слоях проводящей жидкости имеют ряд существенных отличий от электровихревых течений в объеме.

В заключение этого параграфа отметим похожее явление. При ЭВТ вихревое течение в проводящей жидкости возбуждается взаимодействием протекающего по ней электрического тока со своим магнитным полем [5,7]. Возможна сходная ситуация (плоский слой проводящей жидкости пронизывает переменное магнитное поле нормально направленное к плоскости слоя), когда переменное магнитное поле взаимодействует с индуцированным в проводящей жидкости электрическим током и создает в ней электромагнитные силы, которые генерируют вихревое движение [180]. По аналогии с электровихревыми течениями такие течения можно называть магнитовихревыми течениями (МВТ).

Если в локальной области плоского слоя создать переменное во времени нормальное слою магнитное поле, то в плоскости слоя индуцируется электрический ток, линии которого будут замкнутыми и охватывать линии магнитного поля. Взаимодействие магнитного поля с индуцированным электрическим током приведет к появлению в слое объемных электромагнитных сил, которые в случае несовпадения границ области магнитного поля с границами слоя проводящей жидкости (и если границы области отличаются от окружности) вызовут планарную циркуляцию жидкости в слое (так называемое магнитовихревое течение). Действительно переменное магнитное поле в этом случае направлено к слою так же, как и электрический ток в предыдущем примере, а индуцированный ток имеет в слое линии тока схожие с магнитно-силовыми линиями предыдущего примера. Таким образом, электромагнитные силы в этих примерах подобны, поэтому ход рассуждения о характере сил в последнем случае такой же, что и в предыдущем примере. Надо отметить, что такая

аналогия справедлива только в случае, когда частота магнитного поля такая, что величина скин-слоя для магнитного поля в области полюсов сердечника превышает линейные размеры полюсов.

Отметим, что явление генерации вихревых течений переменным магнитным полем в плоских каналах может найти и находит применение в создании различного рода перемешивателей жидкого металла и МГД-насосов [45,189,190].

1.4. Течения проводящей жидкости с током в тонком слое со свободной поверхностью, в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами

1.4.1. Уравнения движения жидкости для тонкого слоя со свободной поверхностью

Для описания гидродинамических процессов в слое со свободной поверхностью (с применением принципов, методов и допущений, использованных нами ранее при выводе системы уравнений (1.19) – (1.21)) система уравнений получается подобным образом [186,187]. Отличие состоит в том, что мы вводим безразмерную функцию (имеющую смысл безразмерной толщины слоя), задающую положение поверхности слоя $h=h(x,y,t)$ в каждой точке плоскости слоя. Будем считать, что слой ограничен в плане и имеет длину $2a$, ширину $2b$ и толщину d Рис.1.15. Вдоль слоя в направлении его длины течет электрический ток $\vec{j}(x,y,t)=(j_x,0,0)$. Если масштаб плотности тока определяется как I/d^2 , то безразмерная плотность тока при невозмущенной поверхности будет $j_x=d/2b$. Будем считать, что искажение поверхности слоя осуществляется за счет пологих деформаций таких, что выполняется условие $\partial h/\partial x, \partial h/\partial y \ll 1$. Если деформация поверхности отсутствует и слой находится в бесконечной плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами, то, как было показано в предыдущем параграфе, электромагнитные силы в слое будут потенциальны и движения вызвать не смогут.

Если поверхность слоя деформирована, то могут возникнуть условия (как следует из предыдущего параграфа) к появлению вихревых электромагнитных сил и генерации в слое ЭВТ.

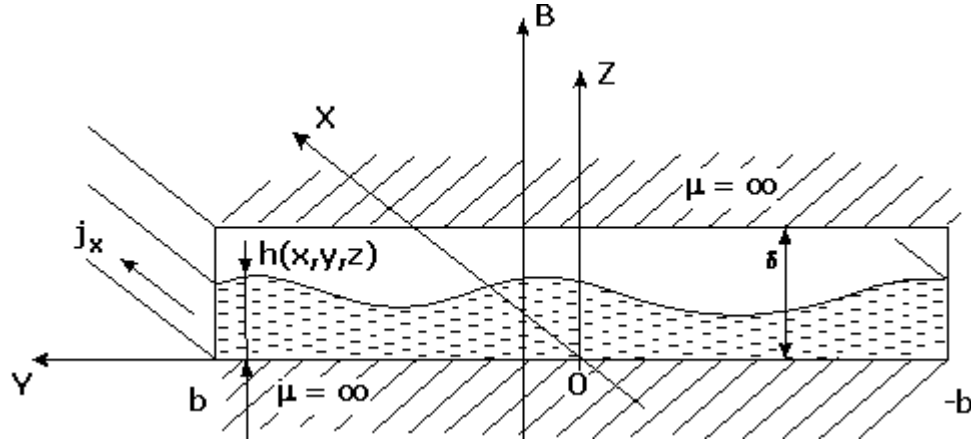


Рис.1.8. Плоский слой жидкого металла со свободной поверхностью с электрическим током, находящийся в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами.

Представим планарные компоненты скорости в слое, как и в (1.18) в виде $v_x = V_x(x, y)\phi(\alpha, z, h)$, $v_y = V_y(x, y)\phi(\alpha, z, h)$, где

$$\phi(\alpha, z, h) = \frac{-4\alpha \cdot (\text{sh}(\alpha z) - \text{sh}(2\alpha h) + \text{sh}(-\alpha z + 2\alpha h)) \cdot \text{sh}(\alpha h) \cdot \text{ch}(\alpha h)}{\text{sh}(2\alpha h) \cdot (4\alpha h \cdot \text{sh}(\alpha h) \cdot \text{ch}(\alpha h) + e^{-2\alpha h} (2e^{2\alpha h} - e^{4\alpha h} - 1))}$$

$\int_0^h \phi(z, \alpha, h) dz = 1$, $\phi(\alpha, z, h)$ - профильная функция, найденная из решения линеаризованной задачи о течении проводящей жидкости в плоскопараллельном слое со свободной поверхностью через однородное поперечное магнитное поле.

Интегрируя систему трехмерных уравнений Навье-Стокса и уравнение неразрывности поперек слоя с учетом приближения тонкого слоя, получим систему приближенных двумерных уравнений для описания течений в плоском слое со свободной поверхностью

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial(V_x V_x q)}{\partial x} + \frac{\partial(V_x V_y q)}{\partial y} + V_x r \frac{dh}{dt} = -Gh \frac{dh}{dx} + \Delta V_x + \kappa V_x + S\beta\gamma \cdot h \cdot f_x \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial(V_x V_y q)}{\partial x} + \frac{\partial(V_y V_y q)}{\partial y} + V_y r \frac{dh}{dt} = -Gh \frac{dh}{dy} + \Delta V_y + \kappa V_y + S\beta\gamma \cdot h \cdot f_y \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + V_x \frac{\partial h}{\partial x} + V_y \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0 \quad (1.37)$$

При этом на границах слоя должны выполняться условия $V_x, V_y = 0$ при $x = \pm a$ или $y = \pm b$ (1.38)

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{S\beta\gamma}{G} f_x \quad \text{при} \quad x = \pm a \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial h}{\partial y} = \frac{S\beta\gamma}{G} f_y \quad \text{при} \quad y = \pm b \quad (1.40)$$

Здесь $G = \frac{gd^3}{\nu^2}$, $\beta = \frac{d}{b}$, $\gamma = \frac{d}{\delta}$, $r = \phi(z = h)$ (1.41)

$$q(\alpha, h) = \int_0^h (\varphi)^2 dz = \alpha \frac{-16\alpha h e^{4\alpha h} + 32\alpha h e^{4\alpha h} \cdot \text{ch}^4(\alpha h) - 16\alpha h e^{4\alpha h} \cdot \text{ch}^2(\alpha h) - 6e^{2\alpha h} + 6e^{6\alpha h} - 3e^{8\alpha h} + 3}{2(4\alpha h \cdot \text{sh}(\alpha h) \cdot \text{ch}(\alpha h) \cdot e^{2\alpha h} + 2e^{2\alpha h} - e^{4\alpha h} - 1)^2} \quad (1.42)$$

$$\kappa(\alpha, h) = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_0^h = \frac{4\alpha^2 (-2e^{2\alpha h} + 1 + e^{4\alpha h})}{4\alpha h \cdot \text{sh}(\alpha h) \cdot \text{ch}(\alpha h) \cdot e^{2\alpha h} + 2e^{2\alpha h} - e^{4\alpha h} - 1} \quad (1.43)$$

1.4.2. Электромагнитные силы в слое с током и со свободной поверхностью находящейся в плоскопараллельной щели между ферромагнитными массивами

Движение жидкости в рассматриваемом случае обусловлено объемными электромагнитными силами, действующими на жидкость в слое. Электрический ток, протекая по проводящей жидкости в слое, взаимодействует с магнитным полем и генерирует объемные электромагнитные силы. Магнитное поле в зазоре между ферромагнитными массивами может создаваться, как сторонними источниками, так и тем же электрическим током, который протекает по жидкости в слое. Будем считать, что если поле от внешних источников присутствует, то оно имеет только одну компоненту поперечную зазору, однородно и не зависит от параметров задачи. Существенной составляющей магнитного поля является магнитное поле от тока, протекающего по слою. Это поле так же имеет поперечную компоненту много большую всех остальных в связи с тем, что толщина зазора между ферромагнитными массивами много меньше ширины слоя с током, размещенном в этом зазоре ($\delta \ll b$) и линейных размеров ферромагнитных массивов, полностью накрывающих этот слой [186,187] Рис.1.8. Для расчета магнитного поля от тока, протекающего по слою используем закон полного тока, который в размерном виде запишется как

$$\oint_{L^m} \frac{\vec{B}}{\mu_s \mu_0} d\vec{l} = \int_{S^m} \vec{j} ds \quad (1.44)$$

Здесь L^m - длина некоторого контура, S^m - поверхность, натянутая на этот контур, μ_s и μ_0 - относительная магнитная проницаемость среды и магнитная проницаемость вакуума.

В рассматриваемом случае интеграл в левой части распадется на четыре: 1-интеграл от магнитного поля по магнитной линии (части общего контура) в немагнитном зазоре на левой границе слоя Рис.1.9.

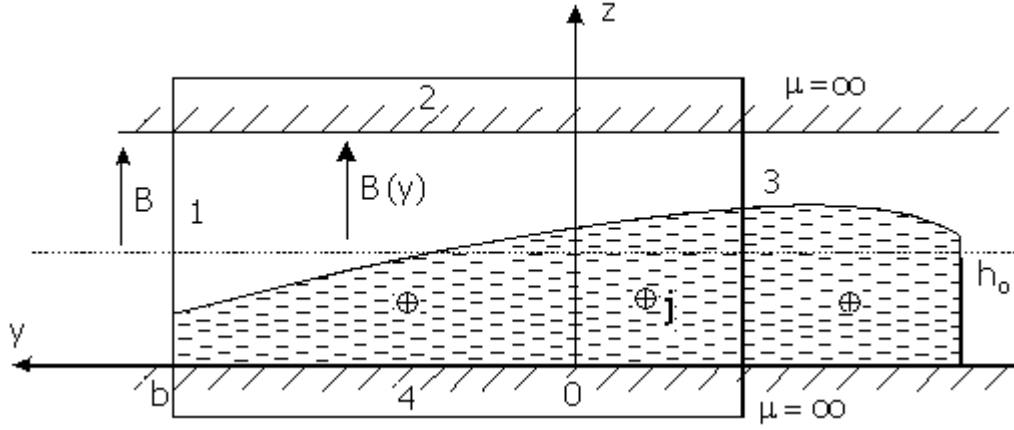


Рис.1.9. Плоский слой проводящей жидкости с постоянным электрическим током в щели ферромагнитного массива. Условно показан контур, охватывающий часть электрического тока текущего через поперечное сечение слоя жидкости.

3 – интеграл от магнитного поля по магнитной линии в зазоре в области слоя и 2,4- интегралы от магнитного поля по линиям (контур) в верхнем и нижнем ферромагнитном массивах.

$$\oint_{L^m} \frac{\vec{B}}{\mu} d\vec{l}^m = \frac{B_{-b}\delta}{\mu_0} + \frac{B_s \cdot b_s}{\mu_0 \mu_s} + \frac{B(y)\delta}{\mu_0} + \frac{B_s \cdot b_s}{\mu_0 \mu_s} = \int_{-b}^y h(x, \tilde{y}) \cdot j(x, \tilde{y}, t) d\tilde{y} \quad (1.45)$$

Так как по порядку величины $B_{-b}, B_s, B(y)$ близки друг к другу, а $\mu_0 \ll \mu_s$, то в выражении (1.45) членами 2 и 4 можно пренебречь в сравнении с 1 и 3 отсюда

$$B(y) = B_{-b} + \frac{\mu_0}{\delta} \int_{-b}^y h(x, \tilde{y}) \cdot j(x, \tilde{y}, t) d\tilde{y} \quad (1.46)$$

В выражении (1.46) B_{-b} – это поле на левой границе плоского слоя. Интегрируя магнитное поле по магнитно-силовой линии, охватывающей весь электрический ток в слое, находим, что $B_{-b} = \mu_0 I / 2\delta$. Отсюда индукция магнитного поля, создаваемая электрическим током, протекающим в плоском слое со свободной поверхностью помещенным в щель между ферромагнитными массивами, в размерном виде будет определяться выражением

$$B(y) = \frac{\mu_0 I}{2\delta} + \frac{\mu_0}{\delta} \int_{-b}^y h(x, \tilde{y}) \cdot j(x, \tilde{y}, t) d\tilde{y} \quad (1.47)$$

Таким образом, как можно видеть из выражения 1.47 магнитное поле от тока, протекающего по слою проводящей жидкости со свободной поверхностью,

будет зависеть от формы свободной поверхности слоя (толщины слоя жидкости).

Второй величиной определяющей объемные электромагнитные силы является плотность электрического тока. В рассматриваемом случае при горизонтальном невозмущенном положении поверхности слоя вектор плотности электрического тока имеет одну компоненту j_x .

Пусть поверхность слоя некоторым образом деформировалась, но так, чтобы форма этих деформационных «холмов» была пологой. Представим деформацию поверхности как суперпозицию двух серий плоских волновых деформаций с взаимно перпендикулярными волновыми векторами. Пусть один из волновых векторов совпадает по направлению с j_x .

Плотность электрического тока в слое будет определяться как сила тока деленная на поперечное сечение слоя $\Pi^e(x,t)$ перпендикулярное j_x . В безразмерном виде $j_x = 1/\Pi^e(x,t)$, $\Pi^e(x,t) = (\beta/2) \int_{-b}^b h(x, \tilde{y}) d\tilde{y}$.

В силу того, что возмущения с перпендикулярным j_x волновым вектором не меняют площадь поперечного сечения слоя, они так же не будут менять и величину плотности тока j_x . Возмущения с волновым вектором, направленным вдоль плотности электрического тока будут непосредственно изменять величину плотности тока в слое.

При наличии свободной поверхности слоя магнитное поле зависит от ее формы, так как плотность электрического тока зависит от формы поверхности слоя, значит и объемные электромагнитные силы, действующие в слое, так же зависят от этой формы, но и сама форма поверхности при этом определяется действием объемных электромагнитных сил.

Слой помещенный в плоскопараллельный зазор между ферромагнитными массивами находится под действием поперечного слоя магнитного поля, либо создаваемого внешними источниками (B^e) или под действием поля собственного тока (B^i), либо обе ситуации реализуются одновременно. При этом под действием электромагнитных сил поверхность примет равновесное положение h_c , а магнитное поле будет иметь соответствующее распределение. Для случая присутствия только одного однородного внешнего поля форму поверхности легко получить аналитически из (1.36) $h_c = 1 - S\beta\gamma B^e y/G$ Рис.1.10.а. Если слой находится в плоскопараллельной щели под воздействием поля от собственного тока или от обоих полей, то положение поверхности и распределение магнитного поля взаимно согласованы и их можно определить из численного решения Рис.1.10, Рис.1.11.

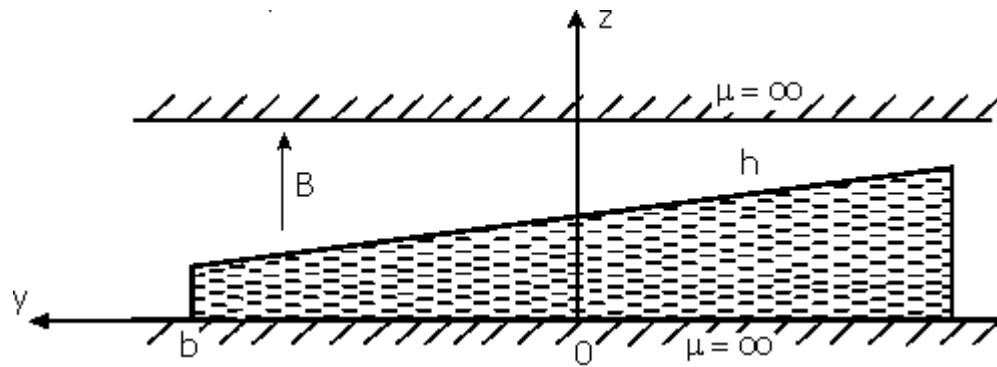


Рис.1.10.а. Форма свободной поверхности слоя жидкого металла. Слой помещен в однородное магнитное поле. Вдоль оси X по слою течет постоянный электрический ток.

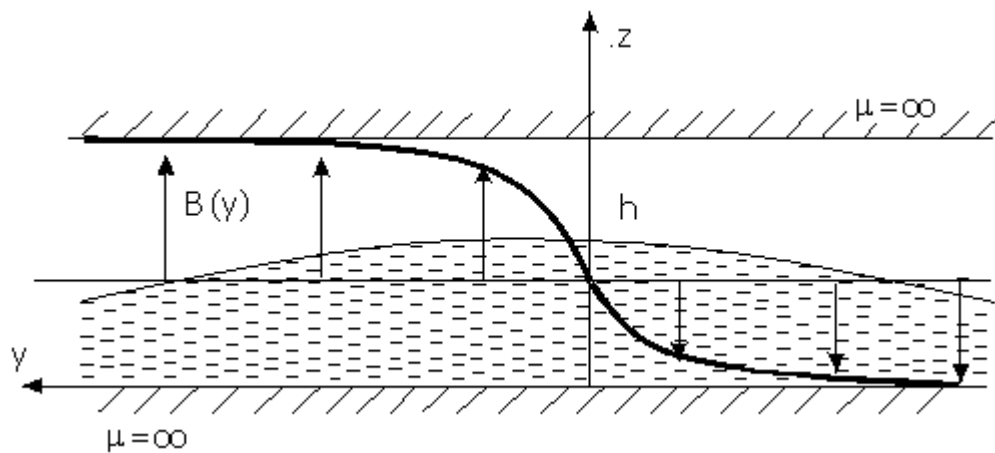


Рис.1.10.б. Форма свободной поверхности слоя жидкого металла. Слой помещен в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами. По слою вдоль оси X течет постоянный электрический ток.

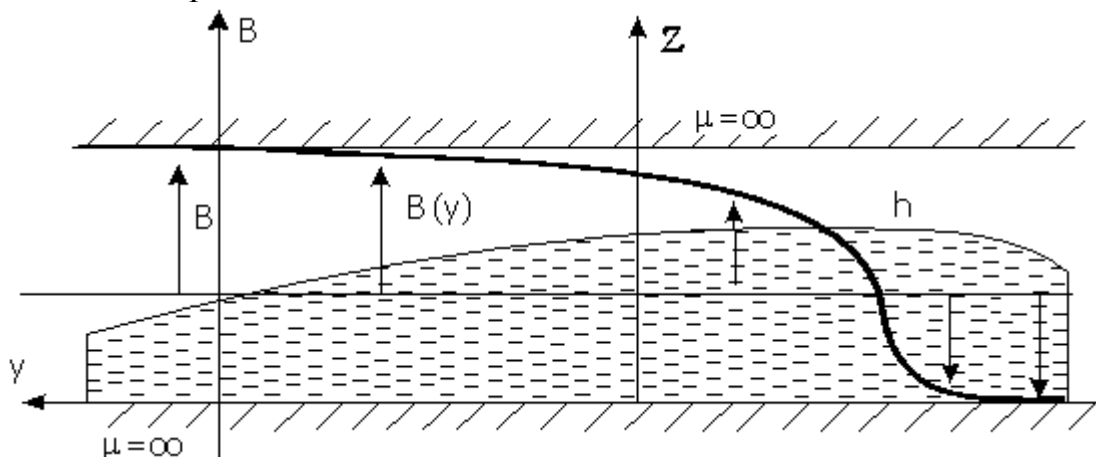


Рис.1.10.в. Форма свободной поверхности слоя жидкого металла. Слой помещен в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами по слою вдоль X , течет постоянный электрический ток. На слой дополнительно наложено однородное магнитное поле от внешнего источника.

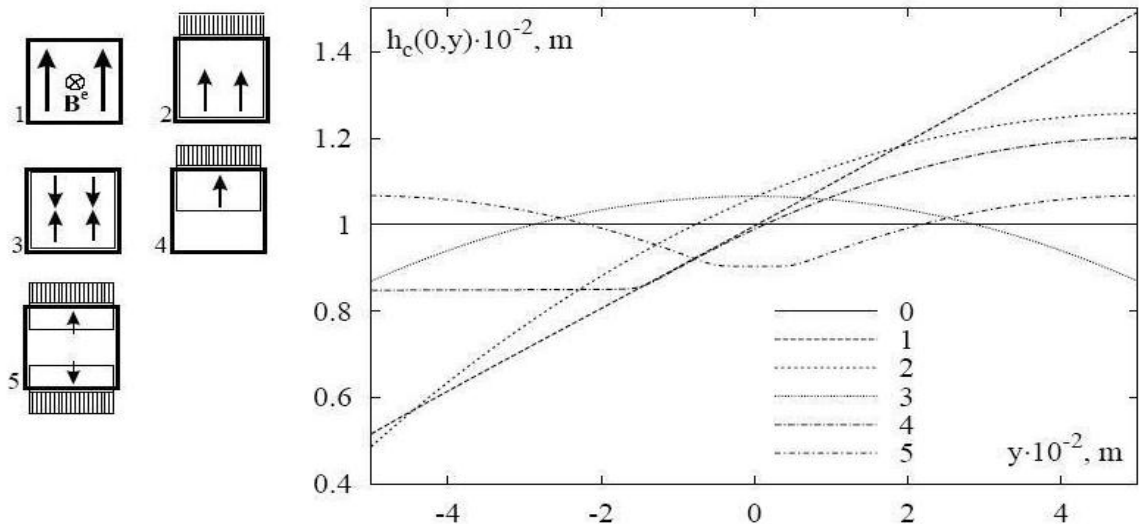


Рис.1.11. Профиль свободной поверхности слоя жидкого металла для пяти различных случаев: 0- свободная поверхность слоя без электромагнитных воздействий, 1- по слою протекает постоянный электрический ток с однородной по поперечному сечению плотностью. Слой находится в однородном магнитном поле нормальном его плоскости, 2- слой помещен в щель П-образного ферромагнитного сердечника по слою течет постоянный электрический ток, 3 - слой с электрическим током находится в плоскопараллельной щели между плоскими ферромагнитными пластинами, 4 - плоский слой до половины помещен в щель П-образного ферромагнитного сердечника, 5 – плоский слой с двух противоположных сторон помещен в щели двух П – образных ферромагнитных сердечников ($S\beta\gamma = 1,63 \cdot 10^6$, $G = 10^8$, $B^e = 0,2$ Тл. для случая 1)

1.4.3. Устойчивость свободной поверхности слоя

При наличии свободной поверхности у плоского слоя проводящей жидкости деформация поверхности слоя приводит к изменению объемных электромагнитных сил, которые могут повлиять на дальнейшую деформацию поверхности слоя. В связи с этим интересен вопрос о поведении малых возмущений в нашем рассматриваемом случае [185-197].

1.4.3.а. Случай изначально потенциальных электромагнитных сил

Изначально в слое электромагнитные силы потенциальны, движение жидкости отсутствует, а форма свободной поверхности равновесная (h_c). Пусть возникли малые возмущения скорости V_x , V_y , а так же малое отклонение поверхности ζ от равновесного положения $h = h_c + \zeta$. Рассмотрим начальный момент развития возмущений. Подставим эти возмущения в уравнения (1.35) – (1.37) и линеаризуем их.

Продифференцировав (1.35) по x а (1.36) по y , сложим их и с учетом (1.37) получим

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - \kappa \frac{\partial \zeta}{\partial t} = G \left(h_c \Delta \zeta + \zeta \frac{\partial h_c}{\partial y} \right) + S\beta\gamma \left(\left(B^e + \frac{y}{b} \right) \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial h_c}{\partial y} \langle \zeta \rangle_y \right) + \left(\frac{\zeta}{b} - \frac{h_c}{b} \langle \zeta \rangle_y \right) \right) \quad (1.48)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0, \quad x = \pm a \quad \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{S\beta\gamma \langle \zeta \rangle_y}{G} \left(B^e + \frac{y}{b} \right), \quad y = \pm b \quad (1.49)$$

Здесь $\langle \zeta(x, y, t) \rangle_y = \frac{1}{2b} \int_{-b}^b \zeta(x, y, t) dy$.

Уравнение (1.48) описывает малые колебания свободной поверхности относительно ее равновесного положения, (1.49) – граничные условия. При выводе уравнения (1.48) использовалось представление плотности тока в виде первого члена степенного ряда.

Зададим возмущения свободной поверхности в виде плоской пространственной волны с волновым вектором вдоль направления плотности тока (вдоль оси ox) Рис.1.12

$$\zeta(x, y, t) = e^{\lambda t} A_n \cos(k_x x) \cdot \left(1 + \frac{S\beta\gamma B^e}{G} y + \frac{S\beta\gamma}{2Gb} y^2 - \frac{S\beta\gamma b}{6G} \right), \quad (1.50)$$

$$\text{где } k_x = \frac{\pi n}{a}.$$

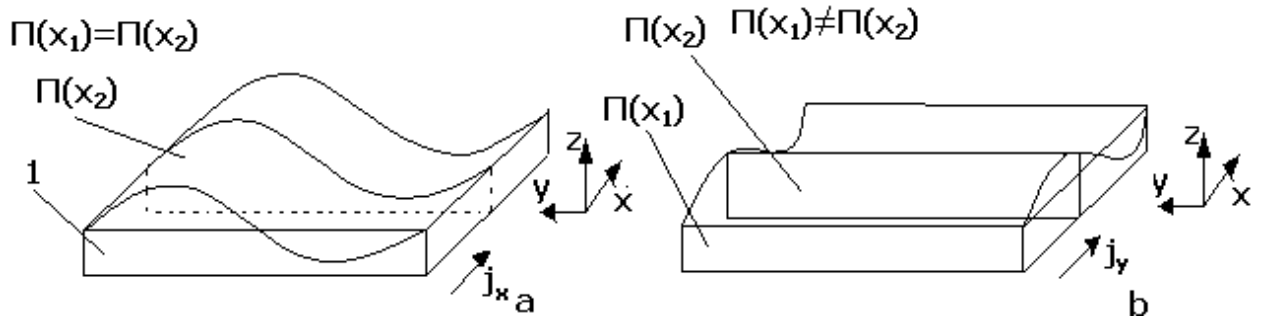


Рис.1.12. Возмущение в виде плоской волны на поверхности слоя

Подставляя (1.50) в (1.48) получим нейтральные кривые Рис.1.13. для самых опасных возмущений с волновым числом равным 1. Нейтральные кривые разделяют область параметров задачи на подобласть ниже кривой (при значениях параметров из этой подобласти возмущения в системе затухают, это область устойчивости) и выше кривой (при значениях параметров в системе из этой подобласти колебательные возмущения монотонно нарастают, это область неустойчивости). Исследование развития возмущений в рамках линеаризованной задачи справедливо лишь на

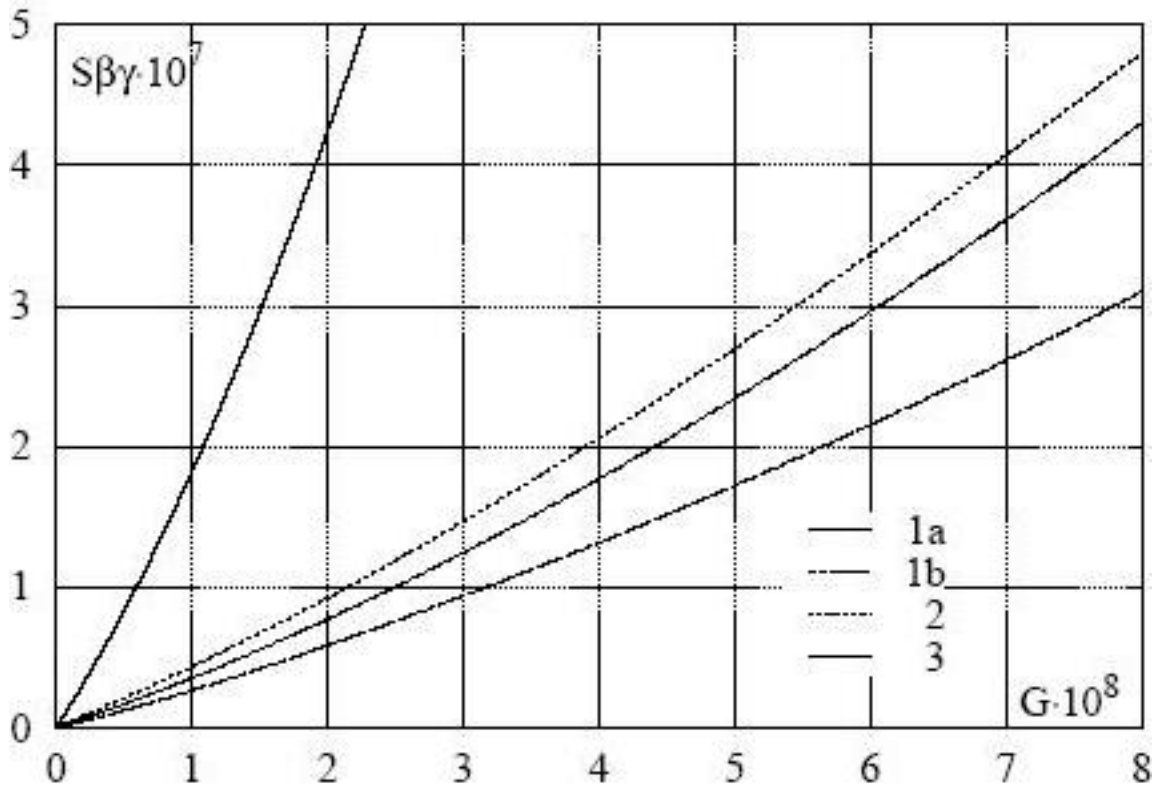


Рис.1.13. Нейтральные кривые для возмущений свободной поверхности плоского слоя проводящей жидкости с постоянным электрическим током. Кривые 1a и 1b для случая наложения на слой постоянного внешнего магнитного поля 0,015 и 0,2 Тл., соответственно, (рис.1.11. модель 1) и кривые 2 и 3 для моделей 2 и 3 рис.1.11, соответственно.

начальных стадиях развития возмущений. Возмущения не могут расти линейно до бесконечности, почти сразу включаются нелинейные механизмы, ограничивающие рост возмущений, действия которых не могут быть описаны в рамках линеаризованной задачи. Поэтому исследование дальнейшего развития возмущений проводилось с помощью численного счета нелинейной системы уравнений (1.35) – (1.37) с граничными условиями (1.38) – (1.40). Во время счета проводилось наблюдение за функцией $E(t)$, пропорциональной потенциальной энергии колебаний поверхности слоя.

$$E(t) = \int_{-a}^a \int_{-b}^b |\zeta(x, y, t)| dx dy \quad (1.51)$$

На Рис.1.14 показан пример эволюции величины $E(t)$. Для незатухающих возмущений характерен колебательный режим, при этом поверхность всегда имеет отклонение относительно равновесного положения ($E(t)$ имеет не нулевую постоянную составляющую). При неустойчивости поверхности слоя возмущения, с волновым вектором сонаправленным с вектором плотности электрического тока, обуславливают появление вихревой компоненты электромагнитных сил ($\frac{\partial f_y}{\partial x} \neq 0$).

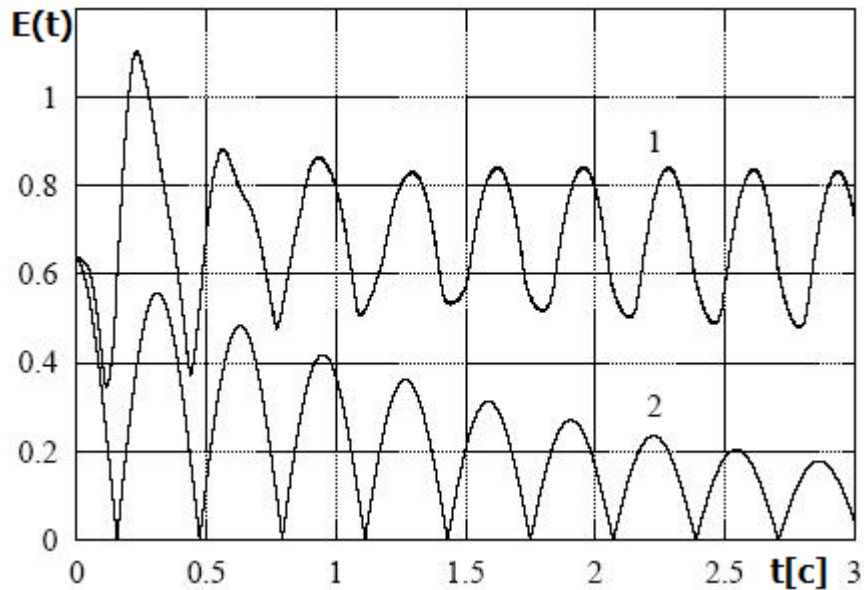


Рис.1.14. Зависимость величины $E(t)$ (потенциальной энергии волн на поверхности слоя – ось ординат) от времени. 1 и 2 соответственно- незатухающие и затухающие колебания поверхности слоя жидкого металла.

Вследствие того, что из-за изменения площади поперечного сечения изменяется плотность электрического тока в слое в направлении линий тока, и, как следствие возникновение ЭВТ в слое Рис.1.14 [185-187]. Это приводит к нарушению баланса электромагнитных и гидростатических сил и при определенных условиях к появлению в результате неустойчивости незатухающих вихревых течений и колебаний поверхности слоя кривая 1 на Рис.1.14. На Рис.1.13 изображена исследованная область параметров задачи и найденные нейтральные кривые для различных случаев конфигурации МГД слоя, полученные при расчетах линеаризованной и нелинейной задачи. Можно видеть, что нелинейные механизмы повышают порог устойчивости и сдерживают развитие возмущений. Интересно, что наложение внешнего магнитного поля снижает порог устойчивости системы к возмущениям.

1.4.3.б. Случай изначально вихревых электромагнитных сил

Слой со свободной поверхностью и протекающим вдоль слоя электрическим током помещен в плоскопараллельный зазор между ферромагнитными массивами, линейные размеры в плане у которых меньше линейных размеров слоя. В реальной ситуации слой может располагаться между полюсами сердечников, либо между ферромагнитными брусками, расположенными друг под другом (над слоем и под ним). В этой ситуации края ферромагнетиков создают условие для генерации вихревых электромагнитных сил а, следовательно, и генерации электровихревого течения. В зависимости от конфигурации ферромагнитных сердечников можно изначально генерировать в слое одно, двух, четырех или более вихревое движение. В равновесном положении поле скорости

электровихревого движения в слое стационарно. Форма свободной поверхности так же стационарна с углублением в центре вихрей и возвышением к их периферии вследствие действия центробежных сил Рис.1.15., 1.16.

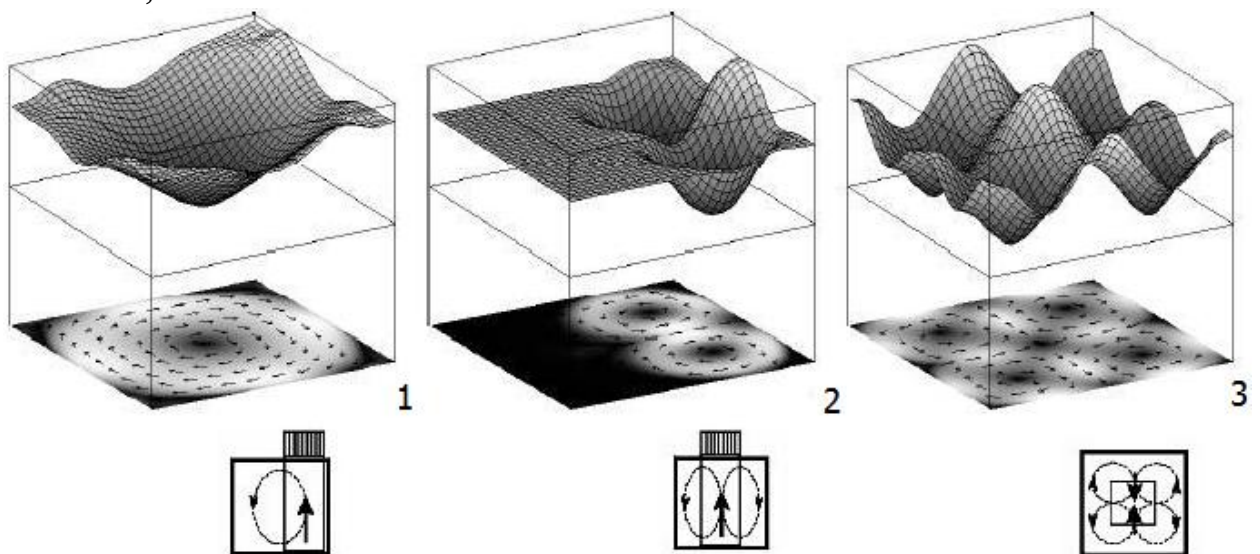


Рис.1.15. Расчетная форма свободной поверхности и поле скоростей плоского слоя в случае генерации в нем одновихревого (1), двухвихревого (2), четырехвихревого (3) ЭВТ.

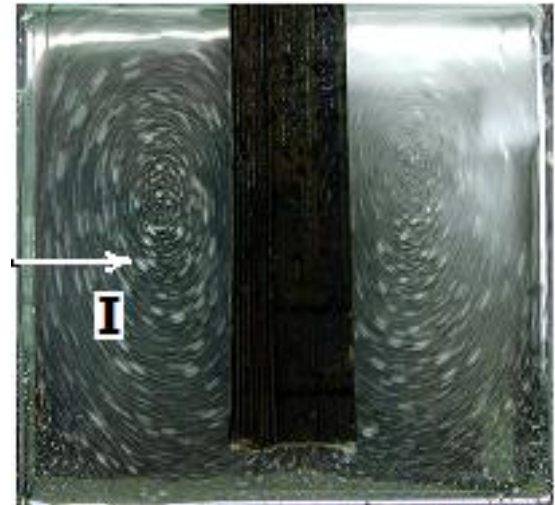
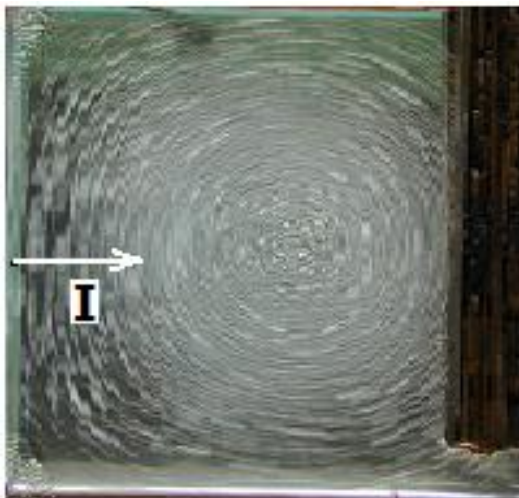
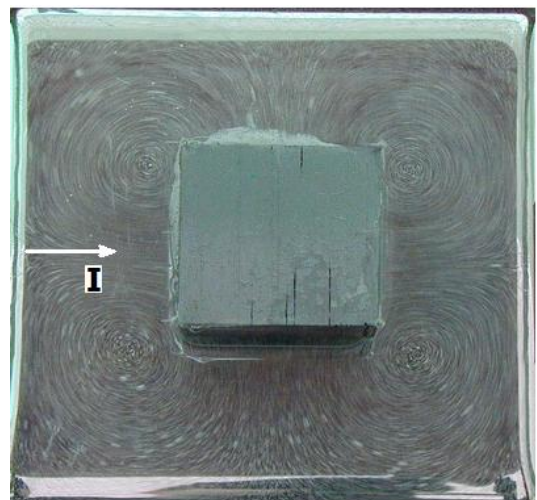


Рис.1.16 Течение в плоском слое с электрическим током в случаях генерации одновихревого, двухвихревого и четырехвихревого ЭВТ.



Экспериментальная установка представляла собой плоскую квадратную в плане кювету, в который был налит слой жидкого галлиевого сплава имеющего свободную поверхность. Две противоположные боковые стенки кюветы являлись медными электродами, при помощи которых через слой пропусклся постоянный электрический ток с однородной по поперечному сечению плотностью. Сверху и снизу слой в экспериментах охватывал ферромагнитный сердечник П-образной формы (при помощи, которого в слое реализовывалось двух или одновихревое движение жидкого сплава). Для организации четырехвихревого течения сверху и снизу слоя друг над другом располагались два прямоугольных ферромагнитных бруска, с линейными размерами меньшими, чем размеры слоя в плане Рис.1.17.

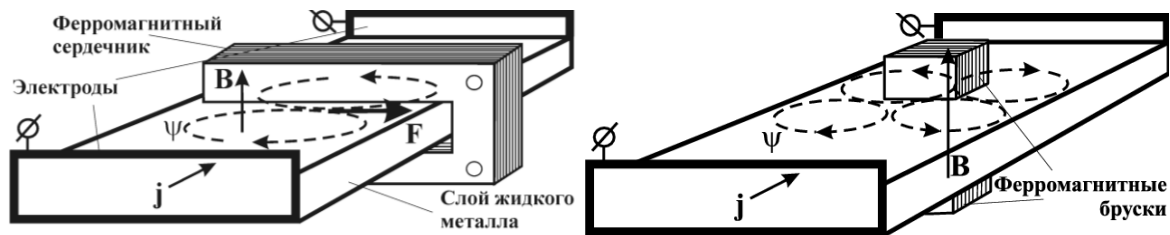


Рис.1.17. Схема экспериментальной модели по реализации электровихревого планарного течения в слое жидкого металла.

Для визуализации течения на поверхность слоя наливался слабый раствор соляной кислоты. Кислота очищала сплав от окислов и создавала на его поверхности водородные пузырьки, которые служили своеобразными маркерами течения металла. Исследование неустойчивости ЭВТ в слое со свободной поверхностью проводилось, как экспериментально методом визуального наблюдения (съемки на фото и видео), так и при помощи численного счета системы нелинейных уравнений (1.35) – (1.40).

Результаты физических и численных экспериментов показали, что все три случая ЭВТ (одновихревое, двухвихревое и четырехвихревое) в слое со свободной поверхностью неустойчивы пороговым образом. Причем в отличие от случая с закрытой поверхностью одновихревое движение неустойчиво, так же как и прочие. Дополнительная неустойчивость в случае со свободной поверхностью возникает из-за того, что возмущения с волновым вектором, направленным вдоль линий электрического тока, как было показано ранее, приводят к возникновению колебательной неустойчивости поверхности и к появлению дополнительных электровихревых течений в слое. Как показали физические и численные эксперименты двухвихревое и четырехвихревое течение в слое неустойчиво. Двухвихревое течение теряет устойчивость пороговым образом, после чего начинает наблюдаться осцилляция вихревого движения (попеременное усиление то одного, то другого вихря) Рис.1.18.

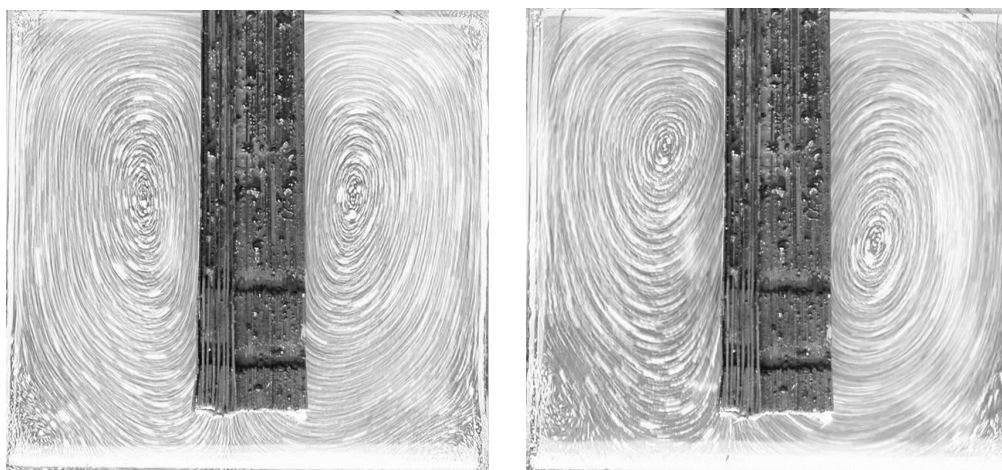


Рис.1.18. Двухвихревое ЭВТ. Справа устойчивое состояние. Слева начало колебательного режима (Попеременное усиление одного из вихрей).

В четырехвихревом движении сначала начинается осцилляция вихревых структур с попеременным усилением диагональных вихрей, а затем вихревая структура перестраивается с образованием доминирующего одновихревого течения деформированного высшими гармониками с развитием длинноволнового колебания свободной поверхности. Рис.1.19, 1.20.

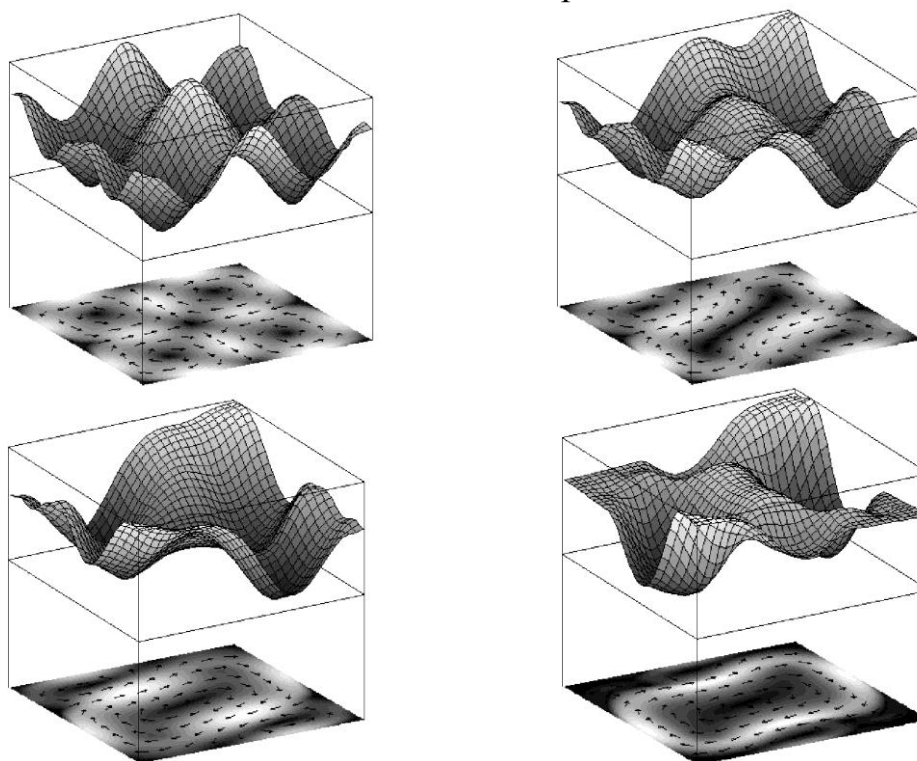


Рис.1.19. Расчетная форма поверхности слоя при четырехвихревом ЭВТ. Показан процесс преобразования четырехвихревой структуры в структуру с доминирующим одним вихрем.

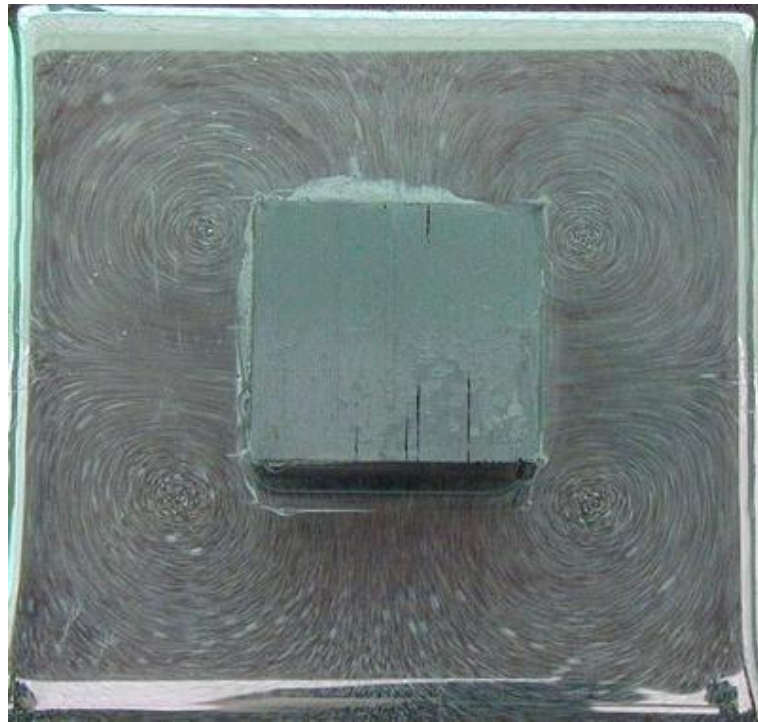


Рис.1.20.а. Устойчивое четырехвихревое ЭВТ.

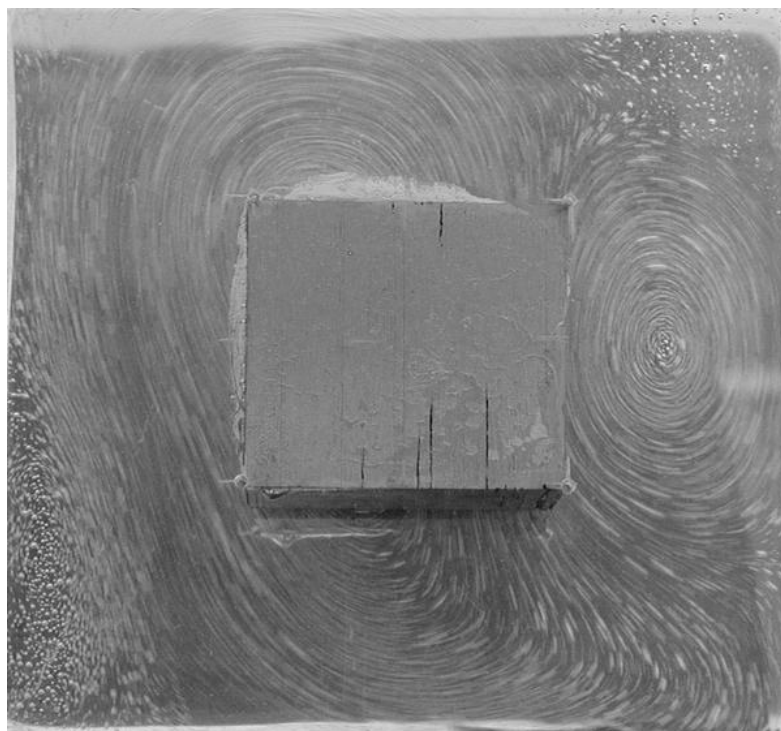


Рис.1.20.б. В области неустойчивости четырехвихревое течение преобразуется в более сложное течение с доминирующим одним вихрем, деформированным высшими гармониками.

На Рис.1.21 показаны нейтральные кривые для одновихревого двухвихревого и четырехвихревого течения.

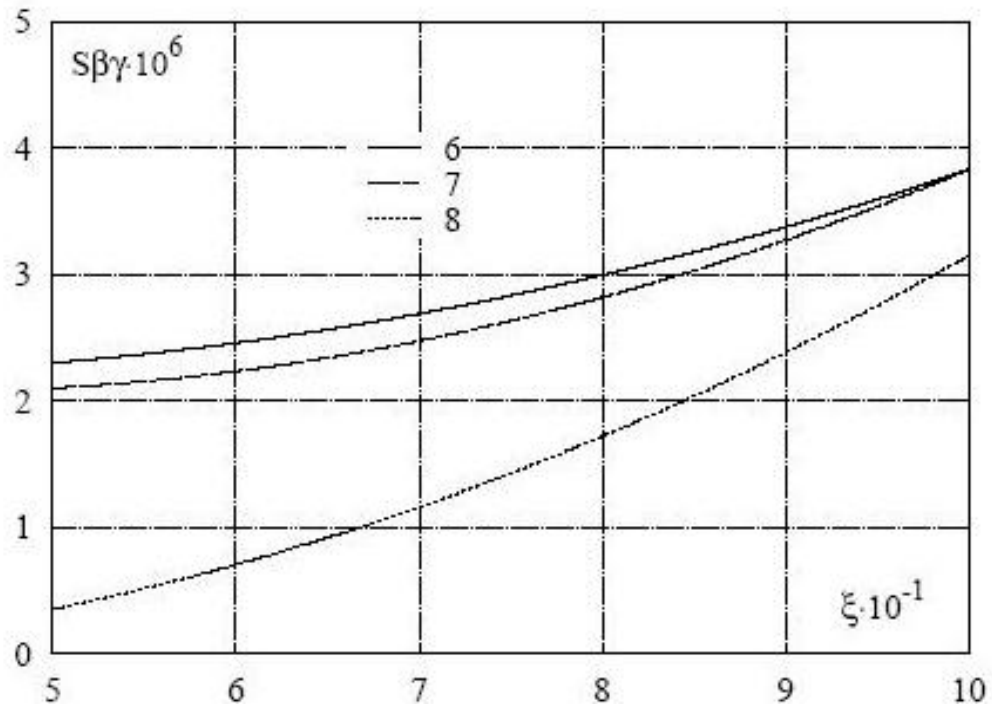


Рис.1.21. Нейтральные кривые для возмущения свободной поверхности при генерации одновихревого, двухвихревого и четырехвихревого ЭВТ (1,2,3 Рис.1.15.) $G=10^8$.

Видно, что с увеличением ξ (равной отношению площади слоя перекрытой ферромагнитными массивами к общей площади слоя) устойчивость движения в слое повышается. В пределе, когда ферромагнетики перекрывают слой полностью, а зазор плоскопараллелен, мы переходим к случаю разобранным в предыдущем параграфе.

1.5. Механизмы возникновения насосного эффекта в плоском МГД-канале при протекании по нему электрического тока

Одним из назначений различного рода МГД-устройств является перекачивание жидкого металла, при этом электромагнитные силы в МГД-каналах таких устройств создают транзитное течение металла через него, чем и обеспечивают работу таких устройств.

Для правильного описания гидродинамических процессов в МГД-устройствах мало, пусть даже очень тщательно, решить лишь одну электродинамическую часть задачи, крайне упрощая ее гидродинамическую часть. Например, часто (при решении подобного рода задач) полагают, что жидкость в МГД-канале движется как твердое тело (пластина), а гидродинамику процесса учитывают введением эмпирических коэффициентов трения [85,86,87]. Такой подход может быть оправдан лишь в некоторых случаях - для каналов простейших форм (прямая труба и простейшее распределение электромагнитных сил) [196,197], но не дает понимания механизма явлений имеющих место в МГД-канале более сложной

формы, не может дать подхода к конструированию МГД-машин новых конструкций.

1.5.1. Возникновение насосного эффекта под действием потенциальных электромагнитных сил в плоском МГД-канале с постоянным электрическим током

Рассмотрим возможность возникновения перепада давления или транзитного течения в канале с электропроводной жидкостью, по которой протекает электрический ток. Электрический ток, взаимодействуя с магнитным полем, создает в электропроводной жидкости в канале объемные силы. Будем рассматривать момент, когда жидкость в канале только начала движение под действием электромагнитных сил. Будем рассматривать период времени, когда все переходные электродинамические процессы уже завершены, но переходные гидродинамические процессы еще далеки до завершения. В реальных МГД-устройствах индуктивность и емкость устройств чрезвычайно малы, поэтому и времена переходных электродинамических процессов много меньше времен переходных гидродинамических процессов. Таким образом, в начальный момент времени зарождающееся течение в МГД-канале будет описываться уравнениями Навье-Стокса, в правой части которых будет стоять электромагнитная сила, найденная из решения электродинамической задачи, без учета движения жидкой проводящей среды.

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f}_{em} \quad (1.52)$$

Однако, если $\tau \ll r^2/\nu$, где τ - характерное время процесса, r - характерный размер задачи, ν - кинематическая вязкость, то (1.52) упрощается

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{f}_{em} \quad (1.53)$$

Применим к обеим частям этого уравнения операцию rot и получим

$$\frac{d \text{rot } \vec{v}}{dt} = \text{rot } \vec{f}_{em} \quad (1.54)$$

Это означает, что скорость изменения завихренности в жидкости равняется завихренности электромагнитных сил действующих на жидкость. Отсюда следует, что если в канале на жидкость действуют только потенциальные силы, то пока $\tau \ll r^2/\nu$, завихренность в жидкости остается постоянной, и если в самом начале она была нулевой, то за время τ такой она и останется. Другими словами, если в МГД-канале на покоящуюся жидкость начинают действовать потенциальные силы, то вязкая жидкость может начать движение из состояния покоя только по линиям потенциального тока. Это будет происходить до тех пор, пока завихренность (вызванная вязким трением жидкости о стенки канала) не заполнит весь объем жидкости в канале. Приведем оценку. Для канала с характерным размером равным 0,01 м. с жидким металлом ($\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$) время τ составит 100 секунд. Разумеется, реальное время, когда жидкость после включения потенциальных сил ведет

себя как невязкая и движется потенциально, гораздо меньше оценки, но все равно оно остается достаточно большим, чтобы принять это во внимание.

Для жидкости находящейся в плоском канале ситуация еще менее критична. Пусть течение жидкости в слое будет стационарно и имеет малые скорости ($V_x, V_y \ll 1$), тогда в уравнениях (1.19)-(1.20) членами в левой части можно пренебречь. Продифференцировав первое уравнение по x , а второе по y , вычтем одно уравнение из другого, и мы получим:

$$g \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \right) = \frac{\partial f_x}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial x} \quad (1.55)$$

Уравнение (1.55) можно представить в виде: $g (\text{rot } \vec{v})_z = (\text{rot } \vec{f})_z$

Таким образом, если в плоском канале электромагнитные силы, действующие на жидкость потенциальны ($(\text{rot } \vec{f})_z = 0$), то стационарное, медленное течение жидкости ($V_x, V_y \ll 1$ ($\text{Re} \ll 1$)) будет так же безвихревым ($(\text{rot } \vec{v})_z = 0$).

Для того чтобы жидкость двигалась в канале, необходимо чтобы на нее действовали силы, но этого условия не достаточно. Действительно, когда на жидкость действуют вихревые силы, в жидкости всегда возникает вихревое движение. В случае действия потенциальных сил движение в жидкости может возникнуть только в случае, когда объем, в котором содержится жидкость, не замкнут. В противном случае, потенциальные силы в жидкости приведут к перераспределению давления на границе области [5,7]. Даже если область с жидкостью не замкнута (есть возможность протока через канал), для возникновения сквозного течения в таком канале необходимо, чтобы объемные потенциальные силы, действующие на жидкость, имели проекцию на линии возможного тока жидкости через канал. В МГД-каналах движение жидкого проводника побуждается объемными электромагнитными силами. Электромагнитные силы обусловлены взаимодействием электрического тока текущего по проводящей жидкости в канале с магнитным полем. Растекание постоянного электрического тока в канале будет описываться тем же уравнением, что и потенциальное течение жидкости в канале, по этой причине, для того чтобы потенциальные электромагнитные силы создали транзитное течение в канале, необходимо, чтобы линии электрического тока и линии тока жидкости не совпадали [126,127,129].

Действительно, так как электромагнитная сила, действующая на жидкий металл, является векторным произведением плотности тока и магнитного поля, то при совпадении линий электрического тока ψ_j и линий тока жидкости ψ , силы, способные вызвать движение, будут перпендикулярны направлению возможного течения. Таким образом, при протекании постоянного электрического тока по каналу МГД - устройства, в котором токоподводы совмещены с входом и выходом канала (если $\delta, d = \text{const}$), течение через такой канал возникнуть не может, и перепад давления

между входом и выходом канала будет отсутствовать. Для работы насоса необходим некоторый угол между линиями ψ_j и ψ . На практике это осуществляется путем подвода электрического тока через стенки канала [87], а при совмещении токоподводов с входным и выходным патрубками канала, эффект достигается путем введения в стенки канала вставок с большей проводимостью или размещением в канале проводящих перегородок. Рис. 1.22.- 1.24.

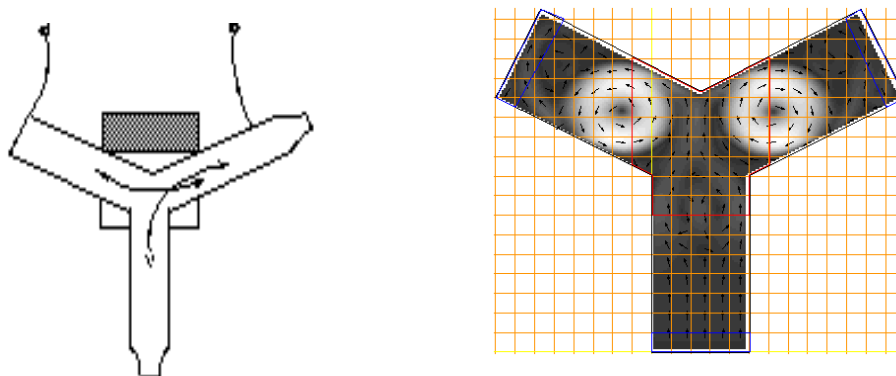


Рис 1.22. Схема течения жидкого металла и электрического тока в простейшем безобмоточном кондукционном насосе (конструкции Кабакова). Слева приведена расчетная картина поля скоростей в канале насоса в стопорном режиме.

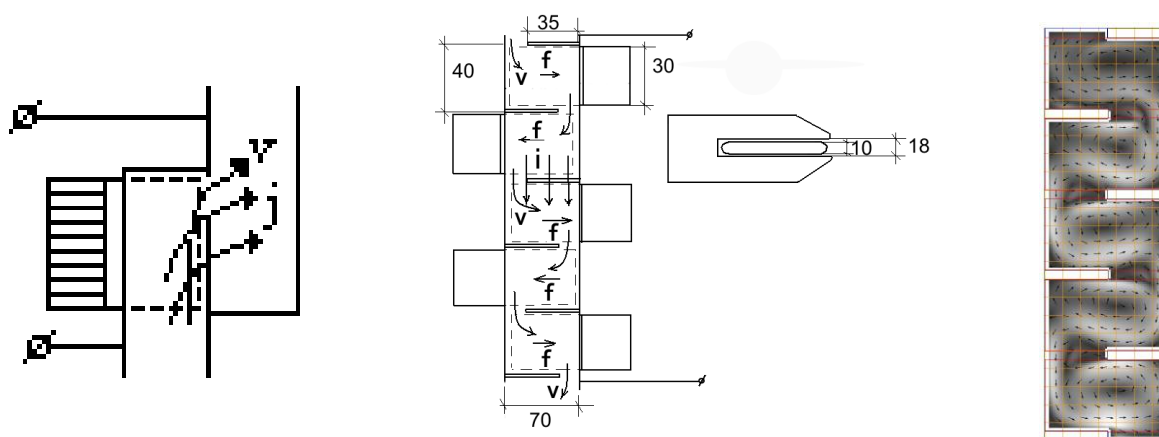


Рис. 1.23. Схема протекания электрического тока и течения металла в каналах кондукционных насосов имеющих проводящие перегородки. Справа расчетная картина течения в канале МГД-насоса с проводящими перегородками.

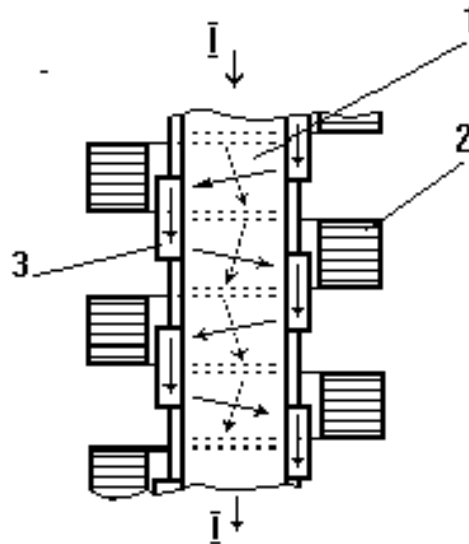


Рис. 1.24. Схема протекания электрического тока и жидкого металла в канале кондукционного насоса имеющего в стенках вставки с проводимостью, большей чем стенки и жидкий металл. 1-канал, 2 - П-образный сердечник, 3 – вставки с большей электрической проводимостью.

Эти рассуждения в полной мере справедливы для МГД - каналов с постоянным электрическим током, когда $\delta, d = \text{const}$ ($\text{rot } \vec{f}_{em} = 0$).

Рассмотрим пример, возьмем металлическую полосу, имеющую в некоторой области резкое расширение своей ширины Рис. 2.25, 2.26.

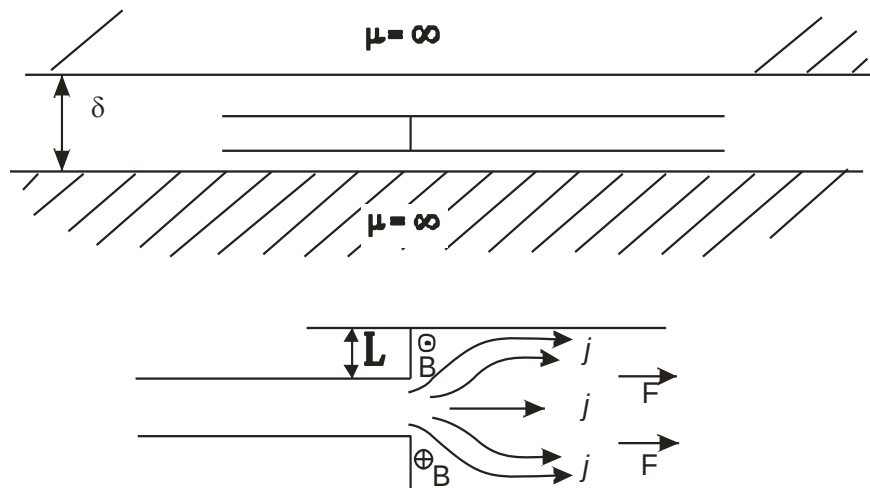


Рис. 1.25. Плоский канал с жидким металлом имеющий резкое расширение. По металлу вдоль канала течет электрический ток. Канал помещен в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами.

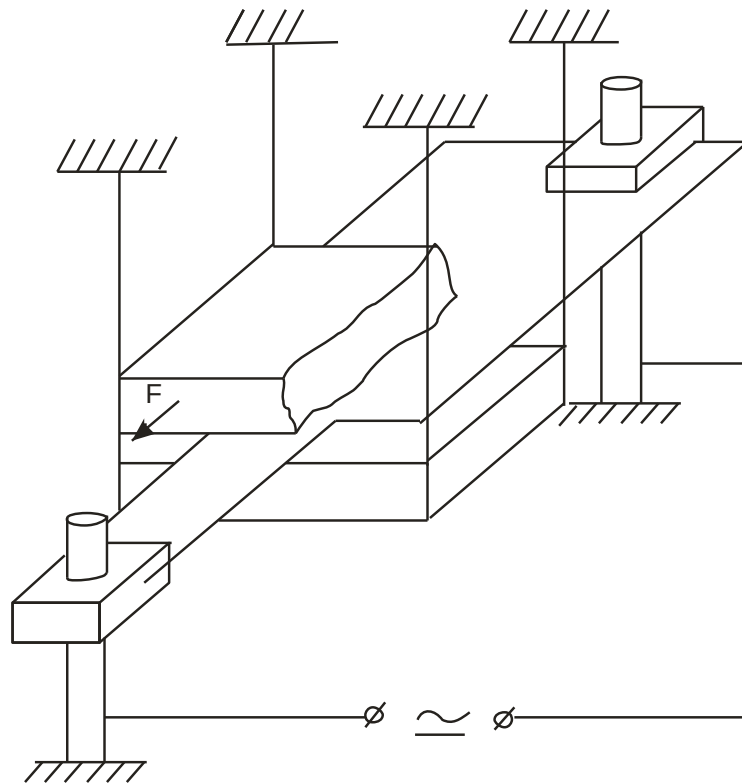


Рис.1.26. Схема экспериментальной установки по измерению электромагнитных сил действующих в осевом направлении на металлическую полосу с резким расширением, когда по ней протекает электрический ток, и она находится в щели ферромагнитного массива.

Эта полоса по всей своей длине помещена в плоскопараллельный зазор между двумя ферромагнитными пластинами. Если по пластине в направлении ее оси пропустить постоянный электрический ток, то в области ее расширения вектор плотности тока в пластине будет иметь, как продольную, так и поперечную компоненту. Вертикальная компонента магнитного поля в зазоре (созданного электрическим током в пластине), взаимодействуя с поперечной компонентой вектора плотности электрического тока в области расширения пластины, создает электромагнитную силу. Эта электромагнитная сила имеет параллельную продольной оси пластины компоненту Рис.1.27. Если пластина не закреплена, то под действием этой силы она начнет перемещаться вдоль оси в сторону расширения [146].

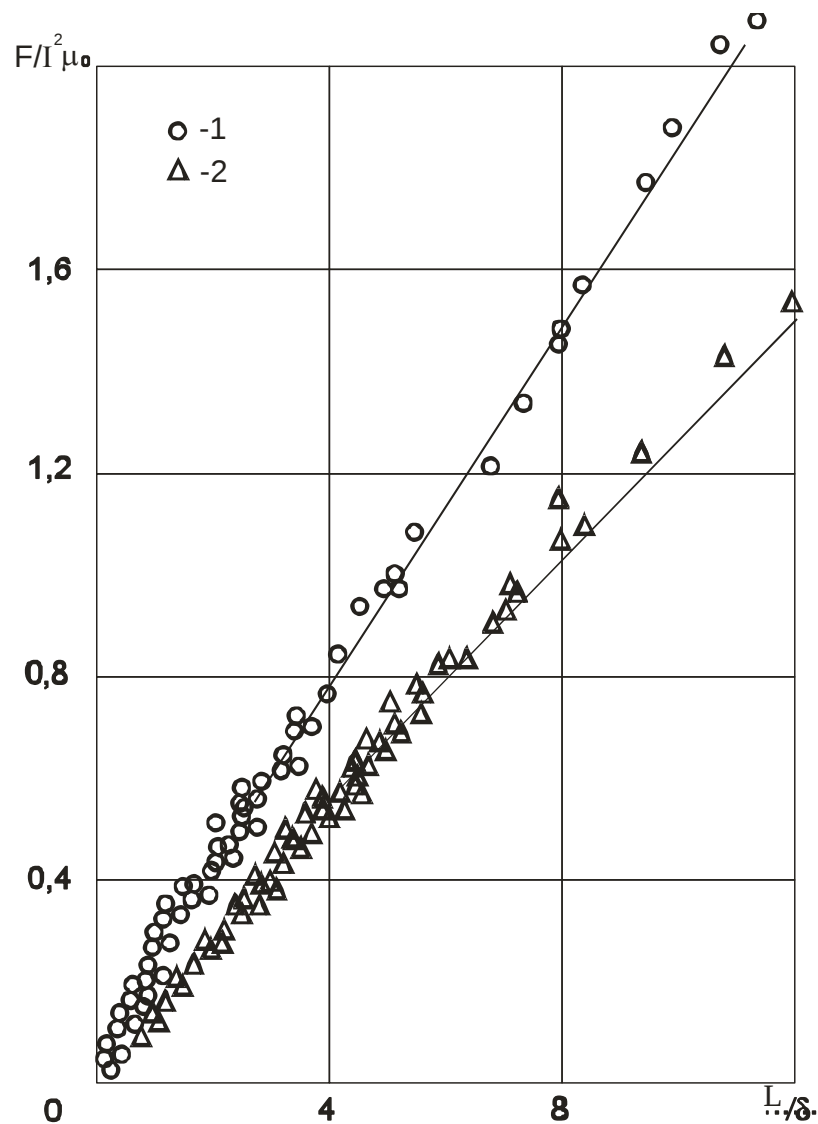


Рис. 1.27. Экспериментальная зависимость безразмерной силы ($F/I\mu_0$), действующей на алюминиевую пластину с резким расширением в направлении продольной оси от отношения длины плеча, к толщине зазора между ферромагнитными массивами (L/δ).

По-другому ведет себя жидкость в канале той же конфигурации. В рассматриваемом случае электромагнитные силы будут потенциальными, как было показано ранее, в этом случае жидкость в канале может начать движение только по линиям потенциального тока. Эти линии совпадают с линиями электрического тока в канале (так как описываются одним и тем же уравнением $\Delta\varphi=0$), а, следовательно, электромагнитные силы, действующие на жидкость, будут направлены перпендикулярно линиям возможного движения жидкости. Следовательно, жидкость в канале останется неподвижной, а перепад давления между входом и выходом из канала (точки 2 и 3 на Рис. 1.28.) будет отсутствовать [179].

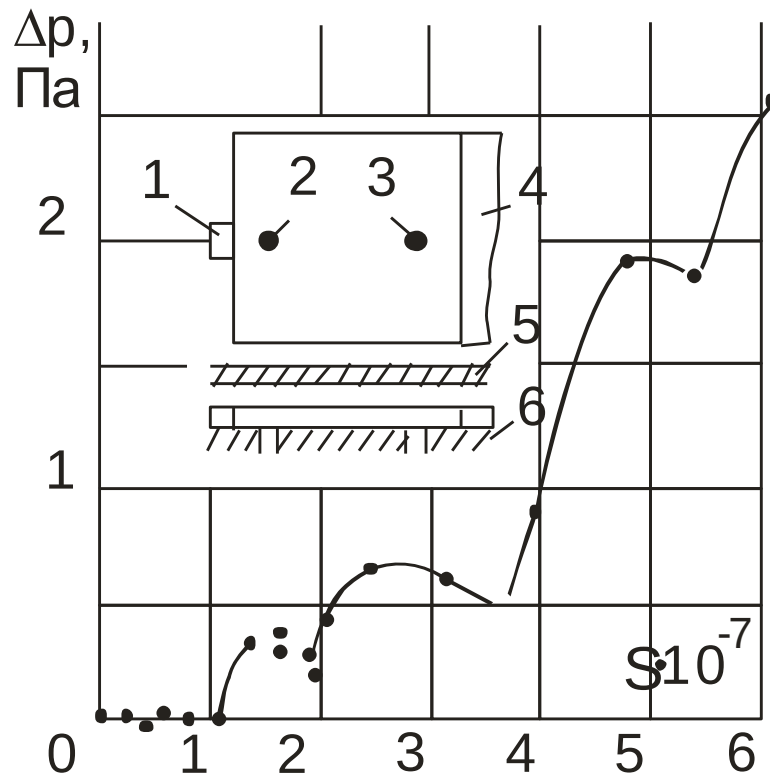


Рис.1.28. Экспериментальная зависимость перепада давления на концах плоского канала (точки 2 и 3) имеющего резкое расширение, помещенного в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами от параметра $S = I^2 \mu_0 / \rho v^2$.

Был поставлен эксперимент, изготовлена плоская квадратная в плане кювета (100x100x10 мм.) Рис.1.28. Одна боковая стенка (100x10 мм.) являлась сплошным медным электродом 4, в противоположной стенке электрод (10x10 мм.) располагался в ее середине 1. Кювета заполнялась жидким галлиевым сплавом (Ga 87,5%; Sn10,5%; Zn2%) и помещалась в плоскопараллельный зазор между ферромагнитными пластинами 5 и 6 значительно перекрывающими ее площадь в плане. От одного электрода к другому через сплав в кювете пропусклся постоянный электрический ток, силу которого в экспериментах можно было изменять. Между точками 2 и 3, расположенными у противоположных концов кюветы, (при помощи специальной манометрической системы [150]) измерялся перепад давления. Возникновение перепада давления должно было свидетельствовать, что в случае бесконечно длинного плоского канала с резким расширением, помещенного в плоскопараллельный зазор между ферромагнитными массивами, в канале должно возникнуть транзитное течение.

Как показал эксперимент [183] перепад давления не возникает вплоть до значения параметра $S \sim 10^7$ ($I \sim 150$ А). Дальнейшее пороговое появление перепада давления вызвано по нашему мнению возникновением в результате, описанной в предыдущих параграфах, изотермической МГД-неустойчивости [179, 195] электровихревого движения.

Таким образом, если в МГД-канале присутствуют только потенциальные электромагнитные силы, то для того чтобы они перекачивали жидкий металл необходимо, чтобы линии электрического тока в жидком металле не совпадали с линиями гидродинамического тока жидкого металла в МГД-канале. Это может быть достигнуто различными приемами:

1. Электрический ток подводится через боковые стенки канала [20,87] Рис.1.22. Действительно, так как линии тока жидкости вблизи стенок канала направлены всегда вдоль этих стенок, то линии электрического тока (в случае если электрический ток подведен через стенки канала), по крайней мере, вблизи стенок, будут пересекать линии тока жидкости, что является условием для реализации насосного эффекта в МГД-канале.

2. В случае совпадения токоподводов с входным и выходным отверстием канала линии электрического тока будут совпадать с линиями тока жидкости в канале. Для того чтобы «развязать» линии электрического и гидродинамического тока, в канал вводят проводящие перегородки [126,127] (проницаемые для электрического тока и непроницаемые для линий тока жидкости) Рис.1.23. Того же эффекта можно добиться введением в канал или в его стенки вставок с большей, чем у проводящей жидкости в канале проводимостью Рис.1.24.

1.5.2. Возникновение насосного эффекта при протекании по МГД-каналу переменного электрического тока.

Выше говорилось о МГД-канале, где действуют потенциальные силы, обусловленные протеканием постоянного электрического тока. Ситуация меняется, если по каналу протекает переменный электрический ток. Его растекание будет описываться не уравнением Лапласа, а уравнением Гельмгольца, поэтому возможны случаи, когда условие пересечений линий электрического тока и тока жидкости в канале выполняется даже в случае совмещения токоподводов со входом и выходом МГД-канала [125, 171]. Поясним это примерами:

1. Возьмем трубу произвольного сечения. Пусть ее заполняет электропроводная жидкость такая, что в одной части трубы у нее будет эффективная электрическая проводимость σ_1 , а в другой σ_2 Рис.1.29. Пусть $\sigma_1 \ll \sigma_2$. Тогда, если пропустить по жидкости в трубе вдоль ее оси переменный электрический ток, он потечет в области σ_1 (в результате скин-эффекта) в поверхностном слое δ_1 , а в области σ_2 - в слое δ_2 (здесь рассматривается труба с поперечным размером $D > \delta_1, \delta_2$). Так как $\sigma_1 < \sigma_2$, то $\delta_1 > \delta_2$. Таким образом, при перетекании тока из области σ_1 в область σ_2 появится поперечная компонента плотности тока. В направлении линий тока жидкости в таком канале появится составляющая электромагнитных сил, и если входной и выходной конец трубы открыт, в

трубе появится транзитное течение (из области с меньшей электрической проводимостью в область с большей проводимостью). Этот эффект должен быть чувствителен к геометрии канала, частоте электрического тока, к эффективным электрическим проводимостям и их соотношениям.

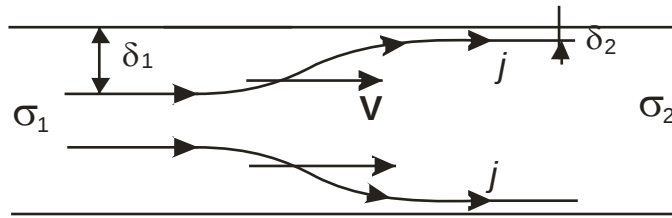


Рис. 1.29. Протекание переменного электрического тока по трубе с электропроводной средой из области с меньшей электрической проводимостью σ_1 в область с большей проводимостью σ_2 . На границе областей, как следствие скин-эффекта, появляется радиальная плотность электрического тока, которая взаимодействуя с магнитным полем тока, обуславливает появление продольных оси трубы электромагнитных сил.

2. Возьмем плоскую трубу прямоугольного сечения Рис.1.30 поместим ее в зазор между ферромагнитными массивами. Пусть отношение высоты сечения трубы d к толщине зазора δ между массивами будет меньше, чем в другой ее части $\frac{d_1}{\delta_1} < \frac{d_2}{\delta_2}$. Тогда несложно показать, что переменный ток, протекая по такой трубе, ведет себя так, как если бы в одной части трубы проводимость жидкости была $\sigma_{эфф1} = \frac{d_1}{\delta_1} \sigma$, а в другой части $\sigma_{эфф2} = \frac{d_2}{\delta_2} \sigma$. Таким образом, в одной части трубы эффективная проводимость будет меньше эффективной проводимости в другой части трубы $\sigma_{эфф1} < \sigma_{эфф2}$, и этот случай станет, подобен ранее рассмотренному примеру 1. Конечно, в области, где зазор между ферромагнитными массивами и высота трубы изменяется, электромагнитные силы могут иметь вихревую составляющую, что может существенно повлиять на транзитное течение в трубе.

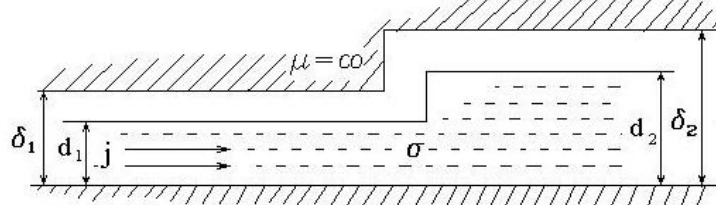


Рис.1.30. Плоский канал переменной толщины с переменным электрическим током в зазоре переменной высоты между ферромагнитными массивами.

3. Возьмем плоскую трубу с проводящей жидкостью и на часть ее сверху и снизу наложим плоские ферромагнитные сердечники так, чтобы их

поверхность составляла острый угол, а изменение зазора было направлено вдоль оси трубы Рис.1.31.

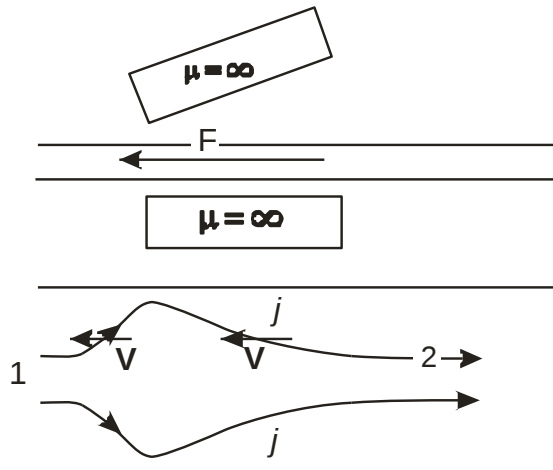


Рис. 1.31. Плоский канал постоянной толщины с переменным электрическим током в зазоре переменной высоты между ферромагнитными массивами.

Если по трубе пропустить переменный ток, то в областях 1 (примыкающей к сердечникам) и 2 (перекрываемой ими) линии электрического тока вытесняются к периферии трубы. В этих областях появляется противоположно направленные друг к другу поперечные составляющие вектора плотности электрического тока. Взаимодействие этих составляющих вектора плотности электрического тока с магнитным полем электрического тока текущего по трубе в областях 1 и 2 приводит к появлению, продольных осей пластины, электромагнитных сил. Силы в этих областях встречно направлены, но так как в области 2 магнитное поле в среднем больше магнитного поля в 1, то в результате появляется нескомпенсированная сила направленная вдоль оси трубы в направлении уменьшения зазора между ферромагнитными пластинами. Покажем это[125].

Будем рассматривать начальный момент времени, когда течение еще не успело возникнуть, но все переходные электрические процессы уже завершились. В этом случае уравнение для магнитного поля (1.22) может быть представлено как

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \Pi^{-1} \Delta[B(1 + \varepsilon)] \quad , \quad (1.56)$$

где $\Pi = \sigma \mu_0 \omega d^2$; d , σ , ω , μ_0 - толщина слоя, проводимость жидкости в слое, круговая частота электрического тока (магнитного поля), магнитная проницаемость зазора между ферромагнитными массивами, соответственно. Пусть в области 1 при $x \leq 0$ зазор слабо расширяется ($1 + \varepsilon = 1 + \varepsilon_0 + mx$). В области 2 при $x > 0$, где ферромагнитные сердечники не перекрывают канал можно допустить, что зазор резко расширяется и задать

его приближенно экспоненциальной функцией: $1 + \varepsilon = \varepsilon_0 + \exp\{\alpha x\}$. Здесь α некий числовой коэффициент.

Из закона полного тока определяем магнитное поле на границе при

$$y = \pm \frac{a}{2} \quad B = 0,5[1 + \varepsilon(x)]^{-1} \quad (1.57)$$

Подставим в (1.56) магнитное поле в виде $B = B \cdot \exp\{i\omega t\}$ и, учитывая граничные условия (1.57), найдем решение этого уравнения в области 1 при $x \leq 0$

$$B_1 = 0,5(1 + \varepsilon_0 + mx)^{-1} \cdot \frac{\text{sh} \lambda_1 y}{\text{sh}\{\lambda_1 \frac{a}{2}\}}$$

и в области 2 при $x > 0$

$$B_2 = 0,5(1 + \varepsilon_0 + \exp\{\alpha x\})^{-1} \cdot \frac{\text{sh} \lambda_2 y}{\text{sh}\{\lambda_2 \frac{a}{2}\}}, \text{ где}$$

$$\lambda_1 = (1+i) \sqrt{\frac{\Pi}{2(1 + \varepsilon_0 + mx)}}, \quad \lambda_2 = (1+i) \sqrt{\frac{\Pi}{2(\varepsilon_0 + \exp\{\alpha x\})}}$$

Определив B , можно найти компоненты плотности тока и функцию тока Рис.1.32.

$$j_x = -\frac{\partial B(1 + \varepsilon)}{\partial y}; \quad j_y = -\frac{\partial B(1 + \varepsilon)}{\partial x}$$

$$\psi_1 = \frac{(\text{sh}\{\lambda_1 y/2\})}{\text{sh}\{\lambda_1 a/2\}} \quad \text{при } x \leq 0; \quad \psi_2 = \frac{(\text{sh}\{\lambda_2 y/2\})}{\text{sh}\{\lambda_2 a/2\}} \quad \text{при } x > 0$$

Взаимодействие j_y с поперечным слою магнитным полем в зазоре и определяет возникновение электромагнитных сил в направлении оси трубы ($f_x = \text{Re } j_y \cdot B^*$), где j_y и B эффективные значения плотности тока и индукции магнитного поля в зазоре. Электромагнитные силы в областях 1 и 2 будут равны соответственно:

$$f_1 = -\frac{m\theta_1}{8(1 + \varepsilon_0 + mx)^2} \left[y \cdot \frac{\text{sh}\{2\theta_1 y\} - \sin(2\theta_1 y)}{\text{ch}\{\theta_1 a\} - \cos(\theta_1 a)} - \right. \\ \left. - \frac{a}{2} \cdot \frac{\text{sh}\{\theta_1 a\} - \sin(\theta_1 a)}{\text{ch}\{\theta_1 a\} - \cos(\theta_1 a)} \cdot \frac{\text{ch}\{2\theta_1 y\} - \cos(2\theta_1 y)}{\text{ch}\{\theta_1 a\} - \cos(\theta_1 a)} \right] \quad (1.58)$$

$$f_2 = + \frac{\alpha \theta_2 \cdot \exp\{\alpha x\}}{8(\varepsilon_0 + \exp\{\alpha x\})^2} \left[y \cdot \frac{\operatorname{sh}\{2\theta_2 y\} - \sin(2\theta_2 y)}{\operatorname{ch}\{\theta_1 a\} - \cos(\theta_1 a)} - \frac{a}{2} \cdot \frac{\operatorname{sh}\{\theta_2 a\} - \sin(\theta_2 a)}{\operatorname{ch}\{\theta_2 a\} - \cos(\theta_2 a)} \cdot \frac{\operatorname{ch}\{2\theta_2 y\} - \cos(2\theta_2 y)}{\operatorname{ch}\{\theta_2 a\} - \cos(\theta_2 a)} \right] \quad (1.59)$$

$$\text{Здесь } \theta_1 = \sqrt{\frac{\Pi}{2(1 + \varepsilon_0 + mx)}}; \quad \theta_2 = \sqrt{\frac{\Pi}{2(\varepsilon_0 + \exp\{\alpha x\})}}$$

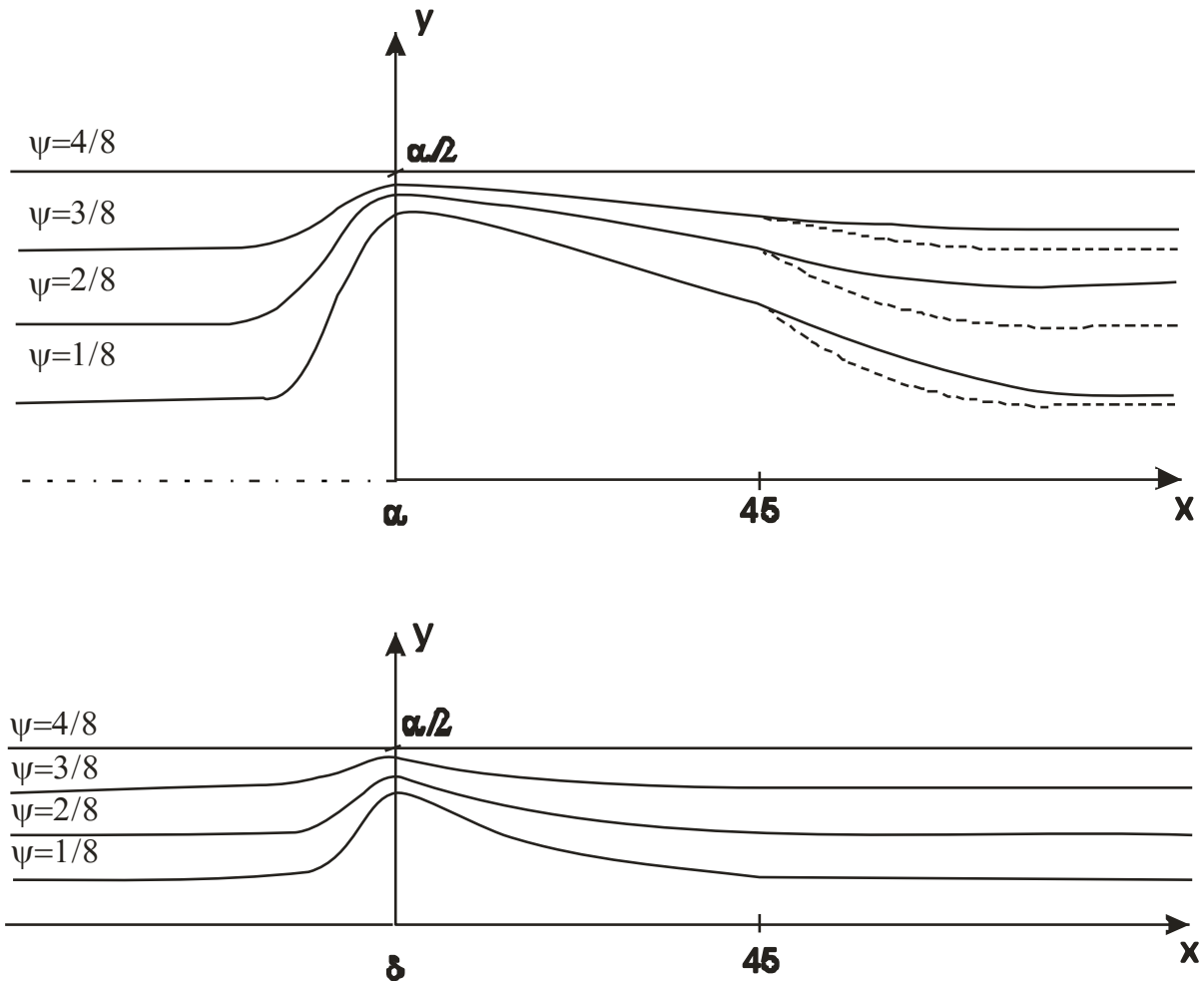


Рис. 1.32. Расчетная картина линий переменного (50Гц) электрического тока для полосы шириной 160 мм и 80 мм. Толщина медной полосы 2 мм. Ширина ферромагнитных брусков 90 мм.

Силы f_1 и f_2 действуют в противоположных направлениях, но, как видно из (1.58) и (1.59) при соответствующих значениях α силы f_1 в области 1 в среднем выше по значению, чем f_2 в области 2. По этой причине интегральная сила в области 1 будет выше, чем в 2. Таким образом, на жидкость в плоской трубе в областях 1 и 2 будет действовать результирующая сила направленная вдоль оси трубы из области 2 в область 1 Рис.1.31.

В эксперименте [125] плоская труба с жидким металлом моделировалась прямоугольной медной полосой. Сверху и снизу на нее накладывались ферромагнитные параллелепипеды (сердечники) набранные из пластин трансформаторной стали Рис.1.33. Плоскости сердечников образующие зазор между ними были наклонены под некоторым углом друг к другу так, чтобы зазор между сердечниками линейно расширялся в направлении оси полосы. Полоса неподвижно за свои концы закреплялась, и вдоль нее пропусклся переменный (50гц.) или постоянный электрический ток. Сердечники, между которых находилась полоса, закреплялись на отдельном подвесе, по отклонению которого из положения равновесия, можно было судить о продольной силе действующей на сердечники и на медную полосу.

Как показал эксперимент, при протекании вдоль полосы постоянного электрического тока силы, действующей на сердечник, а, следовательно, и на полосу в продольном направлении не возникало. При протекании переменного тока (50 гц.) в эксперименте явно обнаруживалось возникновение продольных электромагнитных сил близких к расчетным Рис.1.34.

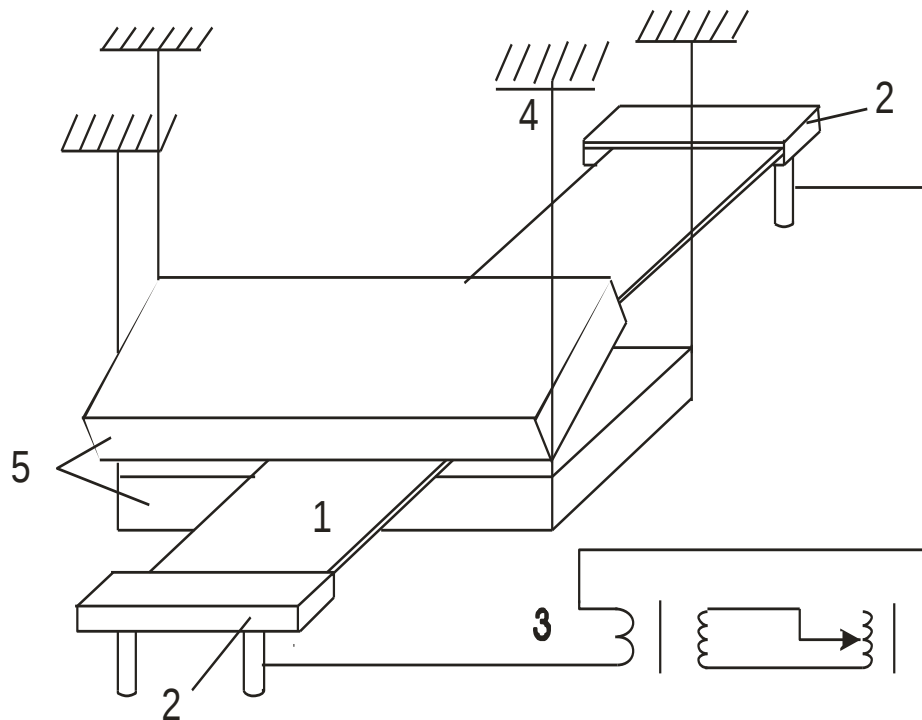


Рис. 1.33. Схема экспериментальной установки по исследованию «скин-слоистого механизма» генерации продольных электромагнитных сил. 1-медная пластина, 2- держатели, 3 – источник переменного тока, 4 – подвес, 5 – шихтованные ферромагнитные бруски.

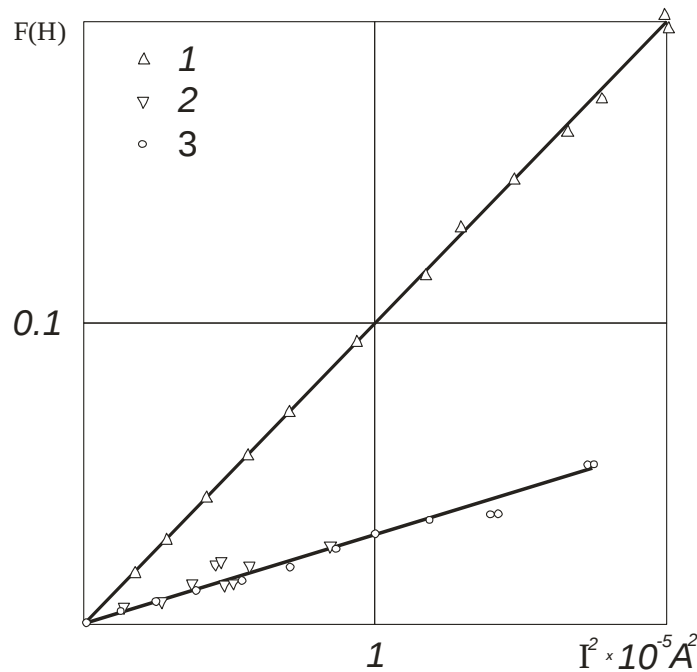


Рис.1.34. Зависимость силы F , действующей на проводящую полосу от квадрата переменного электрического тока (50 гц). 1- ширина медной полосы 160 мм, 2- ширина 80 мм. Точки - эксперимент, линии - теоретическая зависимость.

Описанный механизм будет действовать и в плоском канале, заполненном жидким металлом, в результате действия которого в канале возникает перепад давления. Однако, наряду с этим механизмом присутствует и другой обусловленный генерацией в канале электровихревого течения. Зазор между ферромагнитными сердечниками неоднороден - это вместе с границами сердечников создает неоднородность магнитного поля вдоль линий электрического тока текущего в канале, что служит причиной возникновения электровихревого течения. Зазор между поверхностями ферромагнитных сердечников расширяется вдоль оси канала, это обуславливает продольную асимметрию вихревой структуры, все это вносит вклад, в перепад давления, возникающий в канале.

Были проведены численные эксперименты с использованием математической модели для описания турбулентных течений в плоском МГД-канале (глава 2) с жидким галлиевым сплавом. Рассматривался жидкий, проводящий, плоский слой прямоугольной формы ($1 \times 0,1 \times 0,01$ м.). На границах слой ограничен твердыми непроводящими стенками. Прямоугольные ферромагнитные пластины шириной b_c располагались сверху и снизу канала в его центре. Продольные оси пластин были ориентированы перпендикулярно продольной оси жидкого слоя. Внутренние поверхности пластин образуют между собой угол, который в численном эксперименте изменялся Рис.1.35. По слою вдоль его продольной оси протекает электрический ток I_0 с частотой f_1 . В результате было получено, что в

канале возникает перепад давления, который растет с увеличением силы электрического тока (50Гц) протекающего по слою.

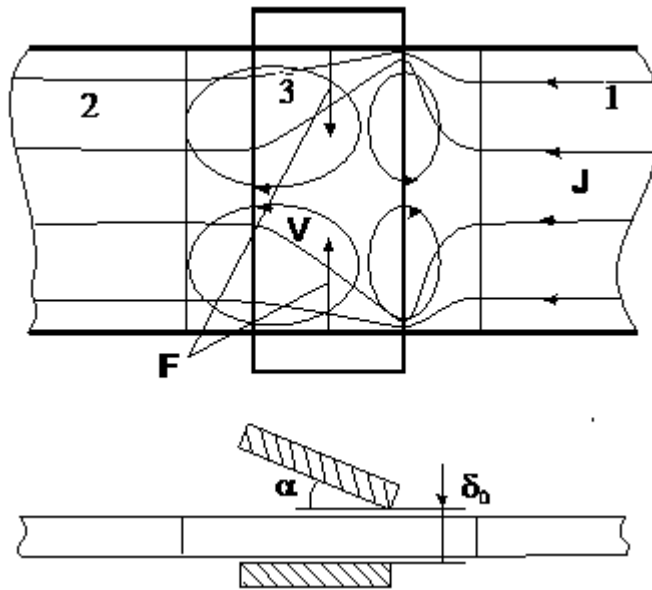


Рис. 1.35. Схема расчетной модели плоского слоя проводящей жидкости с переменным электрическим током, помещенного между двумя ферромагнитными пластинами. 1,2 – электроды, 3 – слой проводящей жидкости.

Как видно из Рис.1.36., результаты расчета близки к результатам физического эксперимента на постоянном токе, но с более длинной кюветой (200мм) Рис.1.37.

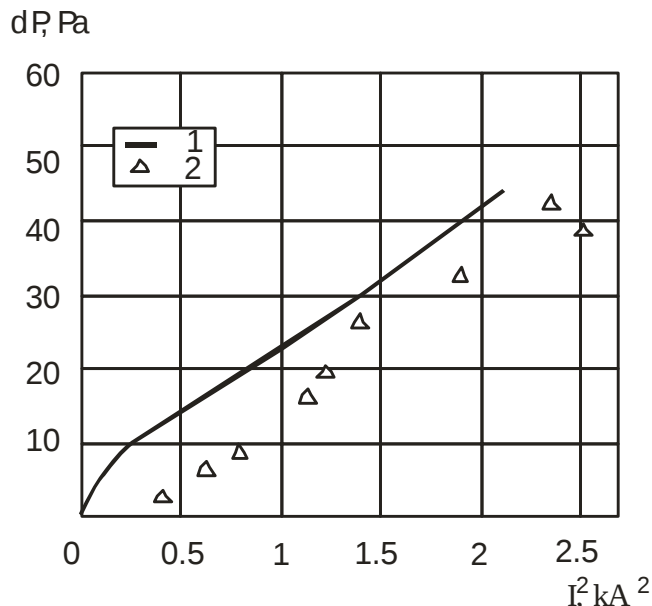


Рис.1.36. Перепад давления, возникающий на концах плоского канала при протекании по жидкости в канале переменного электрического тока (50Гц). Плоский канал помещен между двумя ферромагнитными пластинами. Сплошная линия - расчетная зависимость (модель Рис.1.35). Точки – результаты физического эксперимента (физическая модель Рис.1.37).

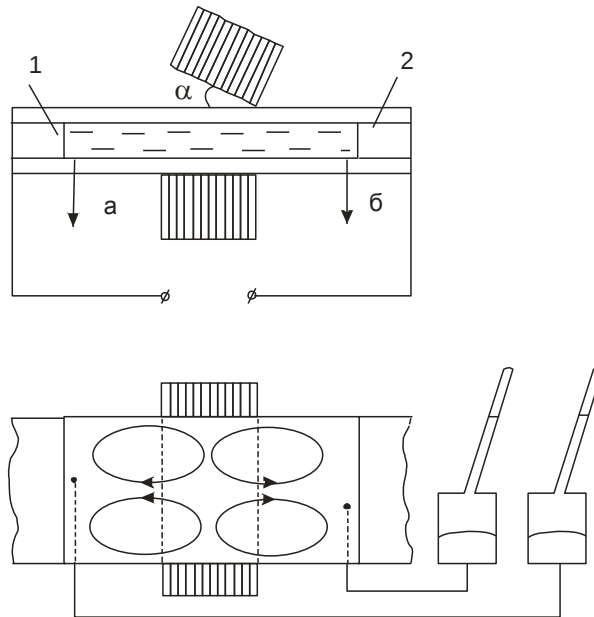


Рис.1.37. Схема экспериментальной модели по исследованию механизма генерации перепада давления в плоском канале с ферромагнитными сердечниками при протекании по нему переменного электрического тока. 1,2-медные электроды, а,б-точки отбора давления.

Сравнение результатов численных экспериментов для постоянного тока и тока с частотой 50гц показали почти совпадающие результаты Рис.1.38(а).

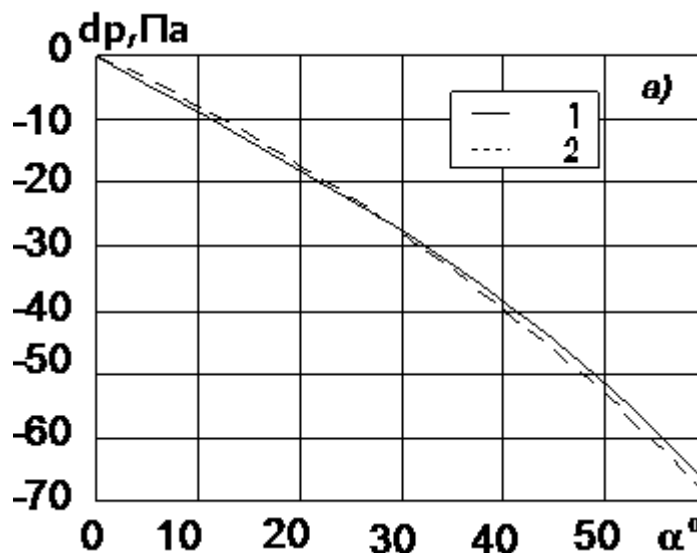


Рис.1.38(а). Зависимости перепада давления на оси канала от разных углов наклона верхнего сердечника.

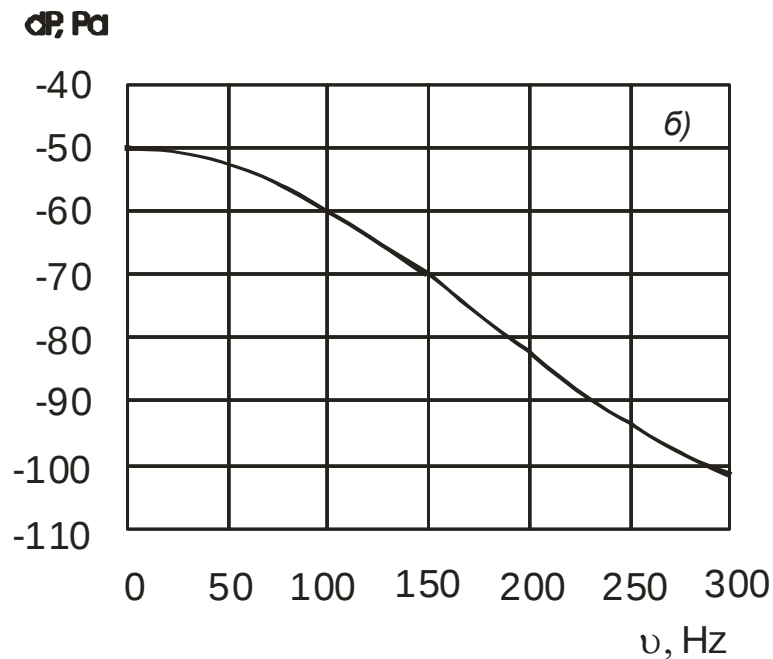


Рис.1.38(б). Зависимости перепада давления на оси канала от частоты электрического тока в канале.

Так как на постоянном токе перепад давления возникает только за счет перераспределения давления электровихревым течением вдоль продольной оси канала, очевидно, что эффект переменного тока (для удобства назовем его скин-слоиным механизмом) при такой частоте проявляется слабо. Действительно, численный эксперимент по определению зависимости перепада давления от частоты переменного тока показывает, что с увеличением частоты электрического тока Рис.1.38(б). возрастает перепад давления на концах канала и при частоте 300 Гц в два раза превосходит перепад давления на постоянном токе. Это говорит о том, что с увеличением частоты скин-слоиный механизм становится основным механизмом, создающим перепад давления в канале.

4. «Развязать» линии тока жидкости через МГД-канал и линии электрического тока в случае переменного тока возможно также за счет специальной геометрии МГД-канала.

Пусть имеется «плоский» канал, в некоторой области которого он резко расширяется Рис.1.39. Этот канал помещен в плоскопараллельную щель между ферромагнитными массивами. При протекании постоянного тока по жидкости вдоль канала, возникшие в жидкости электромагнитные силы, как было показано в 1.5.1, вызвать транзитное течение или создать перепад давления между входом и выходом из канала не могут. Однако, если электрический ток будет переменный, то он будет описываться уже не уравнением Лапласа (как потенциальное течение), а уравнением Гельмгольца. Таким образом, линии электрического тока не будут совпадать с линиями течения в канале. Электрический ток за счет скин-эффекта будет вытесняться к боковым границам канала в области его резкого расширения.

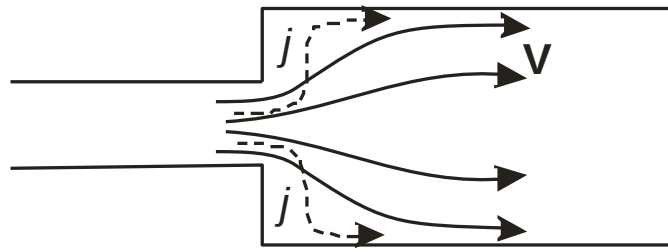


Рис.1.39. Схема растекания переменного электрического тока и безвихревого течения жидкости через канал имеющий резкое расширение.

В этом месте линии электрического тока не будут совпадать с линиями тока жидкости через канал, и в результате проекция электромагнитных сил на линии тока жидкости будет отличной от нуля, что может привести к возникновению транзитного течения.

В эксперименте плоский канал с резким расширением моделировался квадратной в плане кюветой, в противоположных боковых стенках которой имелись узкие боковые карманы с медными электродами. Рис.1.40. Сверху и снизу на кювету накладывались ферромагнитные пластины образующие плоскопараллельный зазор. Пластины перекрывали кювету до половины длины в области одного из боковых карманов.

При протекании по кювете (от одного электрода к другому) постоянного электрического тока в области краев сердечника (как следует из параграфа 1.3) электромагнитная сила имела вихревую составляющую.

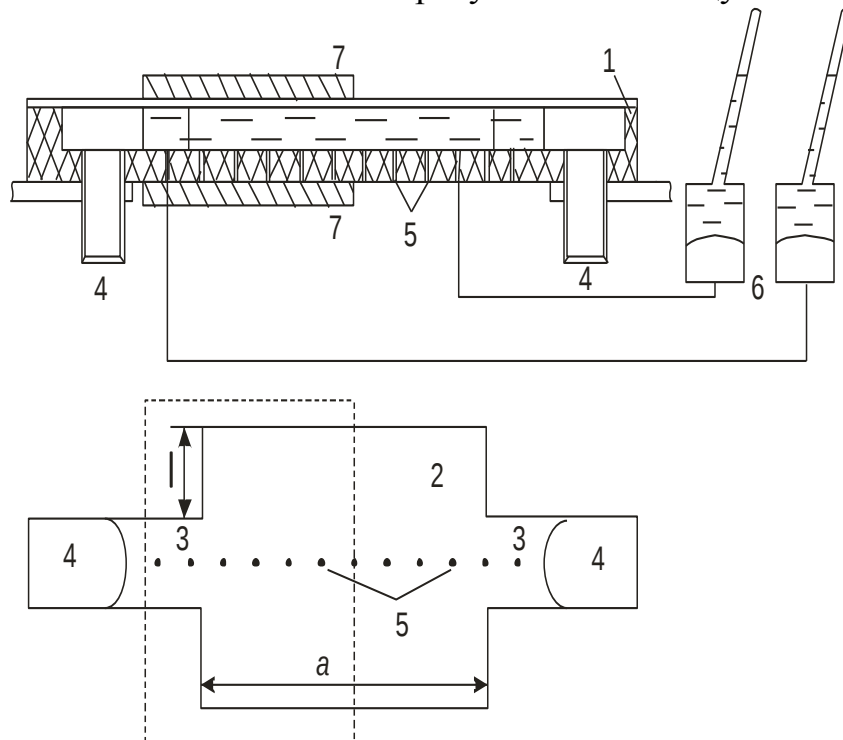


Рис.1.40. Схема экспериментальной модели. 1- текстолитовая кювета, 2- плоская квадратная полость, 3- боковые карманы, 4- медные электроды, 5- ряд отверстий для отбора давления. 6- манометрическая система, 7- нижняя и верхняя ферромагнитная плита.

Таким образом, в кювете возникало электровихревое течение. Характер распределения давления по оси кюветы в эксперименте Рис.1.41. указывает на наличия в кювете двухвихревого ЭВТ. Однако, общий перепад давления в этом случае обусловлен только вихревым движением и он незначителен.

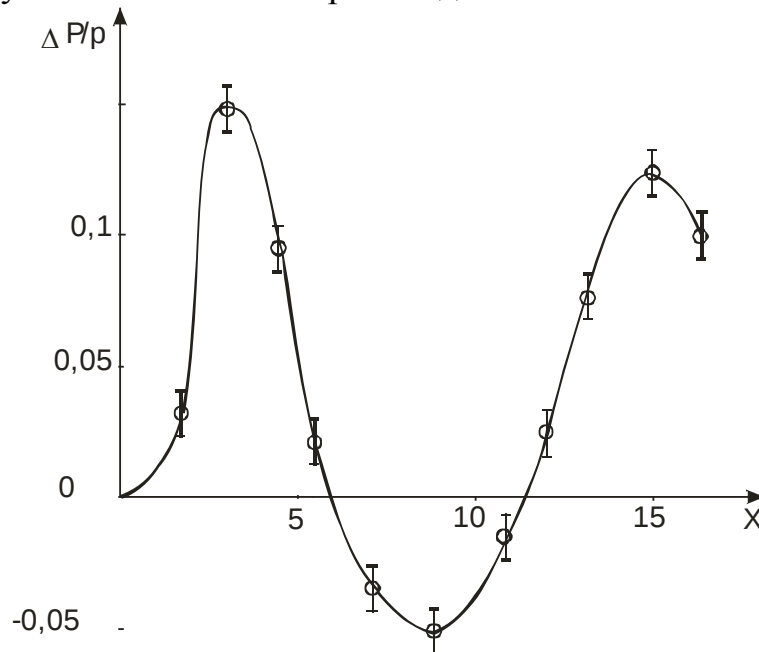


Рис.1.41. Распределение давления вдоль продольной оси плоского канала с резким расширением.

В случае, когда по кювете протекает переменный ток (50 Гц) на ее концах возникает значительно больший перепад давления и другого знака, чем в случае с постоянным током Рис.1.42. В этом случае основной перепад давления создается за счет особенностей растекания переменного тока по каналу с резким расширением.

Таким образом, при протекании переменного тока в МГД-канале может иметь место дополнительный механизм генерации транзитного течения, связанный с особенностью протекания переменного электрического тока по проводнику. Для этого необходимо: либо неоднородная электрическая проводимость жидкой среды в канале, либо специальная геометрия канала, либо присутствие ферромагнитных тел со специальной геометрией, либо комбинация перечисленных факторов. Этот эффект может найти применение при создании новых МГД-устройств и процессов. Отметим, что в канальных печах для организации транзитного течения через канал, наряду с электровихревым течением (генерируемым на входе и выходе из канала) следует учитывать и описанный здесь эффект.

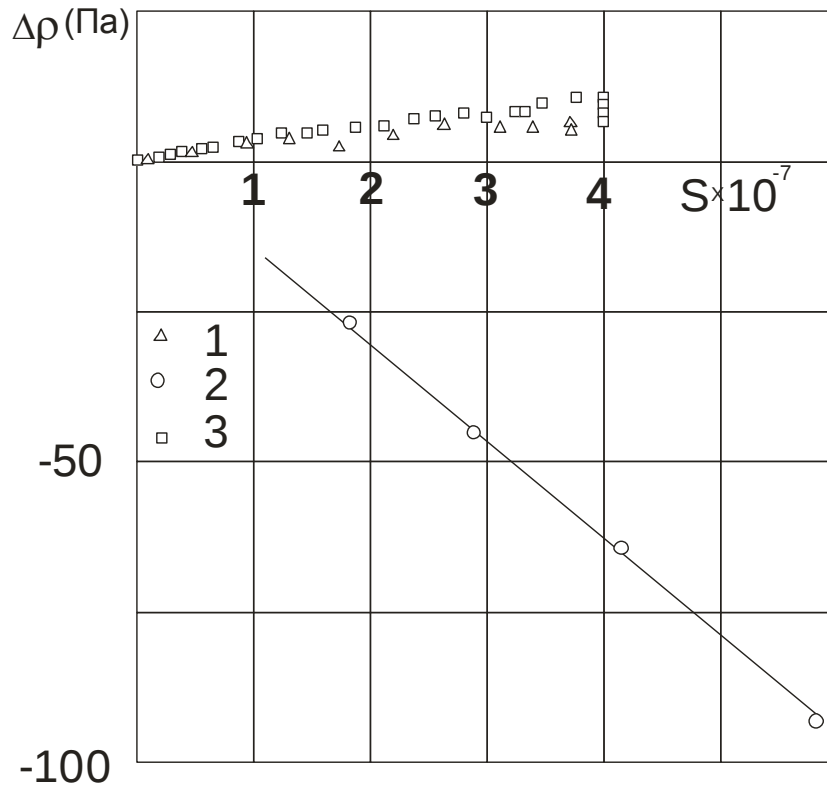


Рис.1.42. Экспериментальная зависимость перепада давления между концами кюветы с резким расширением. 1- электрический ток текущий через кювету постоянный, 3- электрический ток переменный, 2- для сравнения приведен случай, когда противоположные боковые стенки кюветы являются сплошными медными электродами (Рис.1.46.), электрический ток постоянный.

1.5.3. Возникновение насосного эффекта в МГД-канале под действием электромагнитных сил имеющих вихревую составляющую.

Условия возникновения транзитного течения рассматривались нами в предыдущих параграфах для случая, когда электромагнитные силы, действующие на проводящую жидкость в МГД-канале, являются потенциальными. При этом, как было показано, если линии потенциального тока возможного течения жидкости через канал совпадают с линиями электрического тока в этом канале, то транзитное течение возникнуть не может.

Положение качественно меняется, если в МГД-канале электромагнитные силы имеют вихревую составляющую. При этом в первый момент времени, как было показано $\frac{d \text{rot } \vec{v}}{dt} = \text{rot } \vec{f}_{em}$. Так как в рассматриваемом случае $\text{rot } \vec{f}_{em} \neq 0$, то в канале начинает изначально развиваться электровихревое течение. Вихревое течение изменит картину линий транзитного течения в канале, и оно будет отличаться от линий тока потенциального течения, при этом картина линий электрического тока остается прежней. Таким образом, в случае изначально отсутствия вихревых сил и вихревого движения в канале, при совпадении линий тока

потенциального течения в канале и линий электрического тока, транзитное течение возникнуть не может. При наличии вихревых сил и вихревого течения в канале начальные условия уже иные. (Линии тока жидкости и линии электрического тока уже не совпадают, на линии тока жидкости может появиться проекция электромагнитных сил.)

Рассмотрим некоторые примеры:

1. Экспериментальная модель [150] представляла квадратную в плане плоскую закрытую кювету с внутренними размерами 10X100X100 мм, заполненную низкотемпературным галлиевым сплавом (Ga 87,5%; Sn 10,5%; Zn 2%). Две противоположные боковые стенки кюветы были медными электродами 1 и 2 Рис.1.43. Две другие 3, 4 были стеклотекстолитовые. Дном кюветы служила ферромагнитная плита 5 с электроизоляционным слоем на поверхности. В дне кюветы на ее продольной оси имелись два отверстия β , γ для измерения давления. Каждое отверстие отстояло от ближайшего электрода на 20 мм. Сверху кювета закрывалась плексигласовой крышкой, над которой под углом к нижней ферромагнитной плите располагалась ферромагнитная пластина 7. В эксперименте этот угол изменялся так, чтобы направление изменения зазора между плитой и пластиной совпадало с осью кюветы.

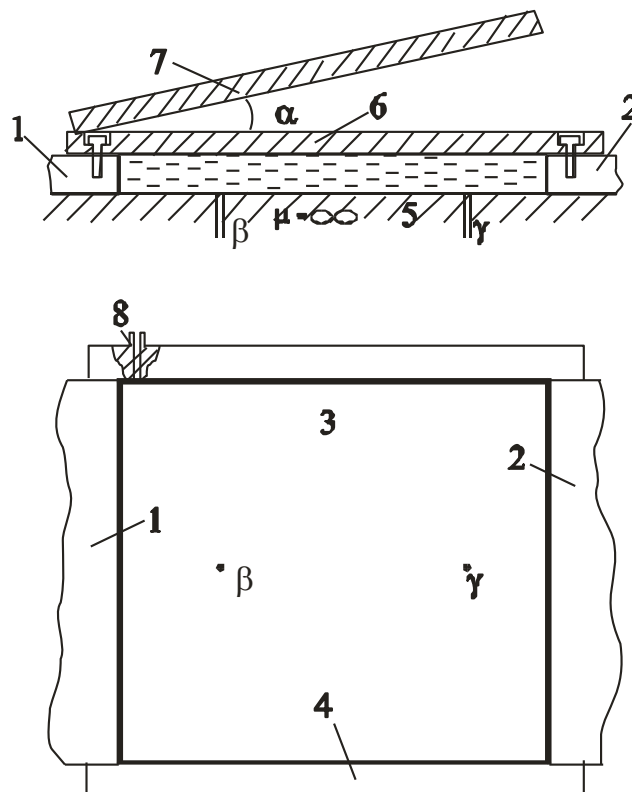


Рис.1.43. Схема экспериментальной модели, две противоположные боковые стенки (1,2) которой были медными электродами.

Если через слой жидкого металла пропустить постоянный электрический ток с однородной в сечении слоя плотностью, то, как следует из выражения

(1.32), в жидком металле возникнут вихревые электромагнитные силы, которые возбуждают в слое планарное электровихревое течение. В эксперименте наблюдался небольшой перепад давления ($\Delta p \equiv p_\beta - p_\gamma$), увеличивающийся с ростом силы тока в канале. Перепад давления был выше Рис.1.44 [150] в случае, когда верхняя пластина располагалась параллельно нижней плите, но перекрывала кювету лишь на половину в направлении ее оси Рис.1.45. [150]. В этом случае ротор электромагнитных сил в слое был максимален, а, следовательно, и интенсивность ЭВТ в слое была максимальной.

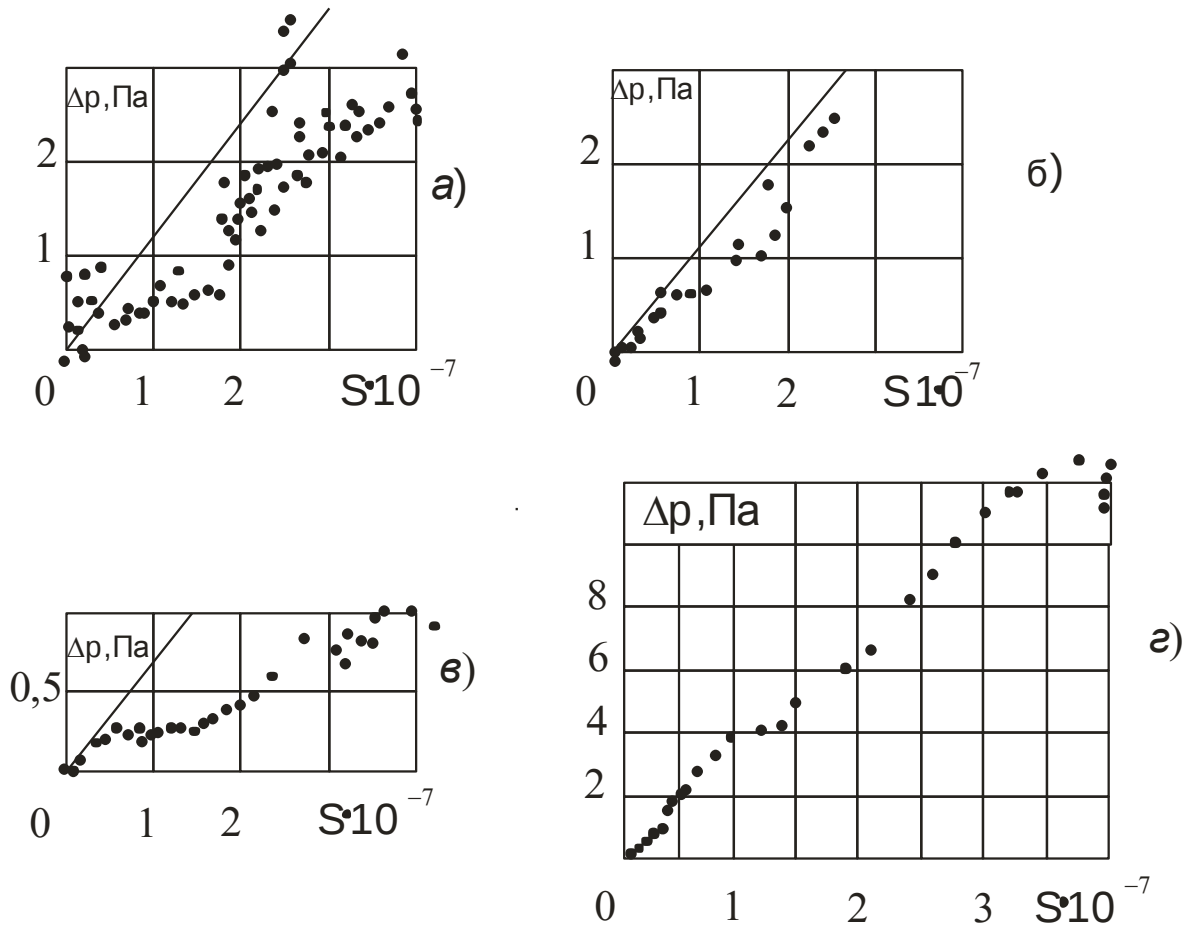


Рис.1.44. Зависимость перепада давления Δp на концах кюветы (рис.1.43.) от квадрата тока ($S = I^2 \mu_0 / \rho \nu^2$) для разных углов наклона верхней ферромагнитной плиты. *а* – $\text{tg } \varphi = 0,156$; *б* – $\text{tg } \varphi = 0,107$; *в* – $\text{tg } \varphi = 0,059$; *г* – кювета находится в плоскопараллельном зазоре между ферромагнитными пластинами, но они перекрывают кювету до половины ее длины.

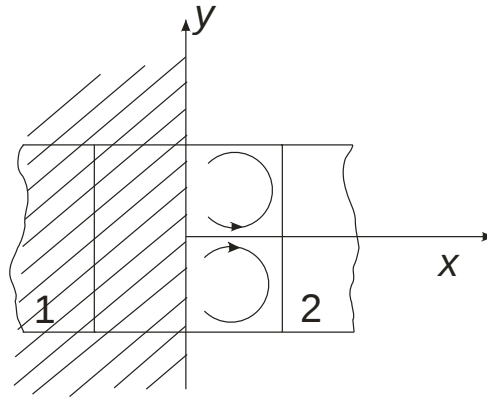


Рис.1.45. Схема эксперимента, в котором квадратная в плане кювета с тонким слоем металла помещена в плоскопараллельный зазор между ферромагнитными пластинами до половины своей длины. 1,2 – медные электроды для подвода электрического тока.

2. Экспериментальная модель [125] представляла прямоугольную в плане плоскую закрытую кювету с внутренними размерами 9,8X96X200 мм., заполненную низкотемпературным галлиевым сплавом (Ga 87,5%; Sn 10,5%; Zn 2%). Две противоположные меньшие боковые стенки кюветы были медными электродами Рис.1.46. Две другие были стеклотекстолитовые. Дно кюветы и ее крышка были сделаны из плексигласовых пластин. В дне кюветы по ее оси были сделаны два отверстия (*а* и *б* Рис.1.46.) для отбора давления. В средней части сверху и снизу кюветы один над другим были расположены два прямоугольных ферромагнитных сердечника. Зазор между ними составлял 17 мм.

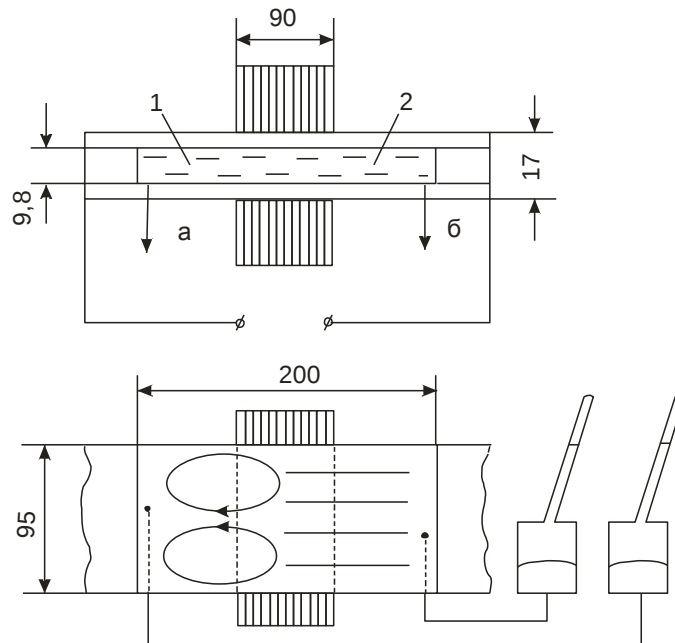


Рис.1.46. Схема экспериментальной модели. В объем плоского слоя проводящей жидкости введены продольные перегородки для подавления электровихревого движения в части слоя.

При пропускании постоянного электрического тока по слою жидкого металла в кювете в областях 1 и 2, примыкающих к границам ферромагнитных сердечников с одной и с другой стороны, возникают вихревые электромагнитные силы, возбуждающие в кювете четырехвихревое течение. Ситуация в этом случае симметричная и, как показывает эксперимент, наблюдались пульсации перепада давления между точками *a* и *б*, но осредненный по пятидесяти измерениям перепад давления был близок к нулю. Если нарушить симметрию вихревой структуры в продольном направлении, введя в область 2 продольные перегородки между точками *a* и *б*, сразу появляется перепад давления Рис.1.47 [125].

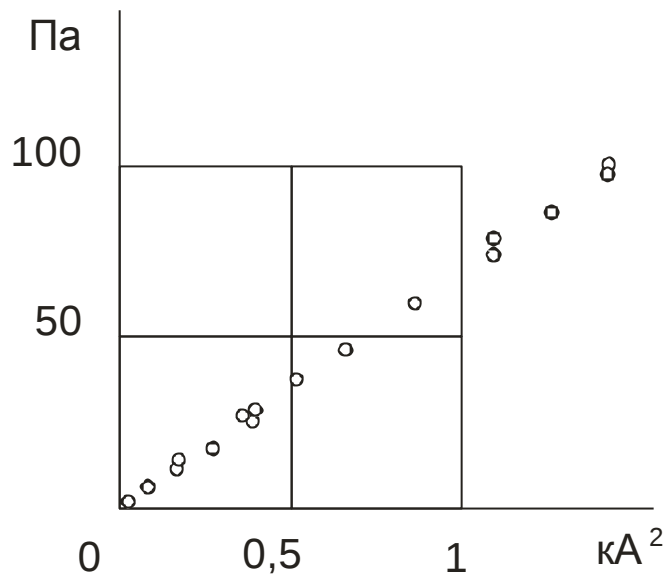


Рис.1.47. Перепад давления на концах плоской кюветы с продольными перегородками в зависимости от квадрата силы тока, текущего через жидкий галлиевый сплав в кювете.

Симметрию вихревой структуры в продольном направлении можно нарушить, наклонив плоскость верхнего сердечника относительно нижнего на некоторый угол Рис.1.48 [125].

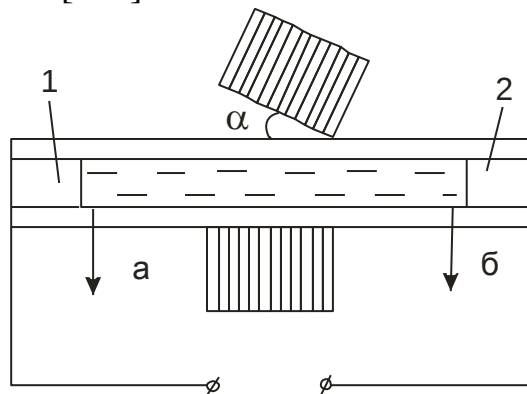


Рис.1.48. Схема экспериментальной модели, в которой продольную асимметрию электровихревого течения обеспечивает наклон плоскости сердечника в направлении продольной оси кюветы. 1,2-медные электроды, *a*,*б*-точки отбора давления.

Такое действие также приводит к появлению перепада давления на концах кюветы между точками *a* и *b* Рис.1.49. Если концы кюветы (в рассматриваемых случаях) открыть, через нее возникнет слабое транзитное течение. Таким образом, такую кювету можно рассматривать как слабый насос.

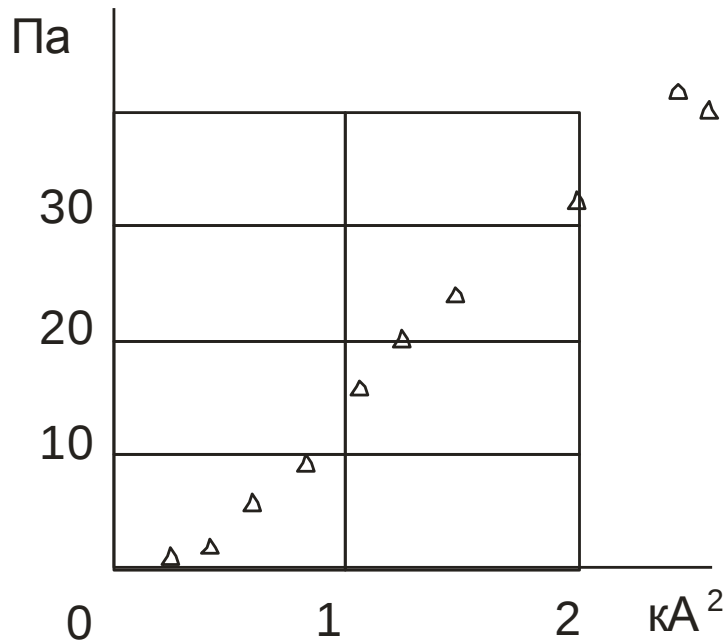


Рис.1.49. Перепад давления на концах плоской кюветы с наклонными сердечниками в зависимости от квадрата силы тока, текущего через жидкий галлиевый сплав в кювете.

3. Экспериментальная модель представляла прямоугольный в плане плоский закрытый канал с внутренними размерами 10X100X2000 мм. Стенки канала были выполнены из плексигласа Рис.1.50. Канал заполнялся галлиевым сплавом. Через сплав (продольно оси канала) с постоянной в поперечном сечении плотностью пропусклся электрический ток, величина которого регулировалась и измерялась с точностью не хуже 6%. Медные токоподводные электроды были выполнены со сквозным отверстием (формой и площадью совпадающей с поперечным сечением канала) и не препятствовали протеканию через канал жидкого галлиевого сплава. Электроды располагались в средней части канала. Промежуток между электродами составлял 1000 мм. Перед первым электродом располагался стабилизирующий входной участок канала. После второго электрода располагался такой же выходной участок. Длина участков составляла 500 мм. Назначение этих участков было в стабилизации потока металла попадающего в канал в начале входного участка из сосуда «Менделеева» (сосуда равного напора) и вытекающего в конце выходного участка в измерительную емкость.

На концах канала располагались отверстия соединенные силиконовыми трубками с бачками наклонного (угол наклона 30^0), двухжидкостного манометра, в котором второй рабочей жидкостью был этиловый спирт. Чувствительность манометрической системы составляла 4,05 Па на 1 мм перемещения спирта в измерительных трубках.

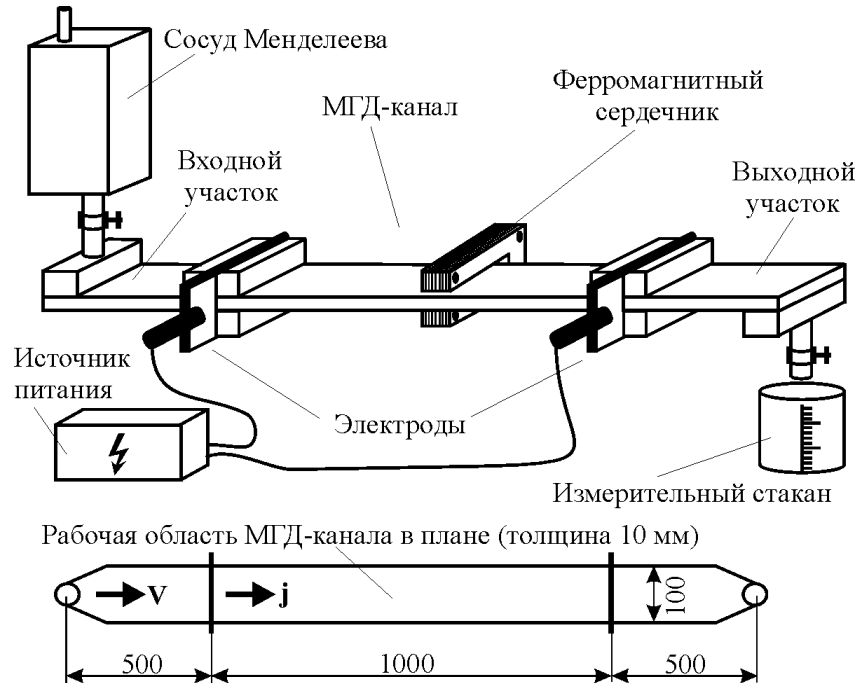


Рис.1.50. Схема экспериментальной установки с МГД-каналом прямой формы.

В эксперименте можно было задавать различные расходы жидкого металла через канал при помощи специального крана поставленного на сливной патрубке на выходном участке канала. В средней части промежутка между электродами плоский канал охватывался полюсами П – образного ферромагнитного сердечника (ширина сердечников составляла 35мм.). В средней части канала сверху и снизу (друг над другом) могли устанавливаться так же ферромагнитные сердечники в виде прямоугольных пластин (ширина, которых была 20 мм.)

Пусть сердечник располагается строго в середине канала и ориентирован перпендикулярно его оси. Рис.1.51 (а). Если по каналу вдоль его оси будет течь постоянный электрический ток, то под П-образным ферромагнитным сердечником произойдет усиление и деформация магнитного поля так, что на жидкий металл начнут действовать втягивающие в сердечник электромагнитные силы, обусловленные взаимодействием тока со своим магнитным полем. Жидкость, втягиваясь под сердечник, будет выталкиваться в боковые стороны у боковой стенки канала в область вне сердечника, где электромагнитные силы не действуют. Таким образом, в канале возникнет два контура циркуляции жидкости. Другими словами боковые границы

полюсов сердечника создают вихревые электромагнитные силы, которые и будут генерировать двухвихревое течение.

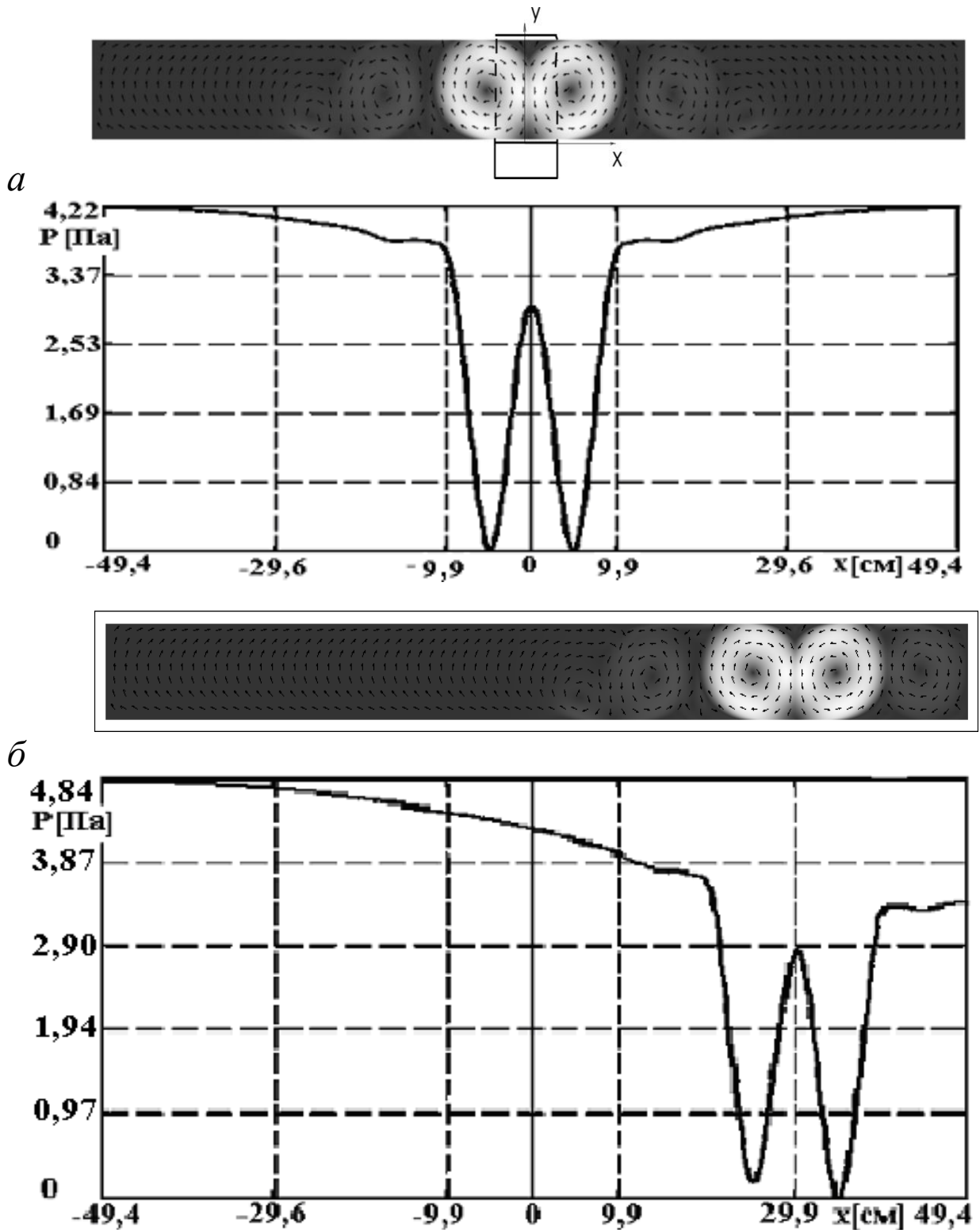


Рис.1.51. Электровихревое течение генерируемое П-образным ферромагнитным сердечником в плоском канале, вдоль продольной оси которого течет постоянный электрический ток. *a* – сердечник установлен по середине канала, *б* – сердечник сдвинут к правому концу канала.

При этом перепада давления на концах такого канала не возникает, но если нарушить симметрию вихревого течения, нарушить баланс между этими вихрями, сдвигая сердечник к одному из концов канала (например, к правому), в канале появиться продольный перепад давления, который будет расти по мере приближения сердечника к правой границе канала Рис.1.51 (б). Нарушить симметрию вихревой структуры (баланс между вихрями) можно наклонив сердечник относительно продольной оси канала Рис.1.52.

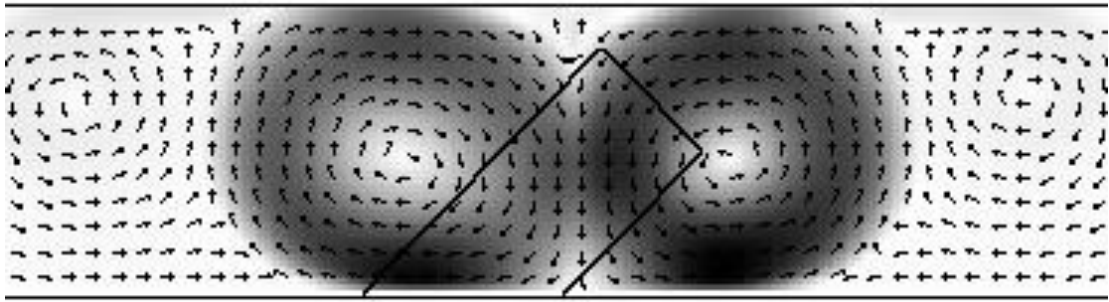


Рис.1.52. П-образный сердечник наклонен. Имеется продольная асимметрия электровихревого течения (правый вихрь более интенсивен, чем левый).

В этом случае правый вихрь возбуждаемый силами генерируемыми в области концов полюсов сердечника (в этой области магнитное поле, а следовательно, и силы максимальны) будет интенсивней чем левый, возбуждаемый меньшими силами у спинки сердечника, где магнитное поле минимально. При этом на концах канала (как показывает численный эксперимент) возникнет перепад давления, который будет зависеть, как от силы тока текущего по каналу, так и от угла наклона сердечника относительно оси перпендикулярной продольной оси канала Рис.1.53.

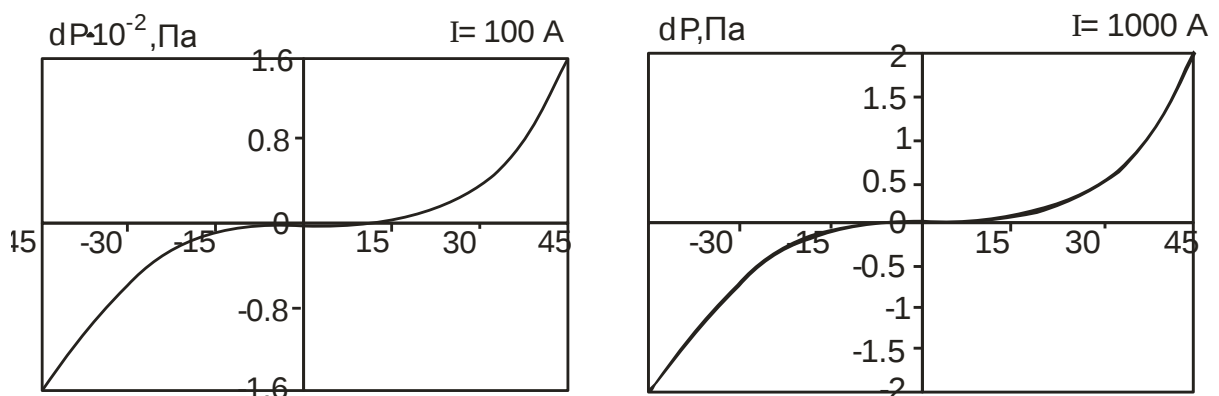


Рис.1.53. Зависимость перепада давления на концах плоского канала от угла наклона (в градусах) П-образного сердечника от продольной оси.

Вернемся к случаю, когда сердечник перпендикулярен продольной оси канала и расположен в его центральной части. Зададим транзитное течение через канал вдоль его продольной оси. В этом случае транзитное течение

деформирует вихревую структуру, генерируемую краями сердечника, и внесет асимметрию в эту структуру Рис.1.54.

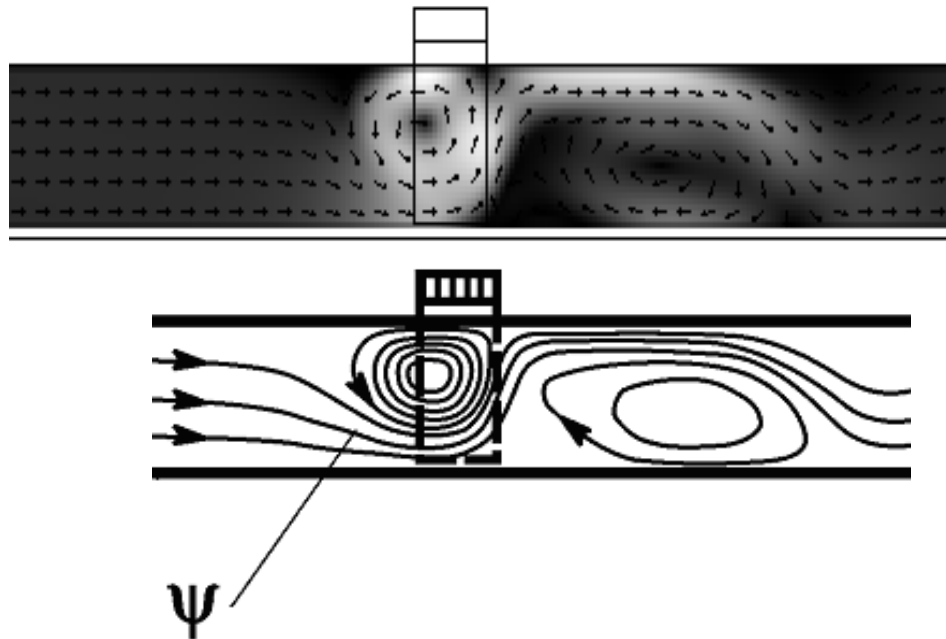


Рис.1.54. Плоский канал с П-образным сердечником. Вдоль канала течет электрический ток. В канале присутствует транзитное течение.

При этом, как показали численные эксперименты, наблюдается любопытное явление при малых значениях тока (до 700 а), канал работает как насос, создавая положительный перепад давления Рис.1.55. Этот перепад крайне мал и достигает нескольких паскалей. С дальнейшим возрастанием тока перепад давления меняет знак, и канал начинает работать как гидравлическое сопротивление, причем он тормозит поток лучше, чем канал без ЭВТ.

Похожая ситуация наблюдается, когда канал сверху и снизу в средней области перекрыт прямоугольными ферромагнитными пластинами. В этом случае при протекании через канал постоянного электрического тока в отсутствии транзитного течения сердечники генерируют четырехвихревое течение Рис.1.56.

При задании транзитного течения через канал вихревая структура искажается Рис.1.56. и, в области малых токов от 20 до 70 ампер, канал работает как насос, помогая прокачивать металл. При больших токах такой канал представляет только гидросопротивление, возрастающее с увеличением силы тока в канале Рис.1.57.

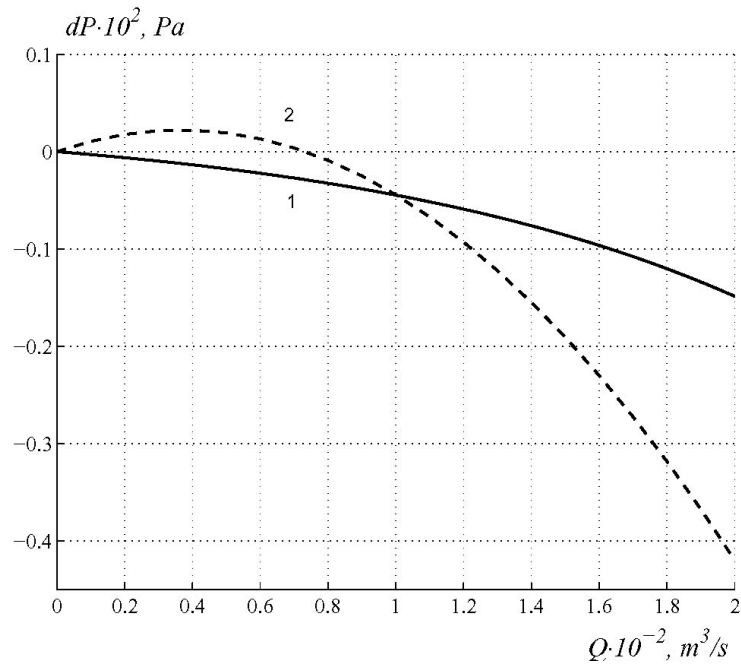


Рис.1.55. Расчетная напорно-расходная характеристика прямого плоского канала с электрическим током охваченного П-образным ферромагнитным сердечником.

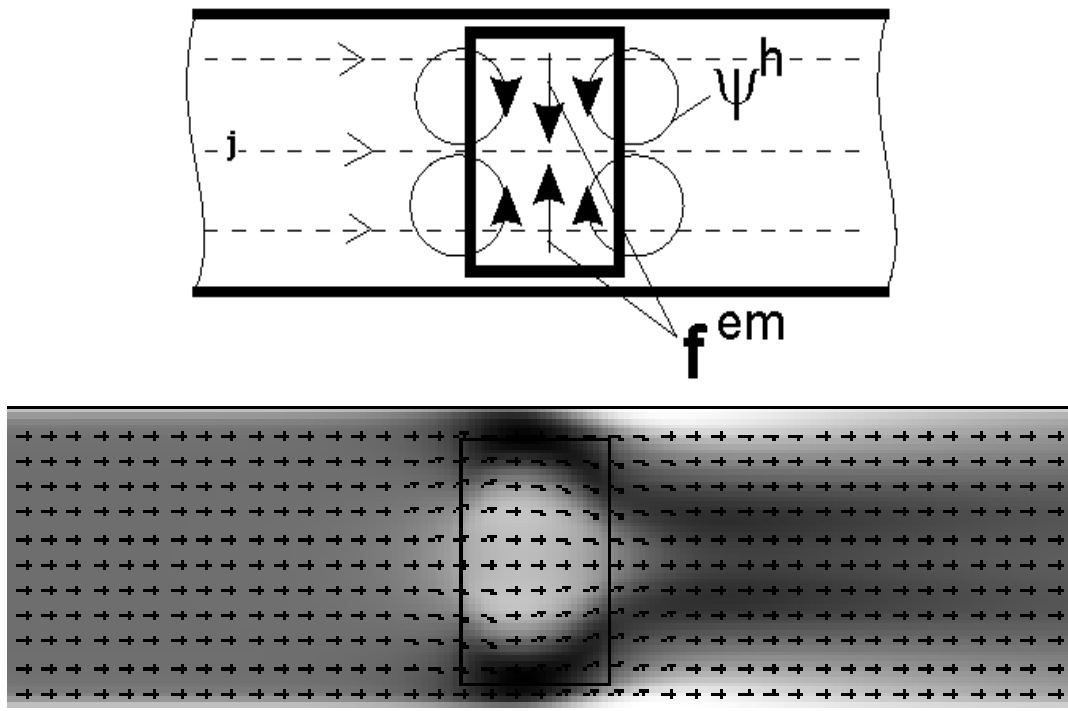


Рис.1.56. Четырехвихревое ЭВТ, генерируемое в прямом плоском канале ферромагнитными пластинами, при протекании по каналу электрического тока (вверху). Четырехвихревое ЭВТ, деформированное транзитным течением через канал (внизу).

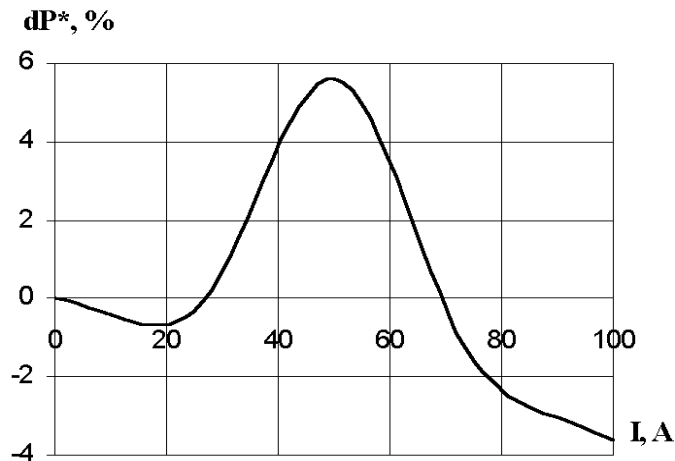


Рис.1.57. Расчетная напорно-расходная характеристика прямого плоского канала с прямоугольными ферромагнитными пластинами.

В физическом эксперименте измерялся перепад давления dP при наличии в канале ЭВТ, генерируемого либо П-образными сердечниками, либо ферромагнитными пластинами и перепад давления dP_0 в отсутствии ЭВТ в канале. В обоих случаях расход жидкого сплава поддерживался постоянным и задавался при помощи сливного крана на выходе из канала. Как показал эксперимент Рис.1.58, электровихревое течение в канале повышает его гидравлическое сопротивление в сравнении с каналом без ЭВТ. Это различие растет с увеличением силы тока в канале.

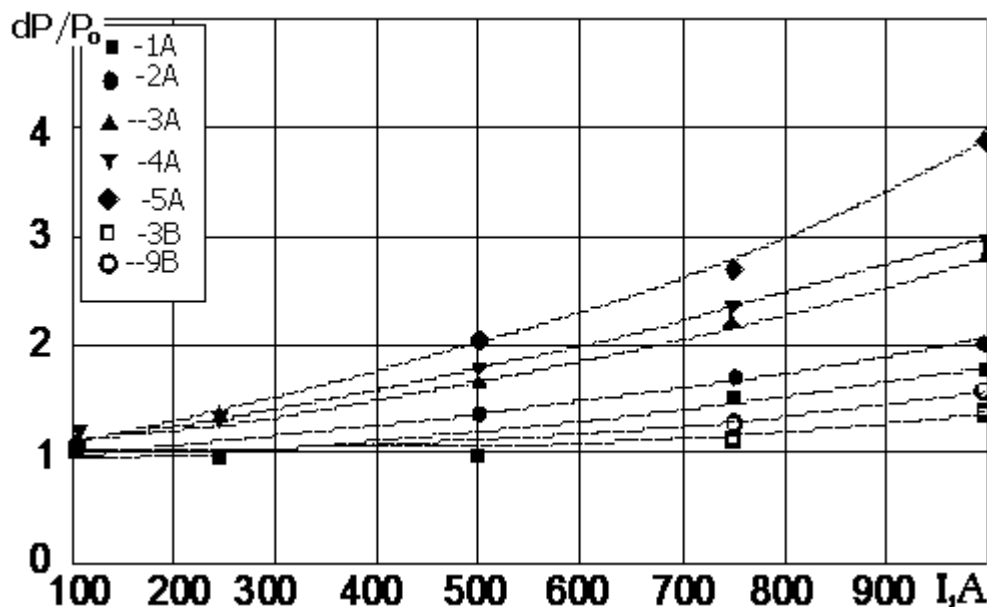


Рис.1.58. Зависимость отношения перепада давления на канале(вызванного гидравлическим сопротивлением) с ЭВТ и без ЭВТ от силы электрического тока текущего через канал, для разных форм и числа сердечников, расположенных на канале. А-канал с П-образными сердечниками, В-канал с пластинами. Число перед буквой соответствует числу сердечников надетых на канал.

В эксперименте не удалось обнаружить тонкий эффект (проявляющийся в численных экспериментах) появления небольшого насосного эффекта (отрицательного гидравлического сопротивления) в области малых значений силы электрического тока. Вероятно, это было связано, с недостаточной чувствительностью используемой измерительной системы.

4. Экспериментальная установка Рис.1.59 [127] представляла прямой плоский канал 1 (толщиной 10 мм, шириной 70мм), в котором были размещены непроводящие перегородки 2, частично перекрывающие канал попеременно с противоположных сторон (ширина не перекрытой части канала была 35 мм). Вдоль канала между перегородками были размещены П-образные ферромагнитные сердечники 3 (использовалось 3 сердечника), охватывающие соседние участки с противоположных сторон (межполюсной немагнитный зазор $\delta=19$ мм, ширина сердечника $b_c=30$ мм).

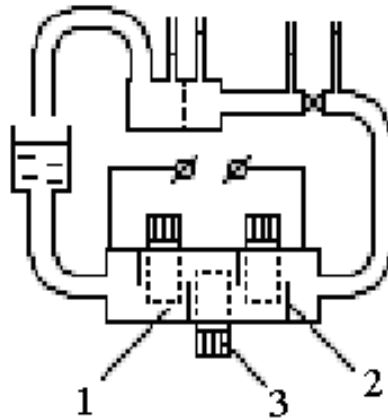


Рис.1.59. Схема экспериментальной модели. В плоском прямом канале 1, расположены непроводящие перегородки 2. Канал охватывают три П-образных ферромагнитных сердечника 3. Через канал пропусклся электрический ток.

Канал был соединен резиновыми трубками с емкостью, откуда мог поступать и куда мог обратно сливаться галлиевый сплав. Кран на сливной трубке канала имитировал внешний перепад давления. Расход жидкого металла через канал определялся при помощи диафрагменного расходомера. В экспериментах определялась зависимость давления от расхода галлиевого сплава через канал при токе 1600А. Эксперимент показал, что рассматриваемый МГД-канал при протекании по нему электрического тока перекачивает галлиевый сплав Рис.1.60 [127].

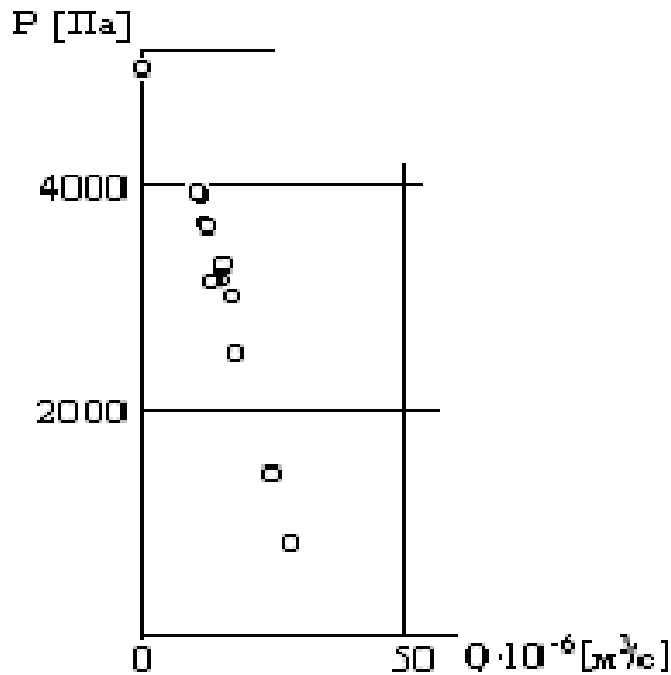


Рис.1.60. Напорно-расходная характеристика плоского прямого канала с непроводящими перегородками.

Таким образом, такой канал является насосом, а соединение нескольких каналов электрически и гидравлически последовательно позволит развивать большее давление при той же силе тока.

5. Экспериментальная установка представляла собой Рис.1.61а [126,127] плоский МГД-канал 1 (с ферромагнитным сердечником 2), соединенный гидравлически и электрически в последовательную замкнутую цепь с измерительной емкостью 3. Соединительный патрубок 4 охватывает кольцевой сердечник трансформатора 5, предназначенного для возбуждения в установке (подвода к МГД-каналу) переменного электрического тока.

МГД-канал 1 Рис.1.61 представлял собой мелкую ванну выфрезерованную в плексигласовой плите. Глубина ванны составляла 9 мм. Сверху она герметично закрывалась плексигласовой пластиной. В плане канал представлял два прямоугольника, соединенных боковыми сторонами. Меньший прямоугольник служил входным патрубком и имел ширину $b_o = 35$ мм и длину $l_o = 77$ мм. Большой прямоугольник, являясь собственно каналом, имел ширину $b_k = 67$ мм и длину $l_k = 85$ мм. В области соединения входного патрубка и канала, канал охватывает П-образный ферромагнитный сердечник 2, имеющий ширину $b_c = 31$ мм и длину $l_c = 55$ мм. С боковой стороны канал перекрывался перегородкой, отделяющей его от измерительной емкости 3. Длина перегородки l_n в экспериментах изменялась, при этом длина окна a (соединяющего канал с измерительной емкостью) изменялась соответственным образом. В экспериментах использовались проводящие и непроводящие перегородки.

Измерительная емкость 3 предназначалась для создания и измерения перепада давления и расхода жидкого металла через канал. Кроме того, через измерительную емкость осуществлялось заполнение жидким металлом всей установки. Емкость представляла собой прямоугольный контейнер, выполненный из плексигласа. Глубина, ширина и длина ее соответственно были 80x78x238мм. В средней части емкости имелась перегородка в виде облуженной медной пластины 6. В пластине были сделаны 5 отверстий различного диаметра. Отверстия закрывались пробками, которые в процессе эксперимента в различных сочетаниях могли убираться. В боковой стенке емкости (ниже уровня металла, до перегородки и после нее) имелись два отверстия 7 со штуцерами, к которым посредством резиновых трубок присоединялся жидкостной манометр 8. Рабочим телом в манометре являлся тот же сплав, который использовался в эксперименте. Измерительная емкость с одного конца посредством окна соединялась с МГД - каналом, а с другого конца, посредством резиновой трубки 4, с его входным патрубком. Таким образом, жидкий металл мог циркулировать по замкнутому контуру (канал - измерительная емкость - резиновая трубка - канал).

Резиновая трубка 4 охватывала кольцевой сердечник трансформатора 5, посредством которого в экспериментах в замкнутой гидравлической цепи возбуждался регулируемый по амплитуде переменный электрический ток.

В экспериментах определялась зависимость развиваемого каналом давления от расхода жидкого сплава (Ga 87,5%; Sn 10,5% ; Zn 2%) через канал при разных значениях силы тока, проводимости перегородки в канале, и величины окна. Расход сплава определялся расчетным путем по известным гидравлическим сопротивлениям отверстий в проводящей перегородке в мерной емкости и по перепаду давления, возникающему до и после перегородки с отверстиями.

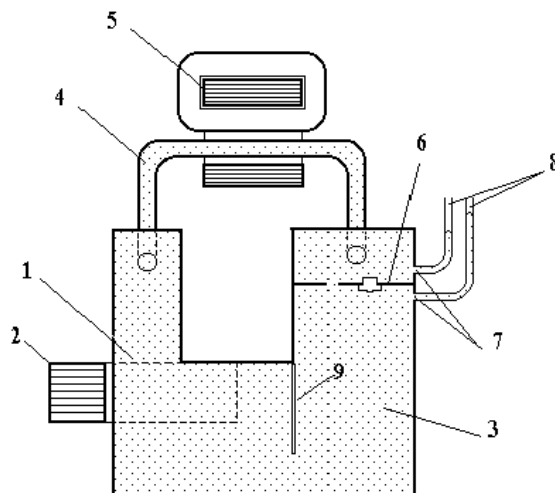


Рис.1.61а. Схема экспериментальной модели. 1 - МГД-канал, 2 - ферромагнитный сердечник, 3 - измерительная емкость, 4 - соединительный патрубок, 5 - трансформатор, 6 - медная пластина с отверстиями, 7 - отверстия для измерения перепада давления, 8 - наклонный жидкостной манометр, 9-перегородка.

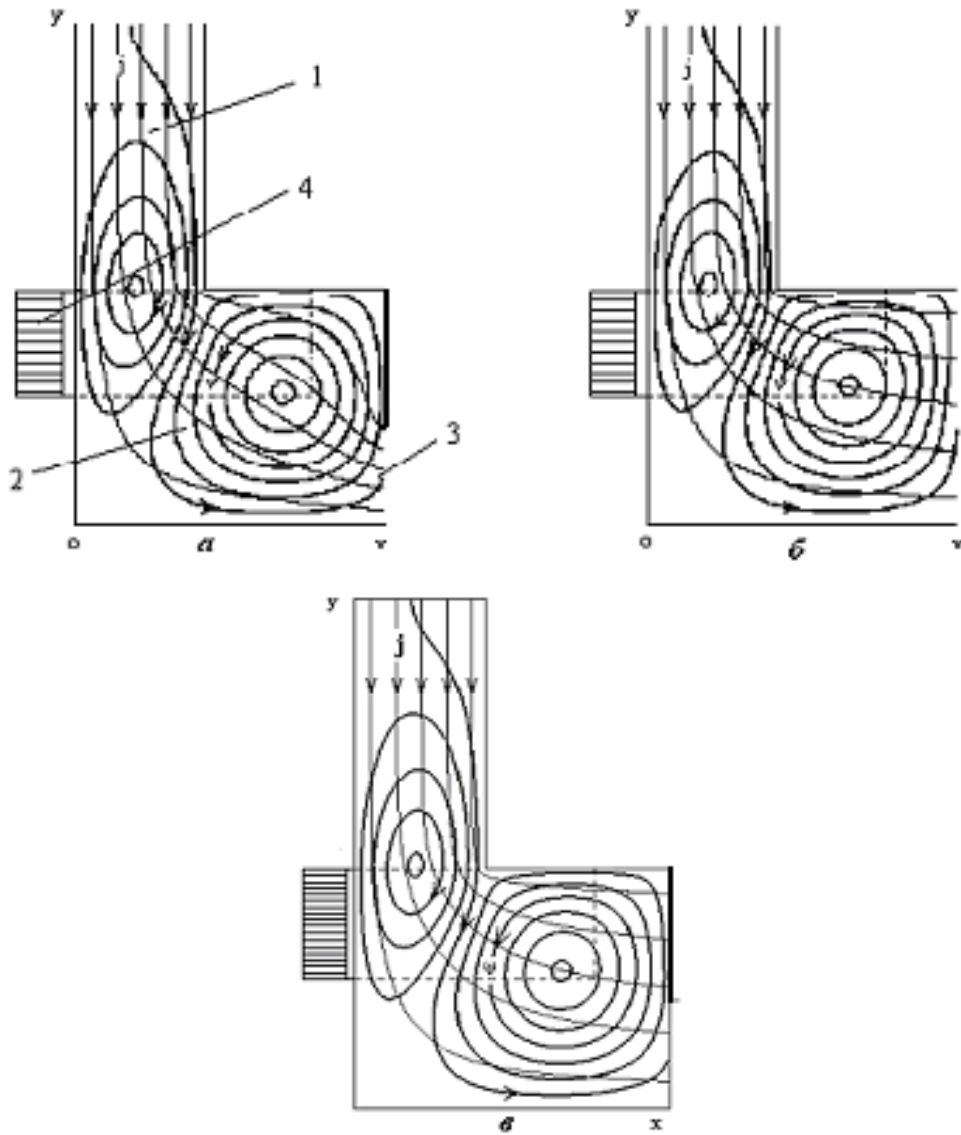


Рис.1.61.б,в Расчетная картина течения в плоском канале при силе тока 1600А и расходе $30 \text{ см}^3/\text{с}$. На рисунке сплошными линиями 2 показаны линии тока жидкого металла. Тонкими линиями 1 показаны линии электрического тока. На рисунках а,б и в соответственно, показаны картины течений для случая непроводящей перегородки в канале при ширине окна 30 мм 3, для случая отсутствия перегородки и для случая с проводящей перегородкой. Пунктирными линиями обозначена область перекрытия канала ферромагнитными сердечниками 4.

Гидродинамический эксперимент, проведенный на плексигласовой модели МГД - канала с галлиевым сплавом, показал, что (как и ожидалось) МГД-канал при наличии проводящей перегородки Рис.1.61.в (“развязывающей” линии тока жидкости и электрического тока) создает транзитное течение и перепад давления между входом и выходом при протекании по каналу электрического тока Рис.1.62 [126,127]. При замене проводящей перегородки на непроводящую был получен неожиданный

результат, вопреки ожидаемому снижению насосного эффекта, транзитное течение через канал усиливается, а перепад давления на его концах возрастает Рис.1.62. При отсутствии перегородки в канале “перекачивающий” эффект сохраняется. Этот на первый взгляд неожиданный результат, по видимому, объясняется тем, что (согласно нашим рассуждениям, приведенным выше) в канале ферромагнитный сердечник занимает ограниченную область и его края генерируют сильное вихревое течение, которое в свою очередь, как видно из расчетов (проведенных с использованием нашей математической модели [126-128]) Рис.1.61б, приводит к “развязыванию” линий тока транзитного течения жидкости и электрического тока в канале. В результате (как видно из Рис.1.61) в области действия сил под сердечником линии тока транзитного течения пересекаются с линиями электрического тока и в направлении линий тока транзитного течения жидкости появляется проекция электромагнитных сил. Как видно из Рис.1.68 во всех трех случаях картина течения мало отличается друг от друга. Это обусловлено тем, что картину течения главным образом определяет мощное электровихревое течение в канале. Это оно играет роль своеобразной электропроводящей перегородки непроницаемой для транзитного течения и проницаемой для линий электрического тока.

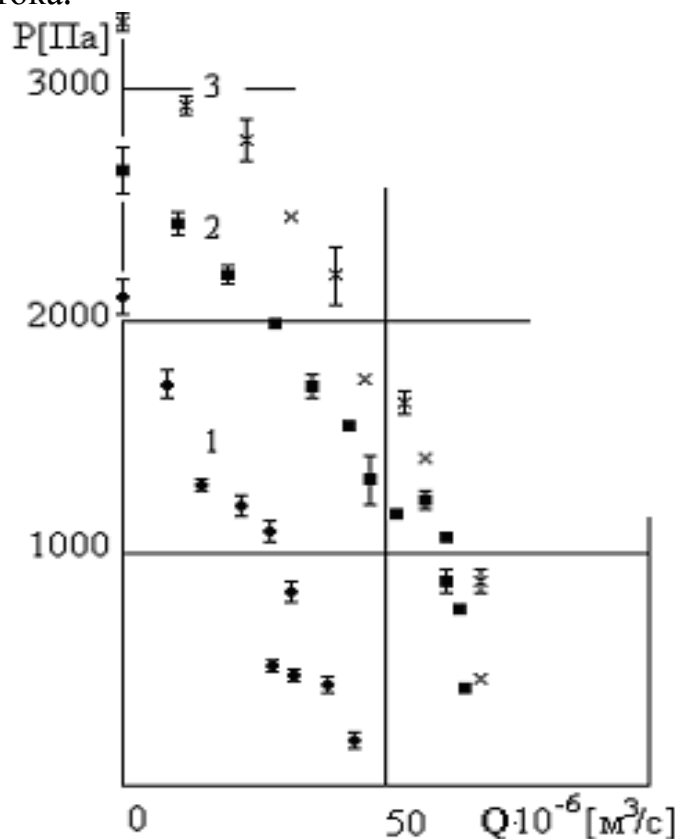


Рис.1.62. Зависимость расхода жидкого металла от перепада внешнего давления на МГД-канале при токе в 1600 А. 1 - зависимость в случае отсутствия перегородки. 2, 3 - зависимости в случае наличия проводящей медной и непроводящей перегородок, соответственно. Ширина окна равнялась 30 мм.

В приведенных выше пяти примерах электрический ток подводился к входу и выходу МГД-канала, через которые осуществлялся (или мог бы осуществляться при транзитном течении) вход и выход жидкого металла или возникал бы (в случае если вход и выход канала был бы закрыт) перепад давления. В рассматриваемых случаях линии электрического тока совпадали с линиями потенциального течения жидкости между входом и выходом в таком канале. А это, как было показано ранее, когда электромагнитные силы только потенциальны, привести к генерации транзитного течения или созданию перепада давления между входом и выходом канала не может. Однако, в рассматриваемых примерах электромагнитные силы, создаваемые в канале взаимодействием тока со своим магнитным полем, имели значительную вихревую составляющую. Межполюсной зазор изменялся в направлении линий электрического тока или сердечники перекрывали канал не полностью, и в области их границ магнитное поле имело значительный градиент в направлении линий электрического тока в канале, все это обуславливало наличие существенной вихревой составляющей электромагнитных сил. Вихревые электромагнитные силы изначально генерировали в канале вихревое движение.

В простейшем случае, когда входной патрубок плоского МГД-канала расположен в центре генерируемого в канале вихря, а выходной патрубок на его периферии, электровихревое течение может создавать значительный насосный эффект. В этом случае за возникновение насосного эффекта ответственны центробежные силы во вращающейся жидкости.

Однако в ряде случаев (как показывают эксперименты) интенсивное электровихревое течение в МГД-канале при наличии соответствующей асимметрии генерирует перепад давления (насосный эффект) между входным и выходным патрубками, расположенными на боковых границах канала (за внешними границами вихревых структур). Этот перепад давления, как мы видели из физических и численных экспериментов, в некоторых случаях может быть значительным.

Покажем на простейших примерах возможность вихревого движения генерировать перепад давления между отдельными участками боковых границ плоского канала (если на этих участках расположить входной и выходной патрубки, то в канале может возникнуть насосный эффект)[257].

Пусть в плоском прямоугольном в плане канале (ширина-100мм, длина-200мм, толщина 10мм) каким либо образом реализовано вихревое течение. Для примера рассмотрим несколько случаев простейших вихревых движений в канале, а так же их суперпозицию Рис. 1.63-1.72. Можно выбрать способ генерации вихревого движения в канале, при котором объемные силы, являясь вихревыми, в то же время не будут иметь проекции на линии потенциального тока жидкости транзитного течения через канал.

Пусть максимальная скорость вихревого течения в канале не превышает 1 м/с. Используя математическую модель, описанную далее в третьей главе,

выполним ряд численных экспериментов. Рассчитаем перепад давления, возникающий в результате вихревого течения между различными участками на боковых границах канала. На боковых границах канала будет выполняться равенство нулю нормальной компоненты скорости, но в то же время мы будем допускать проскальзывание для касательной компоненты скорости (в нашем случае плоского канала, где основная вязкая диссипация определяется трением о верхнюю и нижнюю плоские стенки канала, такое допущение вполне уместно). По известному полю скоростей, используя уравнение Пуассона (1.60), находилось поле давлений

$$\Delta p = 2 \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{\partial V_y}{\partial x} \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) + \kappa_2 \left(+V_x \frac{\partial |\mathbf{V}|}{\partial x} + V_y \frac{\partial |\mathbf{V}|}{\partial y} \right) + S\gamma \left(\frac{\partial f_x^{em}}{\partial x} + \frac{\partial f_y^{em}}{\partial y} \right).$$

Были рассчитаны перепады давления между противоположными боковыми стенками ($P_3 - P_0$), между участками в противоположных концах двух противоположных боковых стенок ($P_2 - P_1$), а так же между участком в начале боковой стенки и боковой стенкой расположенной перпендикулярно ($P_3 - P_1$) Рис.(1.63-1.67). При определении перепада давления между участками боковых границ вычислялись средние значения давления на каждом из этих участков.

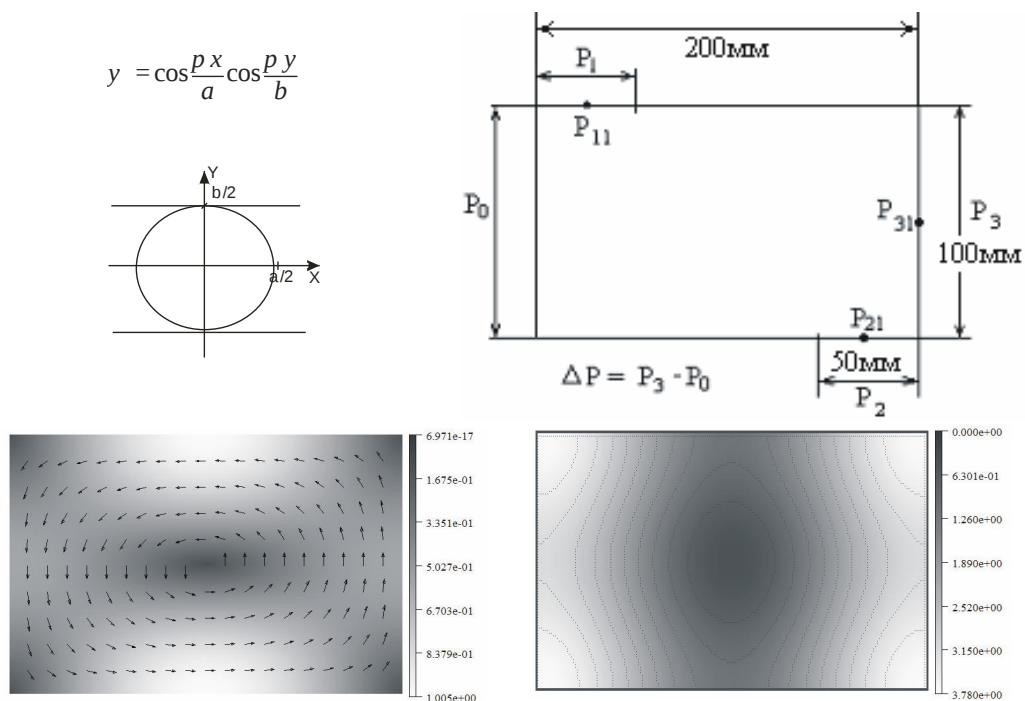


Рис.1.63. Поле скоростей и давлений при одновихревом течении в канале. Расчетные значения перепадов давления между различными участками и точками на боковой границе канала. $P_3 - P_0 = 0$ кПа, $P_2 - P_1 = 1,33 \cdot 10^{-15}$ кПа, $P_{21} - P_{11} = 0,89 \cdot 10^{-15}$ кПа, $P_3 - P_1 = 0,139$ кПа, $P_{31} - P_{11} = 0,361$ кПа,

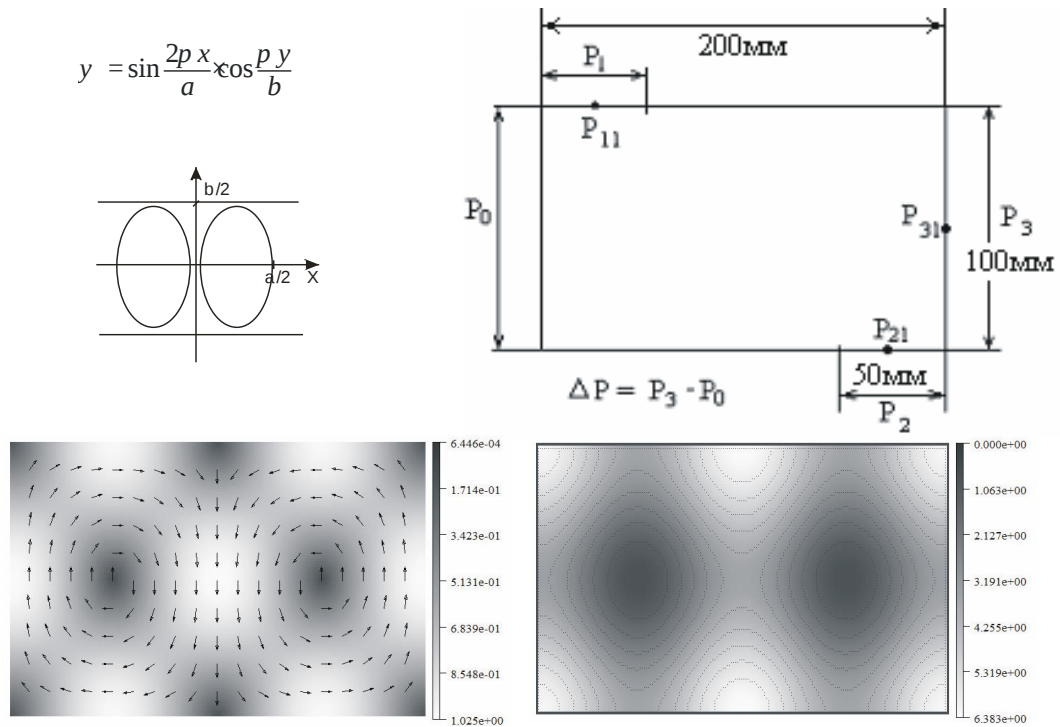


Рис.1.64. Поле скоростей и давлений при двухвихревом течении в канале.

Расчетные значения перепадов давления между различными участками и точками на боковой границе канала. $P_3 - P_0 = 0$ кПа, $P_2 - P_1 = 2,77 \cdot 10^{-3}$ кПа, $P_{21} - P_{11} = 3,27 \cdot 10^{-3}$ кПа, $P_3 - P_1 = -1,4$ кПа, $P_{31} - P_{11} = -1,69$ кПа.

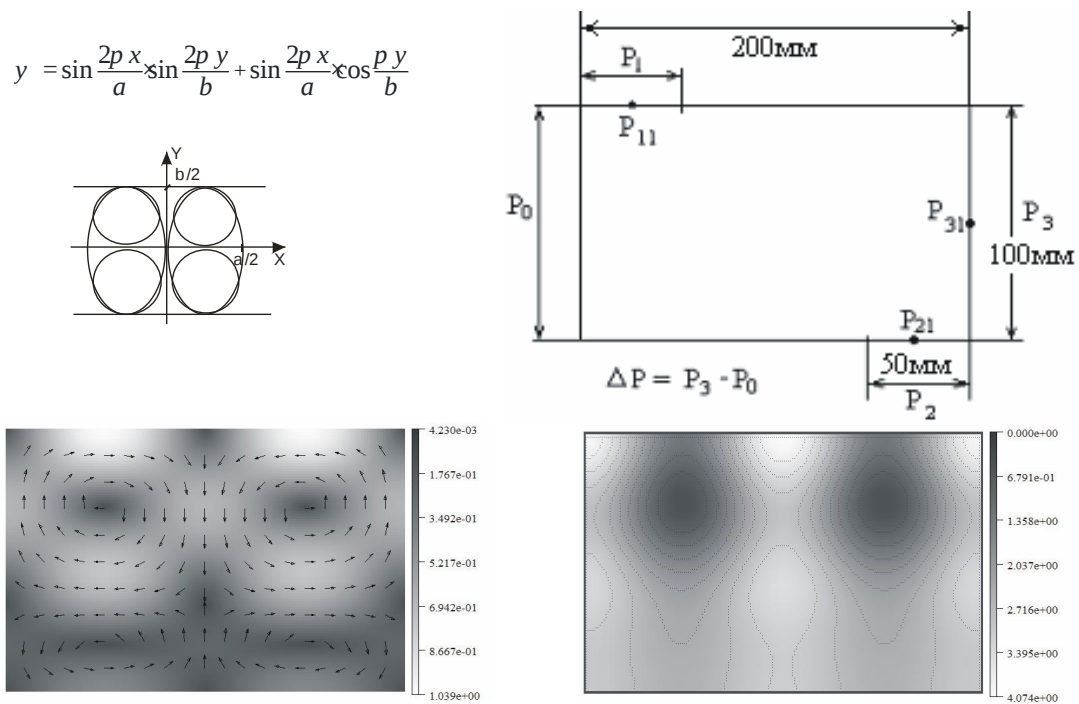


Рис.1.65. Поле скоростей и давлений при четырехвихревом течении в канале деформированном двухвихревым течением.

Расчетные значения перепадов давления между различными участками и точками на боковой границе канала. $P_3 - P_0 = 0$ кПа, $P_2 - P_1 = -0,21$ кПа, $P_{21} - P_{11} = -0,15$ кПа, $P_3 - P_1 = 0,44$ кПа, $P_{31} - P_{11} = -0,48$ кПа.

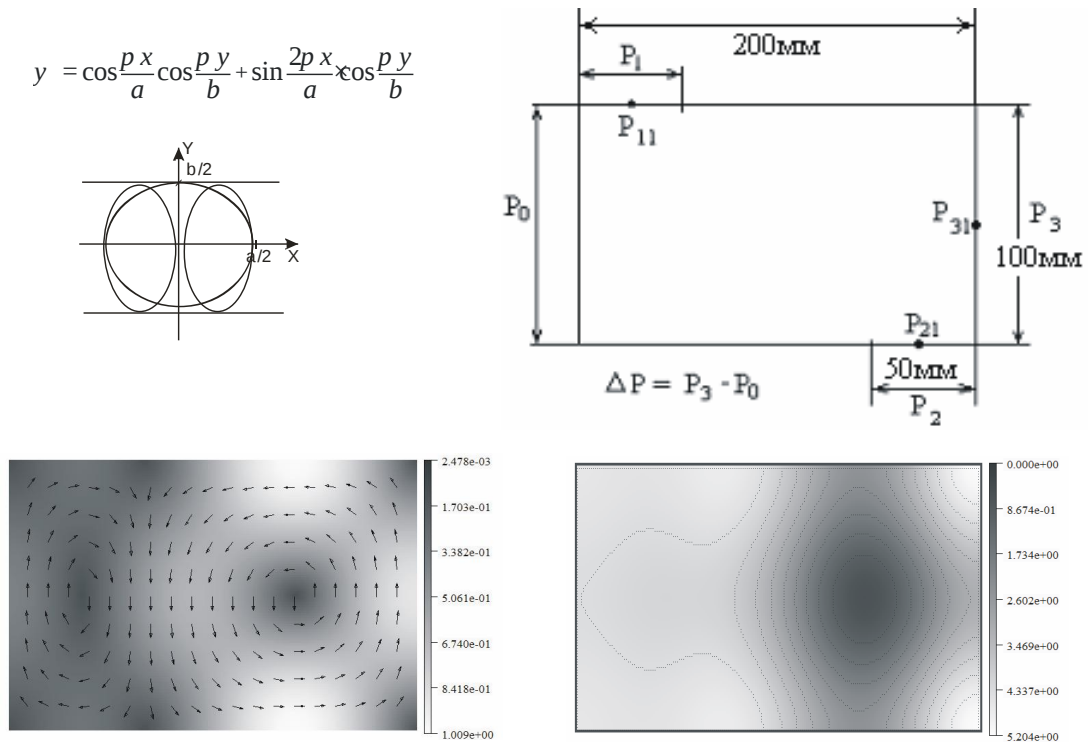


Рис.1.66. Поле скоростей и давлений при двухвихревом течении в канале деформированном одновихревым течением. Расчетные значения перепадов давления между различными участками и точками на боковой границе канала. $P_3 - P_0 = -0,48$ кПа, $P_2 - P_1 = -0,6$ кПа, $P_{21} - P_{11} = -0,39$ кПа, $P_3 - P_1 = -0,49$ кПа, $P_{31} - P_{11} = -1,54$ кПа.

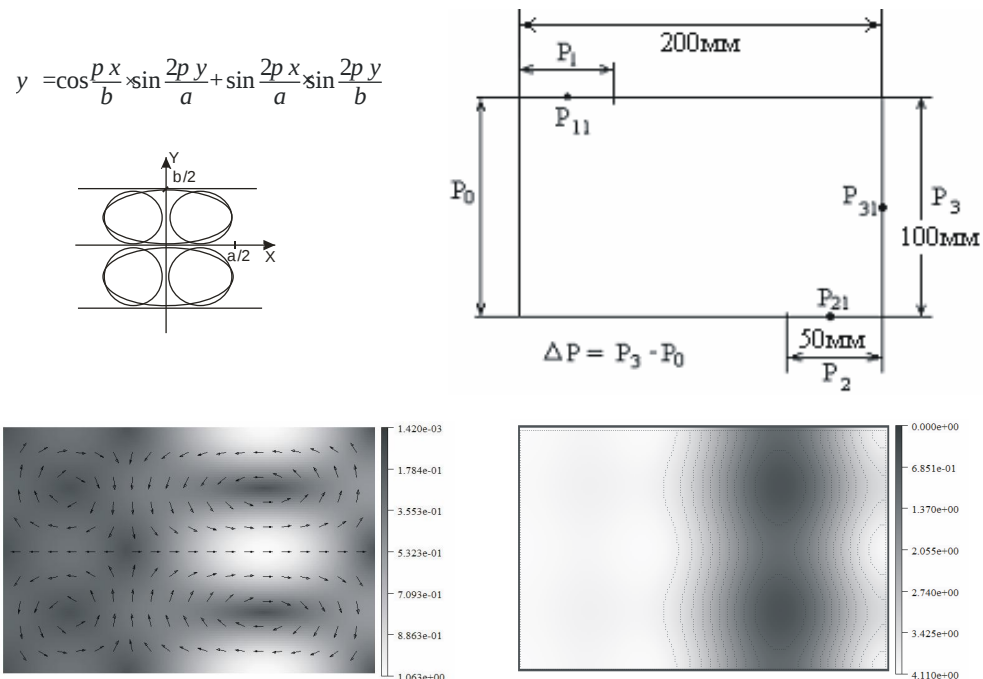


Рис.1.67. Поле скоростей и давлений при четырехвихревом течении в канале, деформированном двухвихревым течением. (Расчетные значения перепадов давления между различными участками и точками на боковой границе канала. $P_3 - P_0 = -0,538$ кПа, $P_2 - P_1 = -1,56$ кПа, $P_{21} - P_{11} = -1,33$ кПа, $P_3 - P_1 = -0,416$ кПа, $P_{31} - P_{11} = 0,011$ кПа.

Как показали численные эксперименты (Рис.1.63-1.67) вихревые течения в канале могут приводить к возникновению перепада давления между некоторыми участками на боковой границе плоского прямоугольного в плане канала. При этом (как показали расчеты) этот перепад давления в основном определяется нелинейными членами уравнения движения жидкости, вязкий же механизм практически не вносит вклада в этот процесс. Как мы видим для создания значимого перепада давления между передней и задней боковой границей канала (между участком P_0 и P_3 Рис.1.66 и 1.67) необходимо создать продольную асимметрию в вихревой структуре течения. В этом случае, когда входным и выходным патрубками являются противоположные боковые стенки канала, такое вихревое течение создает насосный эффект в канале.

Если входные патрубки расположить у противоположных концов «верхней» и «нижней» боковой стенки (области P_1 и P_2), то как мы видим из Рис. 1.65, 1.66, 1.67 значимый насосный эффект создают вихревые течения имеющие продольную или поперечную асимметрию.

В случае когда входной и выходной патрубки в канале располагаются асимметрично (области P_1 и P_3), значимый насосный эффект имеет место при всех рассмотренных случаях вихревого движения. Однако, самый значительный превосходящий все рассмотренные варианты насосный эффект при этом расположении входного и выходного патрубка производится двух вихревым течением в канале без участия других гармоник Рис.1.64.

Таким образом, вихревое движение при внесении в него асимметрии может генерировать перепад давления между входным и выходным патрубками и создавать насосный эффект в канале. Этот эффект как будет показано в следующей главе можно использовать для создания так называемых электровихревых насосов.



МГД-процессы в плоских каналах с жидким металлом обусловленные воздействием электромагнитных сил имеют свою специфику и несколько отличаются от МГД-процессов в объеме. Для описания гидродинамических и электродинамических явлений в плоских каналах в случае не турбулентного течения можно использовать приближенные двумерные уравнения (1.19-1.22).

Проводящая жидкость в плоских каналах помещенных в щель ферромагнитного массива при электровихревом течении оказывает более сильное влияние на магнитное поле, чем в обычных условиях. Условия безындукционного приближения для электровихревых течений в этом случае становятся более жесткими и отличаются от общепринятых (1.31). В случае плоского слоя с электрическим током находящимся в щели ферромагнитного

массива возможно возникновение изотермической МГД-неустойчивости (1.29).

Условия генерации электровихревых течений в рассматриваемом случае (1.32) принципиально отличается от условия генерации электровихревых течений в объеме.

Наряду с обычным механизмом создания насосного эффекта в результате действия объемных сил потенциального характера, существует механизм создания насосного эффекта вихревыми объемными силами путем генерации электровихревого течения в канале.

Рассмотренные эффекты, явления и закономерности могут быть полезны для понимания процессов в плоских каналах МГД-устройств, а так же окажутся полезными для разработки новых МГД-технологий, машин и установок.

2. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ МГД ТЕЧЕНИЙ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ РЕАЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

2.1. Математическая модель для описания турбулентных течений в плоских каналах технологических устройств

Представленные в главе 1 приближенные уравнения (1.19) – (1.22) описывают ламинарные течения однородной проводящей жидкости в плоских каналах, помещенных в щель между ферромагнитными массивами.

Основным допущением, при помощи которого были получены эти уравнения, являлось представление компонент скорости в виде $v_x = V_x(x, y)\varphi(\alpha, z)$, $v_y = V_y(x, y)\varphi(\alpha, z)$, где $\varphi(\alpha, z)$ профильная функция, найденная из решения линеаризованной задачи о течении проводящей жидкости в плоском слое (канале) через область с поперечным слоем магнитным полем [159]. Используя подобный прием, можно написать систему уравнений для более сложных случаев течений.

2.1.1. Уравнения движения в системе из двух слоев жидкости разной проводимости.

Рассмотрим два тонких слоя жидкости расположенных один на другом. Верхняя граница верхнего слоя и нижняя граница нижнего слоя являются плоскими твердыми поверхностями. Толщина верхнего и нижнего слоя соответственно равны h^I и h^{II} . Пусть жидкость верхнего слоя обладает значительно меньшей электрической проводимостью, чем жидкость нижнего слоя Рис.2.1.

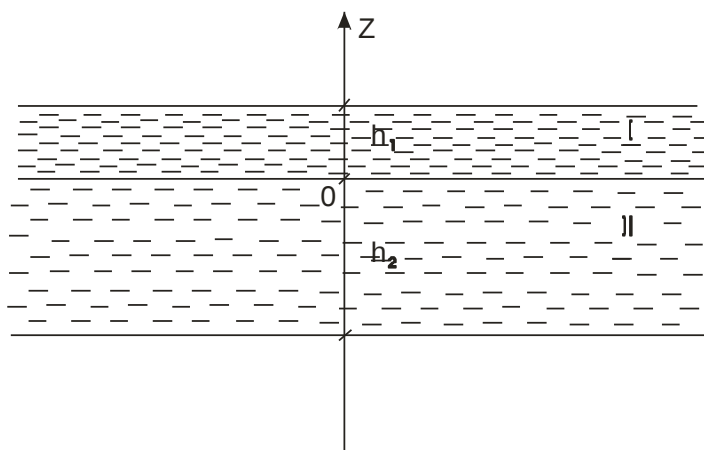


Рис.2.1. Схема двух плоских слоев жидкости расположенных один на другом

В верхнем и нижнем слое действуют продольные, объемные силы, соответственно f^I и f^{II} , вызывающие в жидкости планарное движение. Жидкость в слоях находится в постоянном магнитном поле имеющим одну поперечную слоям компоненту. Полагая, течение жидкости не турбулентным и, пренебрегая нелинейными членами, мы можем записать уравнения движения жидкости и электродинамики в безразмерном виде как

$$\begin{aligned}
\text{I} \quad & \tilde{\eta} \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} = F_i^I \\
\text{II} \quad & \begin{cases} \frac{\partial^2 B_i}{\partial z^2} = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial v_i}{\partial z} \\ \frac{\partial^2 v_i}{\partial z^2} + \gamma \frac{\partial B_i}{\partial z} = F_i^{II} \end{cases} \quad \text{где } i = x, y
\end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{\eta} &= \frac{\eta^I}{\eta^{II}}; \quad F_i^I = \frac{\partial p^I}{\partial x_i} - \tilde{S} f_i^I; \quad F_i^{II} = \frac{\partial p^{II}}{\partial x_i} - \tilde{S} f_i^{II}; \quad \beta = \sigma^{II} \mu_0 \nu^{II}; \quad \gamma = \frac{B_0^2 (h^{II})^2 \rho^{II}}{\mu_0 (\eta^{II})^2} \\
\tilde{S} &= \frac{F_i^{II} \rho^{II} (h^{II})^3}{(\eta^{II})^2}; \quad M = B_0 h^{II} \sqrt{\frac{\sigma^{II}}{\eta^{II}}}
\end{aligned}$$

За единицу длины, скорости и магнитного поля выбраны соответственно: $h^{II}, \frac{\nu^{II}}{h^{II}}, B_0$.

Граничные условия можно записать так

$$\begin{aligned}
\tilde{\eta} \frac{\partial v_i^I}{\partial z} &= \frac{\partial v_i^{II}}{\partial z}; \quad v_i^I = v_i^{II}; \quad B_{x,y} = 0, \quad \text{при } z = 0; \\
v_i^I &= 0, \quad \text{при } z = h \\
v_i^{II} &= 0; \quad B_{x,y} = 0; \quad \text{при } z = -1, \quad \text{здесь } h = \frac{h^I}{h^{II}}.
\end{aligned}$$

Решая систему (3.1), получим

$$\begin{aligned}
v_i^I(z) &= \frac{F_i^{II}}{M \operatorname{sh} M} \left\{ 1 - ch M - \frac{[1 - ch M + \frac{F_i^I h^2 M \operatorname{sh} M}{F_i^{II} 2\tilde{\eta}}][2(1 - ch M) - \frac{z M \operatorname{sh} M}{\tilde{\eta}}]}{2(1 - ch M) - \frac{h M \operatorname{sh} M}{\tilde{\eta}}} \right\} + z^2 \frac{F_i^I}{2\tilde{\eta}} \\
v_i^{II}(z) &= \frac{F_i^{II}}{M \operatorname{sh} M} \left\{ ch M z - ch M + \frac{[1 - ch M + \frac{F_i^I h^2 M \operatorname{sh} M}{F_i^{II} 2\tilde{\eta}}][(ch M - 1)(ch M z + 1) + \operatorname{sh} M z \cdot \operatorname{sh} M]}{2(1 - ch M) - \frac{h M \operatorname{sh} M}{\tilde{\eta}}} \right\}
\end{aligned}$$

Используя найденное решение, можно определить функции отвечающие за профиль ламинарного течения в слоях h^I и h^{II} .

$$\varphi^I(z) = \frac{h v_i^I(z)}{\int_0^h v_i^I(z) dz}; \quad \varphi^{II}(z) = \frac{v_i^{II}(z)}{\int_{-1}^0 v_i^{II}(z) dz}$$

Таким образом, можно учесть ламинарное трение о верхнюю и нижнюю твердую границы слоев и определить коэффициент g в уравнениях (1.19), (1.20), написанных для описания течения в слое h^I и h^{II} .

$$g^I = \frac{1}{h} \frac{\partial \varphi^I(z)}{\partial z} \Big|_0^h; \quad g^{II} = \frac{\partial \varphi^{II}(z)}{\partial z} \Big|_{-1}^0$$

Как видно из Рис.2.2., при ламинарном течении магнитное поле существенно влияет на профиль течения двухслойной жидкости.

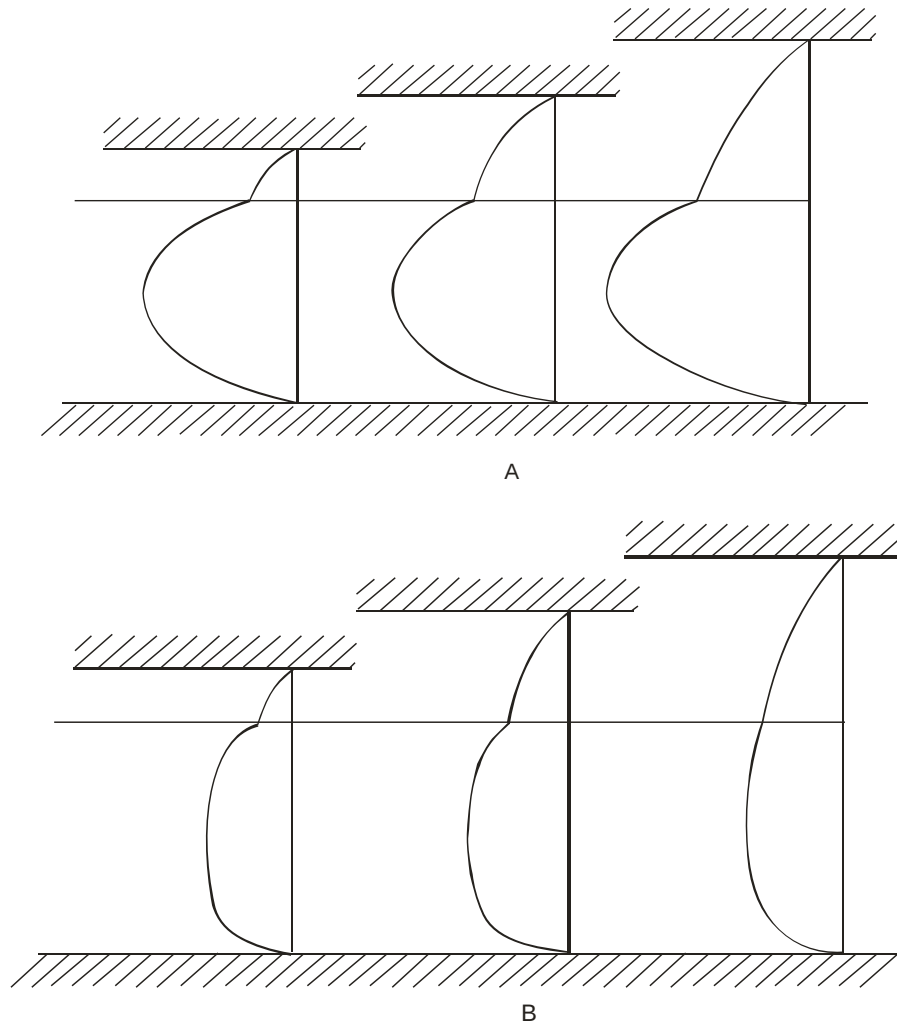


Рис.2.2. Профиль скорости течения жидкости в двух слоях несмешивающейся жидкости под действием объемных сил. Проводимость жидкости верхнего слоя много меньше, чем у нижнего. Течение происходит в поперечном постоянном магнитном поле. А - число Гартмана $M=1$, В - число Гартмана $M=10$.

Уже при небольших числах Гартмана ($M \sim 10$) в нижнем слое проводящей жидкости появляется уплотнения профиля с образованием гартмановского пограничного слоя у твердой поверхности ограничивающей слой снизу, при этом вязкое трение в жидкости возрастает. Можно показать, что при больших числах Гартмана $g^{II} \sim M$. Таким образом, силы трения в слое становятся пропорциональными, как скорости течения, так и величине

магнитного поля. Максимальные силы торможения в этом случае действуют в местах максимального значения вертикальной компоненты магнитного поля. Однако следует учитывать, что эти эффекты в полной мере справедливы для ламинарных течений.

При турбулентном течении на первый план выдвигаются эффекты, обусловленные турбулентной диссипацией (так называемым турбулентным трением). Магнитное поле способно «подавлять» турбулентное течение и ламинировать его [2,8,198]. Границы области ламинарного течения определяются условием $Re_M < 215$ [198]. В большинстве реальных МГД устройств этот предел превышен и течение в канале турбулентное, кроме того, в рассматриваемых в настоящей работе МГД-устройствах, площадь МГД-канала превышает площадь, перекрытую полюсами сердечников создающих магнитное поле. Таким образом, во многих случаях можно считать, что определяющим является турбулентное трение о стенки канала без учета действия магнитного поля.

2.1.2. Приближенные двумерные уравнения для описания турбулентного течения в плоском канале

В предыдущей главе в 1.1.2. и выше в 2.1.1. был продемонстрирован подход, когда редукция трехмерных уравнений гидродинамики в двумерные осуществлялась на основе информации о поперечном слое профиле скоростей продольного течения жидкости. Такая информация получалась на основе решения линеаризованной системы уравнений гидродинамики. Такой подход приемлем, когда число Re , определяемое по размеру толщины слоя, меньше турбулентного порога. Подобный подход можно применить для редукции трехмерных уравнений в двумерные и в случае турбулентных течений [202,203].

В реальных технологических процессах скорость течения жидкого металла в плоских каналах большинства МГД-машин настолько велика, что течение в этих каналах турбулентно. В этом случае для его описания воспользуемся уравнением Рейнольдса и уравнением неразрывности. Как уже говорилось (для простоты), мы пренебрегаем влиянием течения на электромагнитные силы, которые действуют на жидкий металл. В безразмерном виде и в приближении плоского слоя уравнение Рейнольдса в дивергентном виде можно записать так

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_j \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \Delta \bar{v}_i + \frac{\partial (-v'_i v'_j)}{\partial x_j} + \tilde{S} \cdot f_i \\ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. , \quad (2.2)$$

где $\bar{v}_i$, v'_i - соответственно осредненная по времени и пульсационная составляющие скорости турбулентного течения; f_i - составляющая объемных сил. $\tilde{S} = \frac{f_0 h^3}{\rho \nu^2}$ - безразмерный комплекс. Здесь за единицу длины, скорости, объемных сил взяты соответственно h , ν/h , f_0 . Далее можно использовать любую полуэмпирическую теорию замыкания по первым моментам например, гипотезу Прандтля [200]

$$v'_x v'_z = -\lambda \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \right) \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right|; \quad v'_y v'_z = -\lambda \left(\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} \right) \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right|, \text{ где } \lambda - \text{некий коэффициент.}$$

На этом уровне приближения мы допускаем, что течение имеет выпуклый профиль скоростей $\partial f / \partial z > 0$. Представим

$$\bar{v}_x = V_x(x, y, t) \cdot \varphi(z); \quad \bar{v}_y = V_y(x, y, t) \cdot \varphi(z) \quad (2.3)$$

Оси X и Y выбранной декартовой системы координат лежат в плоскости слоя. Начало координат совпадает с нижней поверхностью слоя, а ось Z направлена нормально нижней и верхней поверхности слоя. Учитывая, что $\bar{v}_z \ll \bar{v}_x, \bar{v}_y$; $\partial / \partial z \gg \partial / \partial x, \partial / \partial y$ подставим (2.3) в (2.2) затем осредним это уравнение поперек слоя

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_x}{\partial t} \int_0^1 \varphi(z) dz + \frac{\partial V_x^2}{\partial x} \int_0^1 \varphi^2(z) dz + \frac{\partial V_y V_x}{\partial y} \int_0^1 \varphi^2(z) dz = -\frac{\partial p}{\partial x} + \\ + \Delta V_x + V_x \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \Big|_0^1 + |V| V_x \cdot \lambda \left(\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \right)^2 \Big|_0^1 + \tilde{S} f_x \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_y}{\partial t} \int_0^1 \varphi(z) dz + \frac{\partial V_x V_y}{\partial x} \int_0^1 \varphi^2(z) dz + \frac{\partial V_y^2}{\partial y} \int_0^1 \varphi^2(z) dz = -\frac{\partial p}{\partial y} + \\ + \Delta V_y + V_y \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \Big|_0^1 + |V| V_y \cdot \lambda \left(\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \right)^2 \Big|_0^1 + \tilde{S} f_y \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ двумерный оператор Лапласа. Несмотря на то, что этот член в приближении тонкого слоя много меньше других членов, в уравнении он сохранен для удобства численного счета.

Для того, чтобы найти интегралы от профильной функции в уравнении, определим ее так, чтобы $\int_0^1 \varphi(z) dz = 1$ [157]. Кроме того, известно [157], что $\int_0^1 \varphi^2(z) dz$ имеет слабое различие для широкого спектра выпуклых профилей

скорости. Так, для $\varphi(z)$, описывающей профиль Пуазейля $\int_0^1 \varphi^2(z) dz = 6/5$, а для коробчатого (полностью плоского) профиля $\int_0^1 \varphi^2(z) dz = 1$. Турбулентный профиль для средней скорости турбулентного течения в канале более плоский, чем профиль Пуазейля. Для определенности его можно представить как [199] $\varphi(z) \approx k \cdot z^{1/7}$, где $k = 1,2618$ получено из условия нормировки аналогичного (3.5) $2 \int_0^{\frac{1}{2}} \varphi(z) dz = 1$. Тогда $\int_0^1 \varphi^2(z) dz = 1,0158$. Таким образом, не допуская большой ошибки, для удобства, в уравнениях далее будем считать, что $\int_0^1 \varphi^2(z) dz = 1$.

Однако, на границе слоя у верхней и нижней плоской стенки, необходимо знать $\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \Big|_0^1 = \kappa_1$ и $\lambda \left(\frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} \right)^2 \Big|_0^1 = \kappa_2$, так как выбранная нами аппроксимация $\varphi(z) \approx k \cdot z^{1/7}$ хорошо описывает ядро течения и далека от реальности вблизи стенок, в области так называемого ламинарного подслоя. По этой причине величины κ_1 , κ_2 будем находить из эксперимента. В результате приближенные двумерные уравнения, описывающие турбулентное течение жидкости в тонком слое ограниченном сверху и снизу плоскими параллельными пластинами (течение в плоском канале) можно написать в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial V_x^2}{\partial x} + \frac{\partial V_y V_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \Delta V_x + \kappa_1 V_x + \kappa_2 |V| V_x + \tilde{f}_x \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial V_x V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_y^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \Delta V_y + \kappa_1 V_y + \kappa_2 |V| V_y + \tilde{f}_y \\ \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

В предлагаемых уравнениях турбулентное трение при течении в плоском канале определяется трением в ламинарных подслоях у верхней и нижней стенки канала. Трение за счет сдвиговых течений в плоскости слоя существенно меньше и играет вторичную роль.

2.1.3. Определение коэффициентов κ_1 , κ_2

Строго говоря, коэффициенты κ_1 , κ_2 находятся из эксперимента, однако, κ_1 можно определить из следующих соображений: при медленных течениях линейный по скорости член, отвечающий за трение, превосходит квадратичный член. Поэтому, при медленных скоростях квадратичным членом в уравнениях можно пренебречь. При малых скоростях профиль

течения в плоском слое параболический (профиль Пуазейля), поэтому $\kappa_1 = 12$ [157]. При больших скоростях квадратичный член значительно превосходит линейный, при этом становится маловажным значение коэффициента κ_1 , поэтому в уравнениях могут одновременно входить эти два члена. У линейного члена будет постоянный коэффициент $\kappa_1 = 12$. В случае, когда в плоском канале присутствует поперечное магнитное поле, профиль скоростей в плоском канале будет уже профилем Гартмана [157] и $\kappa_1 = g(B)$. Такое представление κ_1 наиболее удачно, так как учитывает дополнительное сопротивление в проводящей жидкости при течении в магнитном поле (при стремлении поля к нулю) $g \rightarrow 12$.

Известны многочисленные эксперименты по определению эмпирических характеристик турбулентных течений при транзитном движении по круглым и плоским трубам [200], используя эти эмпирические зависимости, можно было бы получить значение $\kappa_2 = 4,83 \cdot 10^{-3}$. Однако, в нашем случае необходимо получить значения κ_1 , κ_2 для циркуляционных течений генерируемых объемными силами в замкнутой плоской полости. Экспериментальное определение κ_1 , κ_2 в общем случае является сложной задачей, однако в некоторых случаях ее можно существенно упростить. Для одновихревого течения в квадратной или круглой (в плане) плоской кювете, в точках, лежащих на прямой, проходящей через центр кюветы и середину боковой стороны (пример взят для квадратной в плане кюветы) уравнения (2.6) упрощаются и принимают вид

$$-\kappa_1 V_x - \kappa_2 |V| V_x + \tilde{S} f_x = 0$$

Аналогично, выглядит уравнение и для плоской цилиндрической кюветы. Экспериментальная установка представляла собой цилиндрическую полость. Высота полости была мала в сравнении с ее диаметром [166]. Полость заполнялась низкотемпературным галлиевым сплавом 1 Рис.2.3. Из центрального медного цилиндрического электрода 2 к внешней кольцевой границе, представляющей собой сплошной медный электрод, радиально растекался электрический ток. Радиальная компонента плотности электрического тока в сплаве, взаимодействуя с аксиальным (однородным в области полости) магнитным полем, приводила сплав в азимутальное вращение. Магнитное поле создавалось системой катушек Гельмгольца. Постоянный ток в катушках контролировался, и, таким образом, контролировалась величина индукции магнитного поля в слое металла. Электрический ток к цилиндрической полости подводился и отводился симметрично расположенными по обе стороны полости цилиндрическими коаксиальными медными электродами 3. В результате, действие магнитного поля от токоподводов на металл в полости было сведено к минимуму. По радиусу полости располагались три точки для измерения скорости при помощи трубки Пито-Прандтля. На Рис.2.4 приведены экспериментальные зависимости безразмерной скорости (Re) в точках 1,2,3 Рис.2.3. от величины электромагнитной силы в этих точках измерения. Как видно, в эксперименте

получена зависимость, близкая к корневой, в отличие от результатов эксперимента Ли и Эванса [201], где была получена линейная зависимость. В экспериментах Ли Эванса число Re было порядка 100 в отличие от наших, где Re был порядка 10 000.

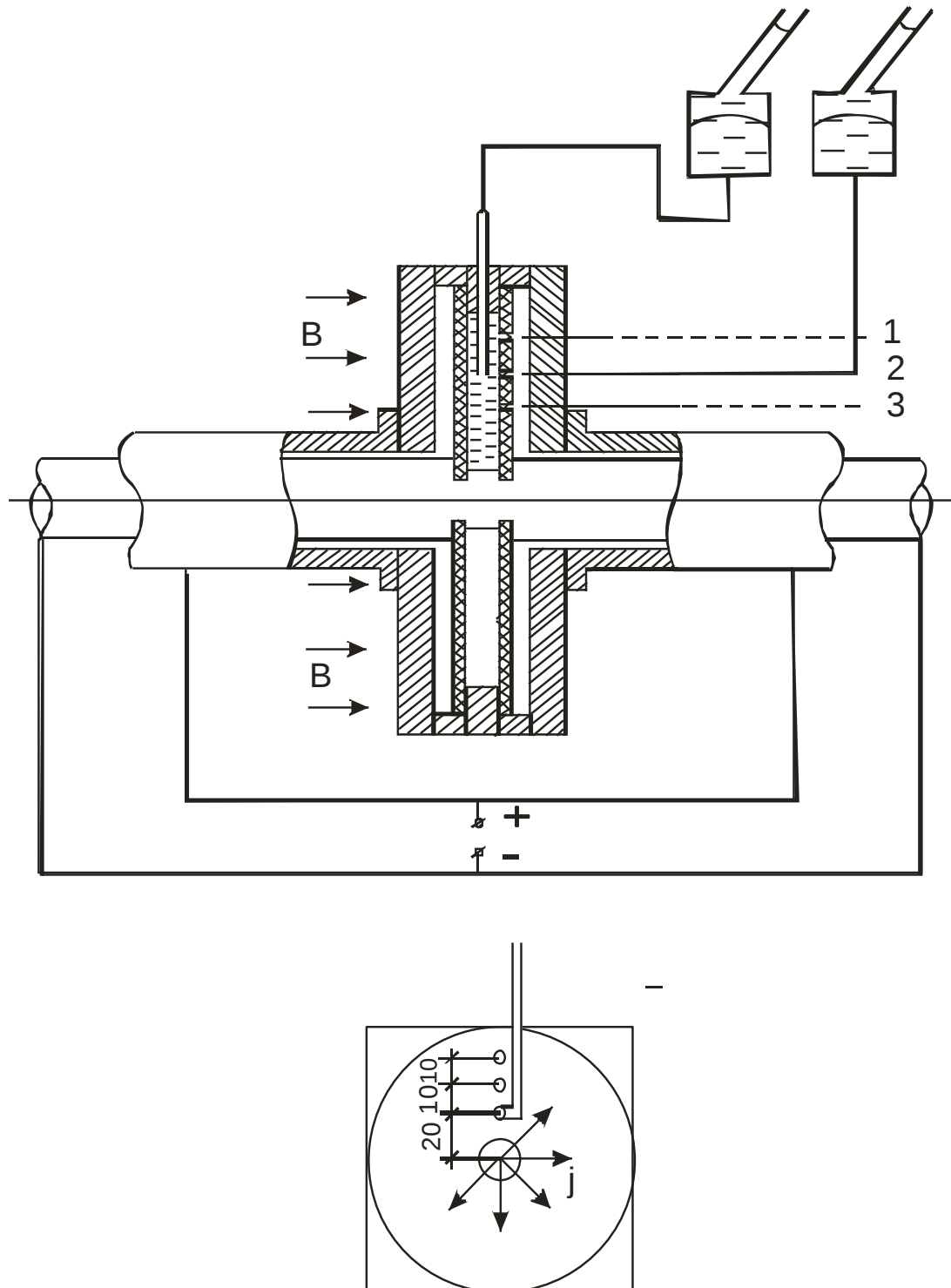


Рис.2.3. Схема экспериментальной модели для определения κ_1 , κ_2 .

В наших экспериментах реализовывался турбулентный режим, а Ли и Эванс фактически работали в дотурбулентном режиме течений.

После обработки результатов экспериментов методом наименьших квадратов, были получены значения коэффициентов κ_1 , κ_2 для точек 1,2,3 близкие по значению друг к другу. Среднее значение коэффициентов по трем точкам измерений составило $\kappa_1 = 13,8$; $\kappa_2 = 9,4 \cdot 10^{-3}$.

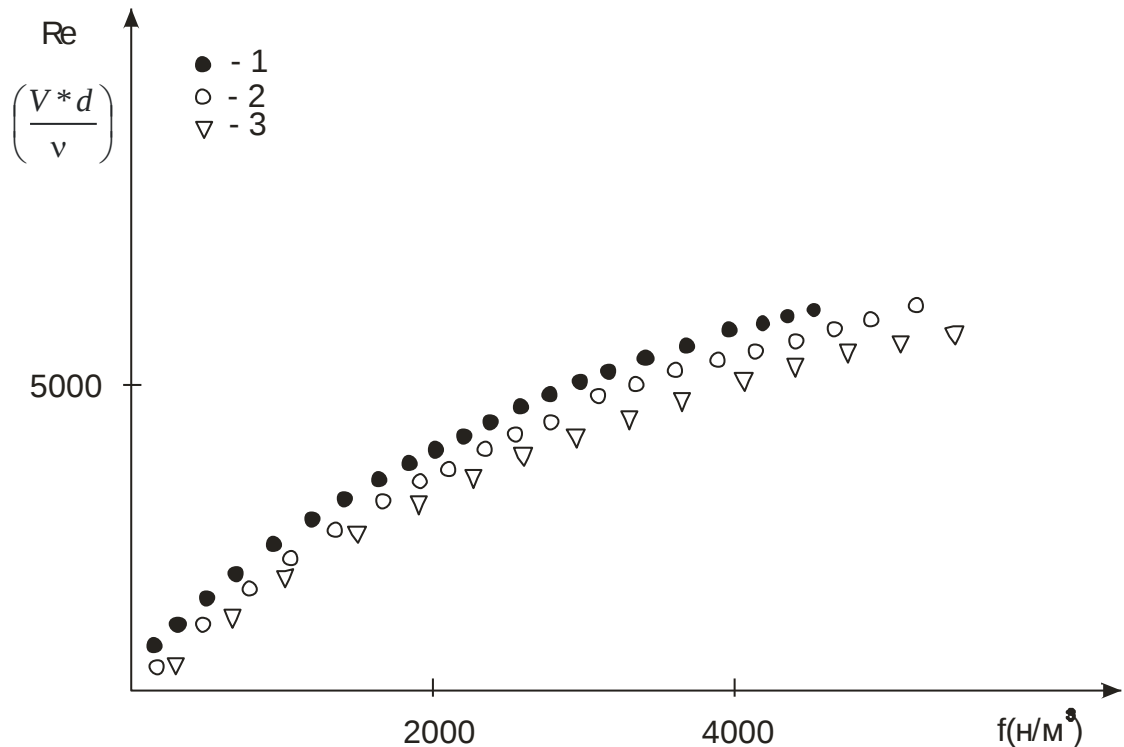


Рис.2.4 Зависимость $Re=vd/\nu$ от fS в точках измерения 1,2,3.

Для проверки математической модели, представленной уравнениями (2.6), был поставлен эксперимент [163]. Установка представляла собой, выполненную из оргстекла, квадратную в плане кювету 1. Рис.2.5 (размерами 150X150X27мм), в которую заливался низкотемпературный галлиевый сплав (Ga 87,5%; Sn 10,5%; Zn 2%).

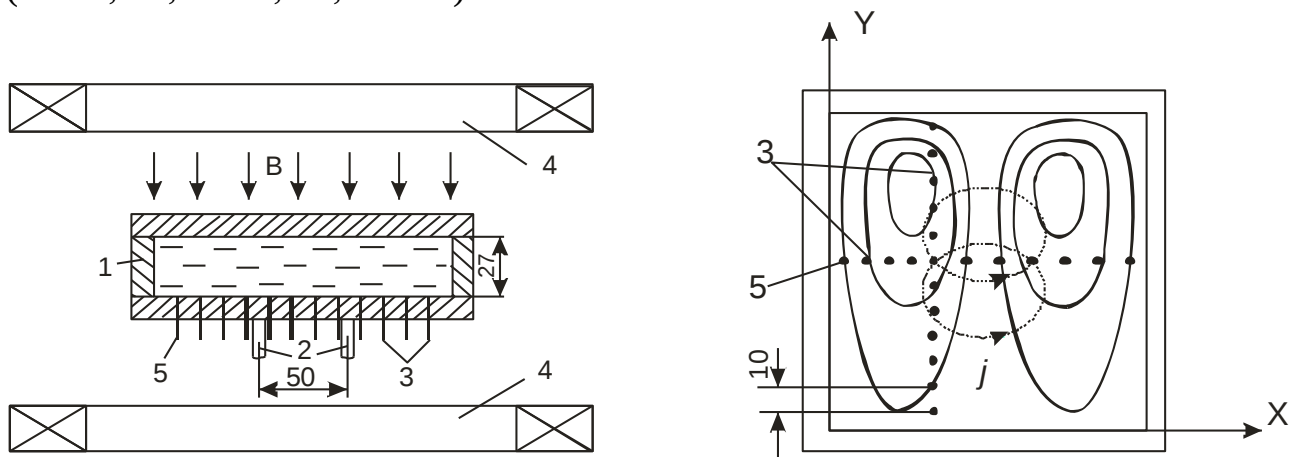


Рис.2.5. Схема экспериментальной установки: 1- кювета; 2,3,5 - токоподводящие и измерительные электроды; 4 – катушки Гельмгольца.

На дне кюветы по ее средней линии на расстоянии 25 мм от ее центра располагались два круглых ($D=8\text{мм.}$) медных электрода 2, посредством которых к сплаву подводился постоянный электрический ток (1200 А). На дне кюветы вровень с ее поверхностью по двум взаимно перпендикулярным направлениям, параллельно ее боковым стенкам, с пересечением на одном из токовых электродов 2 на расстоянии 10 мм друг от друга располагались измерительные электроды 3. Кювета закрывалась сверху плексигласовой крышкой и помещалась в однородное магнитное поле катушек Гельмгольца 4, нормально направленное слою жидкого сплава в кювете ($B=0,041\text{ Тл}$).

При протекании через слой электрического тока с плотностью $\vec{j}$, в результате его взаимодействия с внешним магнитным полем в кювете возникало циркуляционное движение. При выключении электрического тока в жидкости, которая продолжает двигаться в магнитном поле по инерции, индуцируется Э.Д.С. В плоскости слоя устанавливается распределение потенциала, пропорциональное функции тока [163] для течения в слое. Если произвести измерение распределения потенциала сразу после выключения тока, пока течение существенно не затухло, то можно определить картину течения в интересующем нас режиме. В эксперименте определялось распределение функции тока вдоль двух взаимно перпендикулярных осей, на которых располагались измерительные электроды. За нулевой выбирался потенциал электрода 5. Измерения производились в течении 2 секунд после выключения тока в кювете. Время затухания течения было порядка 20 секунд. Каждое измерение повторялось 10 раз. Как видно из Рис.2.6., кривая распределения функции тока вдоль выбранных осей, рассчитанная с использованием уравнений 1, повторяет зависимость, полученную в эксперименте.

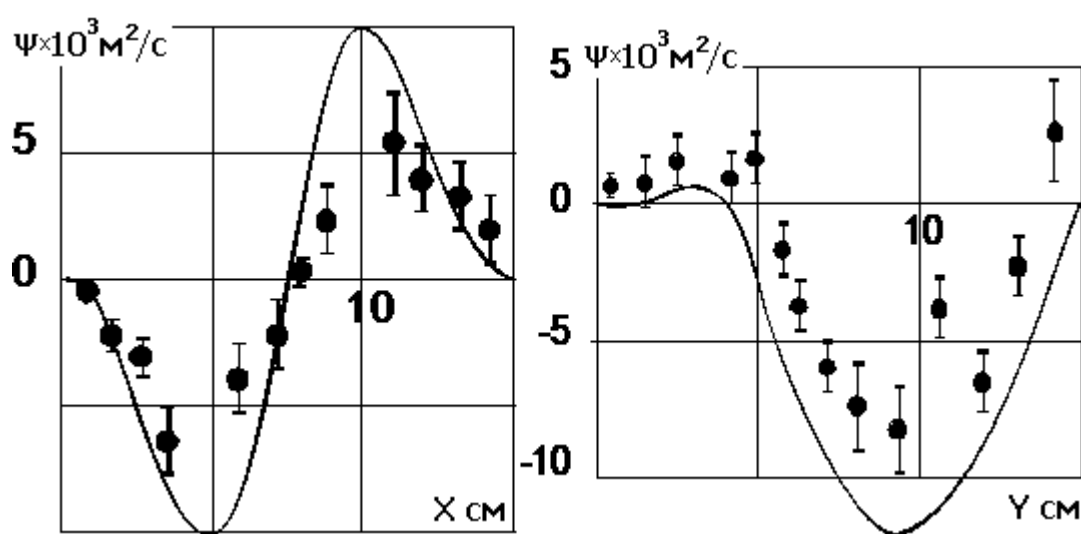


Рис.2.6. Теоретическое (линия) и экспериментальное распределение функции тока жидкости в кювете по x при $y=7,5\text{см}$ и по y при $x=5\text{см}$.

Некоторое количественное несовпадение расчетных и экспериментальных значений объясняется, главным образом тем, что потенциал измерялся в течении 2 секунд после выключения электрического тока в кювете. Значения скорости за это время успевало несколько снизиться по сравнению с исходной. Тем не менее, даже при таких обстоятельствах математическая модель (2.6) дает результаты близкие к экспериментальным.

Вторая экспериментальная модель представляла собой также квадратную в плане плоскую кювету (150X150X10 мм), закрытую сверху крышкой. На дне кюветы по ее центральной оси на расстоянии 60 мм друг от друга располагались два медных электрода для подвода постоянного электрического тока к галлиевому сплаву в кювете Рис.2.7.

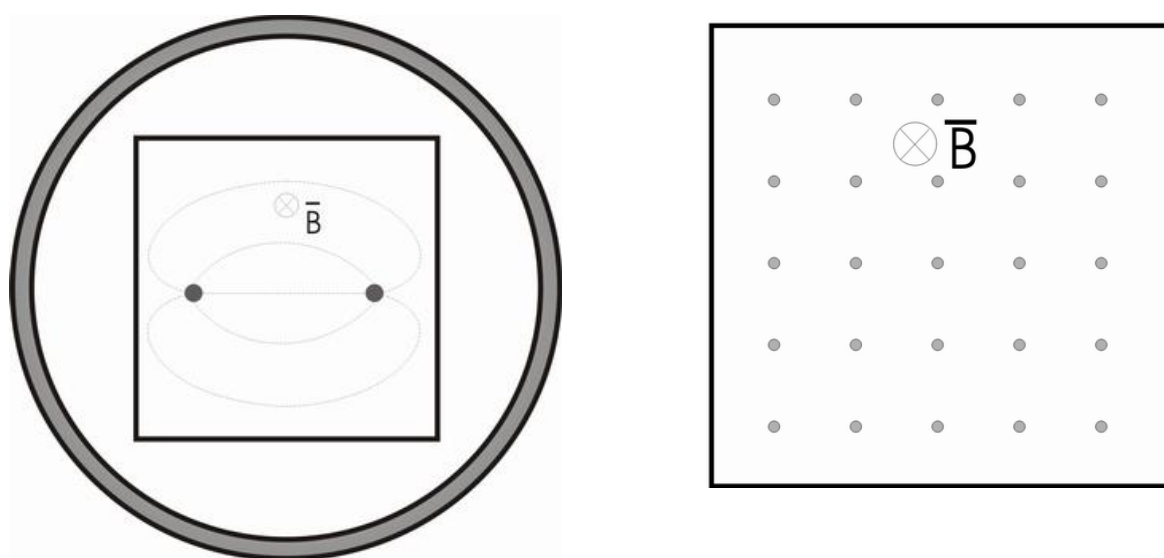


Рис.2.7. Схема экспериментальной установки по моделированию вихревых течений и измерению поля скоростей в плоском слое проводящей жидкости.

На дне кюветы в узлах равномерной сетки располагались 25 измерительных электродов. Кювета находилась в поперечном слою металла магнитном поле, создаваемом катушками Гельмгольца ($26 \cdot 10^{-3}$ Тл). Токовые электроды могли подавать электрический ток к металлу в кювете 10-100А.

В нашем случае (как и в предыдущем эксперименте) после того, как течение в кювете сформируется, электрический ток отключался, и проводилось измерение распределения потенциалов на сетке измерительных электродов. В результате того, что металл двигался в постоянном магнитном поле, на измерительных электродах устанавливалось распределение потенциалов пропорциональное распределению гидродинамической функции тока.

$$d\Phi_{1,2} = \int_1^2 V_x \cdot B \cdot dy, \quad d\psi_{1,2} = \int_1^2 V_x \cdot dy \Rightarrow \psi = \frac{1}{B} \cdot \Phi$$

Таким образом, задача восстановления поля скорости свелась к задаче восстановления поля индуцируемого электрического потенциала. С помощью специально разработанной схемы осуществлялся съем информации о потенциалах и передача ее в компьютер, где она соответствующим образом обрабатывалась. Результаты работы программы выводились в виде визуализированного поля скорости либо поля гидродинамической функции тока. В экспериментах производились измерения распределения потенциалов на 25 электродах и обработка результатов в течение нескольких секунд. Для этих целей использовался аналоговый мультиплексор ADG732 фирмы Analog Devices.

Основная задача эксперимента состояла в получении картины течений в кювете. Для этого поле скоростей представлялось в виде разложения в ряд по специальному базису [159], каждая функция которого удовлетворяла условию не протекания жидкости через твердую боковую границу кюветы (отсутствие компоненты скорости, перпендикулярной стенкам кюветы).

$$\psi_{mn} = \cos\left\{\frac{m \cdot \pi \cdot x}{a} - [1 + (-1)^m] \cdot \frac{\pi}{4}\right\} \cdot \cos\left\{\frac{n \cdot \pi \cdot y}{b} - [1 + (-1)^n] \cdot \frac{\pi}{4}\right\} \quad (2.7)$$

здесь a, b – планарные размеры кюветы; $x \in (-a/2; a/2)$, $y \in (-b/2; b/2)$.

Ввиду ограниченного числа электродов, был ограничен максимальный порядок базисных функций (использовалось 16 функций: $n=1,2,3,4$; $m=1,2,3,4$).

В целом расчет показал близкую к эксперименту картину течения Рис.2.9., 2.10.

визуализация гидродинамической функции тока.

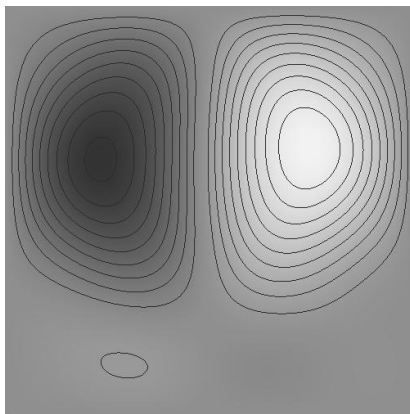


Рис.2.9. Результат эксперимента

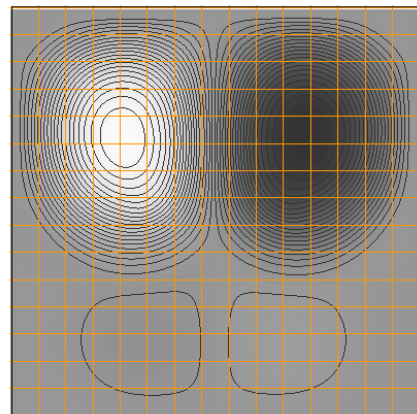


Рис.2.10. Результат расчета

Таким образом результаты этих экспериментов позволяют сделать вывод, что в случае турбулентного циркуляционного течения в плоском слое жидкости, трение в вязком подслое у верхней и нижней стенки слоя является

основным, и для расчета реальных течений в плоских каналах появляется возможность использования простой полуэмпирической модели (2.6). Следует отметить, что если магнитное поле присутствует в значительной области течения жидкости в плоском канале, то коэффициент k_1 должен быть представлен как функция $g(M)$ отвечающая за Гартмановское трение, а в случае отсутствия магнитного поля этот коэффициент описывает простое ламинарное трение (см. параграф 1.1.2 выражение (1.23)).

2.2. Математическая модель для описания электромагнитных сил генерируемых в плоских каналах с жидким металлом реальных технологических МГД -устройств при электровихревых и магнитовихревых течениях

Гидродинамические процессы в МГД-каналах обусловлены объемными электромагнитными силами, которые являются результатом взаимодействия электрического тока текущего по жидкому металлу в канале и магнитного поля. В случае, когда магнитное поле в плоском канале создается внешним источником, и оно, и ток постоянны, задача о нахождении объемных электромагнитных сил сводится к решению двумерного уравнения Лапласа (для нахождения распределения электрического тока), и решению трехмерного уравнения Лапласа (для нахождения постоянного магнитного поля в канале). Конечно, такой подход оправдан только для случая, когда скорость движения жидкого металла мала ($Re_m \ll 1$). В других случаях, когда электрический ток переменный, а так же и магнитное поле переменное, задача несколько усложняется.

2.2.1. Электромагнитные силы как результат взаимодействия тока с собственным магнитным полем

Рассмотрим случай, когда поле внешних источников отсутствует, а электромагнитные силы в МГД-канале обусловлены взаимодействием электрического тока (в общем случае переменного) со своим магнитным полем усиленным ферромагнитным сердечником.

Электромагнитные силы, действующие на жидкий металл в МГД-канале, определяются взаимодействием протекающего по каналу электрического тока с магнитным полем, которое создается этим током и усиливается сердечником. Поэтому, для определения электромагнитных сил необходимо найти распределение тока и магнитного поля в канале. В случае постоянного тока задачу можно упростить, так как ее относительно просто сделать двумерной. В случае переменного тока это сделать несколько сложнее (переменный электрический ток и создаваемое им магнитное поле взаимно влияют друг на друга), а так как сердечники в плане канала занимают ограниченную область, то задача остается существенно трехмерной. Однако постараемся упростить задачу.

Возьмем операцию rot от обеих частей уравнения, выражающего дифференциальный закон Ома. Учитывая, что плотность тока имеет только две компоненты, лежащие в плоскости канала, и, считая, что магнитное поле имеет только одну компоненту, перпендикулярную этой плоскости, а также, что $\text{div}V=0$ и $\text{div}B=0$, получим уравнение:

$$\frac{\partial j_y}{\partial x} - \frac{\partial j_x}{\partial y} = -\sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} - \sigma v_x \frac{\partial B_z}{\partial x} - \sigma v_y \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (2.8)$$

Так как $\text{div}\vec{j}=0$, возможно ввести функцию тока, определяемую условием

$$j_x = \frac{\partial \psi_j}{\partial y}; j_y = -\frac{\partial \psi_j}{\partial x}. \text{ Из закона полного тока имеем } \mu_0 \frac{d}{\delta} \int_0^y j_x dy = B_z,$$

где $\delta = \Delta + l/\mu$, Δ – зазор между полюсами сердечника, l – длина магнитно-силовой линии в сердечнике. Сравнивая это выражение, с условием для

функции тока получаем, что $\mu_0 \frac{d}{\delta} \psi_j = B_z$ (2.9). В реальных условиях полюса

ферромагнитного сердечника перекрывают ограниченную область плоского МГД-канала и за границей этой области вертикальная составляющая магнитного поля за счет рассеяния магнитного поля быстро убывает, поэтому учтем это явление умножением левой части выражения (2.9) на функцию рассеяния $\phi(x,y)$, найденную из решения отдельной задачи (к определению

$\phi(x,y)$ вернемся позже) $\mu_0 \frac{\phi(x,y)d}{\delta} \psi_j = B_z$ (2.10). Тогда уравнение (2.8)

может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial y^2} = \mu_0 \sigma \frac{\phi(x,y) \cdot d}{\delta} \frac{\partial \psi_j}{\partial t} + \\ + \mu_0 \sigma v_x \frac{\partial}{\partial x} \frac{\phi(x,y) \cdot d \cdot \psi_j}{\delta} + \mu_0 \sigma v_y \frac{\partial}{\partial y} \frac{\phi(x,y) \cdot d \cdot \psi_j}{\delta} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Представляя решение этого уравнения, в виде $\psi_j = \psi_j e^{i\omega t}$ и полагая, что скорость проводящей жидкости достаточно мала, уравнение (2.11) перепишем в виде

$$\Delta \psi_j - i(\omega \sigma \phi(x,y) d / \delta) \psi_j = 0 \quad (2.12)$$

Так как, введя функцию рассеяния для магнитного поля, мы задали распределение вертикальной компоненты магнитного поля непрерывной функцией во всей области МГД-канала, будем считать, что уравнение (2.12) описывает растекание тока во всем канале, как в области под сердечником, так и вне ее.

Для проверки адекватности предложенной модели решим модельные задачи, и результаты сравним с результатами тестовых экспериментов.

На пластину, вдоль которой течет электрический ток, помещенную в зазор П-образного сердечника Рис.2.11, действует втягивающая сила, которую мы можем найти при помощи предлагаемой математической

модели. Граничные условия для этого случая будут задаваться в следующем виде

$$\psi_j = 0 \quad , \quad \text{при } x = 0$$

$$\psi_j = \psi_{0j} \quad , \quad \text{при } x = x_1$$

$$\psi_j = \frac{x}{x_1} \psi_{0j}, \quad \text{при } 0 \leq x \leq x_1, \quad \text{при } y = 0 \text{ и } y = y_1; \quad \text{в начале и в конце}$$

пластины.

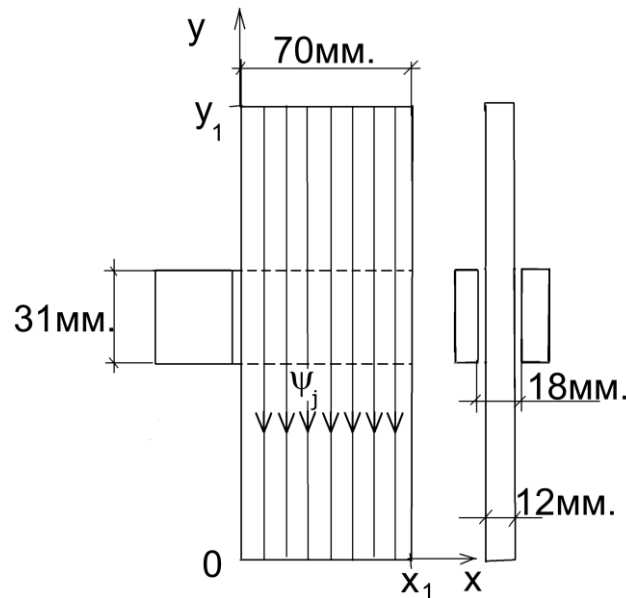


Рис.2.11. Проводящая пластина с электрическим током в зазоре П-образного ферромагнитного сердечника.

Граничные условия для функции тока ψ_j при другой конфигурации пластины (Рис.2.12) заданы исходя из следующих условий:

На участке $0 \leq x \leq x_1$ и $y = y_3$ происходит подвод электрического тока в канал, на участке $x = x_3$, $0 \leq y \leq y_4$ происходит отвод электрического тока. Боковые границы канала непроницаемы для электрического тока. Участок $3 y_4 y_2$, при x_3 (Рис.2.12а) моделирует непроводящую перегородку в канале длиной l_n . Сбоку на канал надет П-образный ферромагнитный сердечник.

на левой и нижней границе области

$$\psi_j = 0 \quad , \quad \text{при } x = 0, y = 0;$$

$$\psi_j = \psi_{0j} \quad , \quad \text{при } x_1 \leq x \leq x_3 \text{ и } y \geq y_2;$$

на входе в канал

$$\psi_j = \frac{x}{x_1} \psi_{0j} \quad , \quad \text{при } 0 \leq x \leq x_1; y = y_3;$$

на выходе из канала

$$\psi_j = \left(1 - \frac{y}{y_4}\right) \psi_{0j} \quad , \quad \text{при } x = x_3; 0 \leq y \leq y_3; \quad \psi_j = \psi_{0j} \quad , \quad \text{при } x = x_3; y \geq y_3.$$

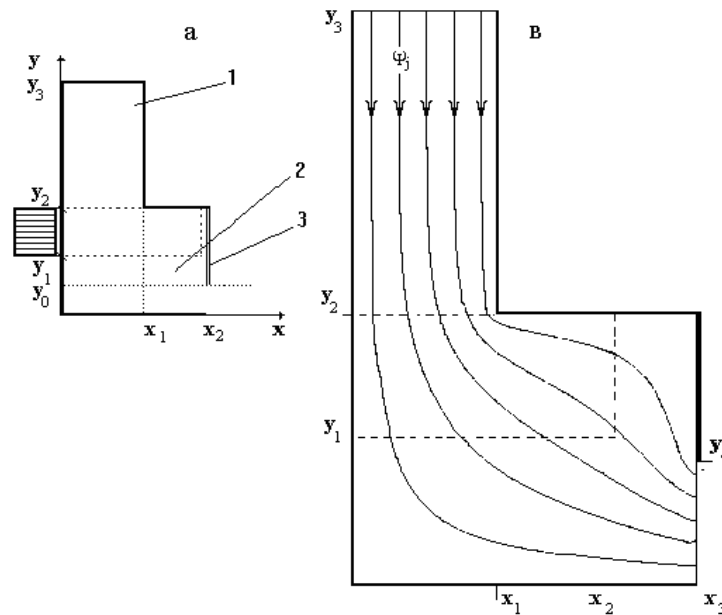


Рис.2.12. Модель плоского МГД канала L-образной формы в плане.
1,2 - входная и выходная области канала соответственно.

Уравнение (2.12) с соответствующими граничными условиями решалось численным методом. По найденному распределению Ψ_j , находилось распределение плотности тока j в канале, а по нему, используя закон полного тока, определялась индукция магнитного поля в зазоре между полюсами сердечника. Объемные электромагнитные силы действующие на металл в канале определялись как $f = (j \times B^* + J^* B)/2$, где B^* и j^* комплексно сопряженные B и j функции (в этой формуле берутся эффективные значения плотности тока и индукции магнитного поля).

Как видно из Рис.2.13,2.14 экспериментальные значения электромагнитных сил, действующих на пластины различных размеров и форм при протекании по ним электрического тока, удовлетворительно совпадают с рассчитанными (вышеописанным методом) значениями. Таким образом, существенно трехмерную электродинамическую задачу удастся свести к двумерной задаче.

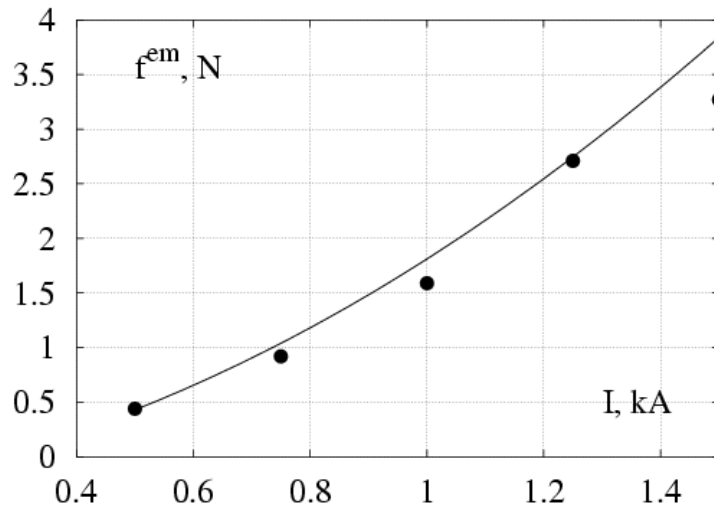


Рис.2.13. Электромагнитные силы, действующие на проводящую пластину с током, помещенную в зазор П-образного сердечника. Сплошная линия – расчетная кривая, точками обозначены результаты эксперимента. Частота электрического тока 50Гц.

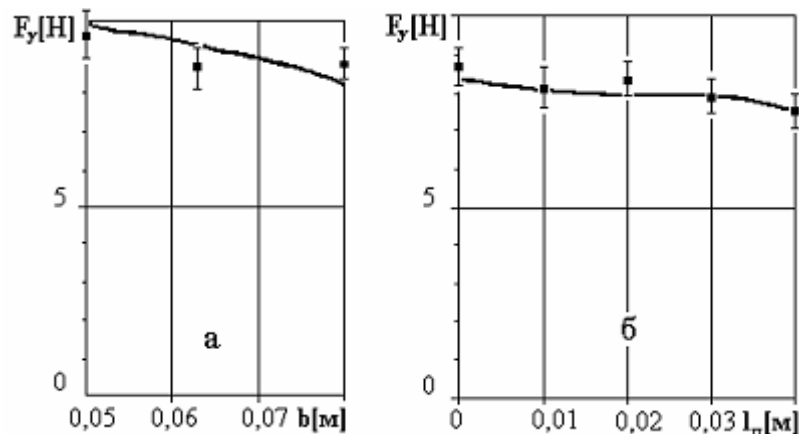


Рис.2.14. Зависимость составляющей электромагнитной силы F_y , действующей (вдоль оси Y) на алюминиевую L-образную в плане пластину, моделирующую МГД-канал, (а) от ширины канала b , (б) от длины непроводящей перегородки в канале l_n при силе тока 800 А. Частота электрического тока 50Гц.

2.2.2. Электромагнитные силы в плоском МГД – канале обусловленные взаимодействием переменного магнитного поля с наведенным им электрическим током.

В случае, когда в канал не подводится электрический ток извне, а он наводится внешним переменным магнитным полем, создаваемым полюсами ферромагнитного сердечника, уравнение, связывающее функцию тока наведенного электрического тока с магнитным полем наводящим этот ток в канале, может быть получено аналогично [174] предыдущему случаю и может быть записано так

$$\Delta \psi = -\sigma \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.13)$$

Индукцированный электрический ток создает индуцированное магнитное поле в зазоре между полюсами ферромагнитного индуктора. Используя закон полного тока, запишем связь между функцией тока и индуцированным магнитным полем $B_{ind} = \phi(x, y) \psi d_0 \mu_0 / \delta$ (3.13.а). Представим зависимость от времени функции тока переменного индуцированного электрического тока и суммарного переменного магнитного поля $\psi = \psi' e^{i\omega t}$, $B = B' e^{i\omega t}$, где ψ' , B' – амплитудные значения. После их подстановки в (3), получаем уравнение для функции электрического тока

$$\Delta \psi' = -i\sigma\omega B' \quad (2.14)$$

На боковых границах плоского слоя выполняется условие $\psi' = 0$. Для поиска магнитного поля и электрического тока необходимо проведение итерационной процедуры. При этом в качестве начального значения принимается $B' = \phi(x, y) B'_0$ (где B'_0 исходное переменное магнитное поле создаваемое полюсами сердечника), после чего из уравнений (2.14) и (2.13.а)

определяется ψ' и B'_{ind} . После этого, на следующих итерациях принимается $B' = B'_0 + B'_{ind}$ и, после того как процесс сошелся, определяются компоненты векторов плотности тока, магнитного поля и электромагнитных сил $f = (j \times B^* + J^* \times B)/2$. Вектор электромагнитных сил в данной постановке задачи лежит в плоскости слоя. Отметим, что при вычислении объемных электромагнитных сил в МГД-канале, так же как и в предыдущем случае, учитывалось рассеяние магнитного поля на границе межполюсного зазора путем умножения амплитуды магнитного поля на функцию рассеяния $\phi(x, y)$. Функция рассеяния зависит от конкретной геометрии межполюсного зазора и для каждого случая находится отдельно. Метод нахождения функции рассеяния будет приведен в 2.2.3.

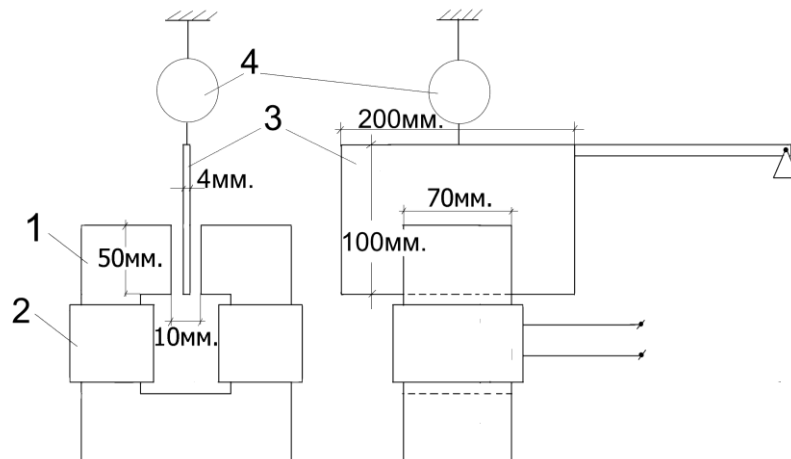


Рис.2.15. Установка для определения электромагнитных сил, генерируемых в проводящей пластине переменным магнитным полем. 1- С-образный ферромагнитный сердечник, 2- обмотки возбуждения, 3-алюминиевая пластина, 4-динамометр. Частота магнитного поля 50 гц.

Результаты проверки на физической модели Рис.2.15 показали хорошую согласованность предлагаемой математической модели электродинамических процессов в плоских каналах с ферромагнитными сердечниками и физического эксперимента Рис.2.16.

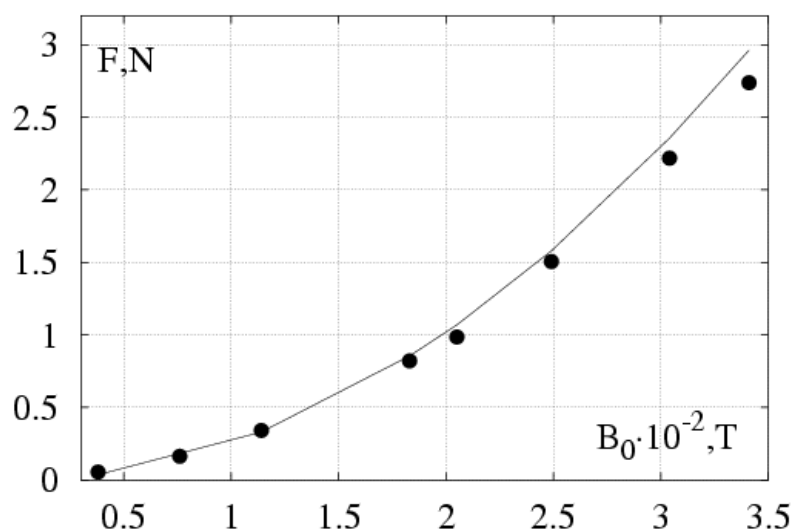


Рис.2.16. Зависимость суммарной электромагнитной силы от максимального значения магнитного поля в индукторе. Сплошная кривая – результат расчета по предлагаемой математической модели. Точками обозначены результаты физического эксперимента. Частота магнитного поля 50 гц.

2.2.3. Определение функции рассеяние для магнитного поля

Полюса сердечника, направляющие магнитное поле в МГД-канал, ограничены в плане, поэтому вблизи их границ магнитное поле рассеивается. Это проявляется в том, что вблизи границ продольные компоненты поля становятся сравнимы с поперечной компонентой, а поперечная компонента уменьшается и стремится к нулю уже за пределами перекрытой полюсами сердечника области. Идея определения функции рассеяния для магнитного поля заключается в том, что на рассеяние магнитного поля главным образом влияет геометрия полюсов сердечника и зазора между ними. Поэтому, для любой задачи о распределении магнитного поля, при любом способе создания магнитного поля, рассеяние его в зазоре между полюсами будет зависеть главным образом от геометрии сердечника. Таким образом, для каждой формы полюсов может быть найдена своя функция рассеяния. Для ее нахождения предлагается решить трехмерную задачу о распределении постоянного магнитного поля между полюсами выбранных нами сердечников [174].

Так как магнитное поле вне полюсов сердечника можно описать уравнением Лапласа, то для поиска распределения магнитного поля необходимо решить трехмерную задачу о распределении магнитного потенциала, который в случае создания магнитного поля ферромагнитными

полюсами мы можем формально ввести. Для расчета рассматривалась область (Рис.2.17), для которой решалось уравнение $\Delta F = 0$. Эта трехмерная задача в большинстве случаев хорошо решается сеточным методом.

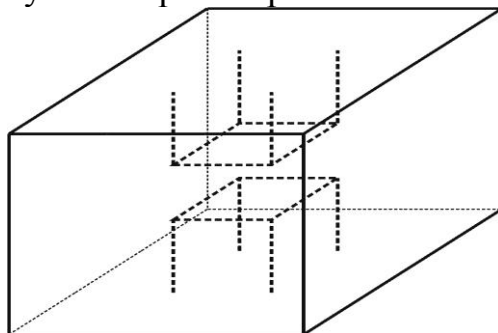


Рис.2.17. Вид расчетной области (пример).

Граничные условия задаются следующим образом:

- верхняя грань большого куба: от внешних границ к внутренним границам малого куба (имитирующего верхний полюс сердечника) потенциал изменяется от 0 до 1;
- боковые грани большого куба: потенциал = 0;
- нижняя грань большого куба: от внешних границ к внутренним границам малого куба (имитирующего нижний полюс сердечника) потенциал изменяется от 0 до -1;
- все боковые грани верхнего, внутреннего, малого куба: потенциал = 1;
- все боковые грани нижнего, внутреннего, малого куба: потенциал = -1.

Результаты численных расчетов изображены на Рис.3.18.

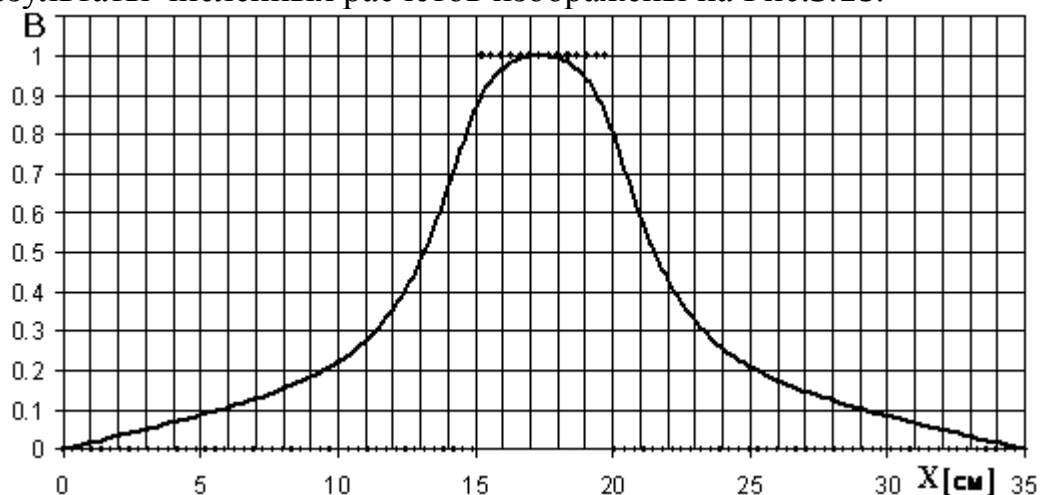


Рис.2.18. Распределение магнитного поля, индуцированного катушками намагничивания в индукторе подобном (Рис.3.17). Отрезок пунктирной линии параллельный оси координат, начинающийся в точке 15см и заканчивающийся в точке 20 см, обозначает область, перекрытую полюсами сердечника.

Аналогично рассчитывается функция рассеяния для случая, когда магнитное поле создается электрическим током, текущим по пластине вложенной в зазор между полюсами сердечника Рис.2.19, 2.20.

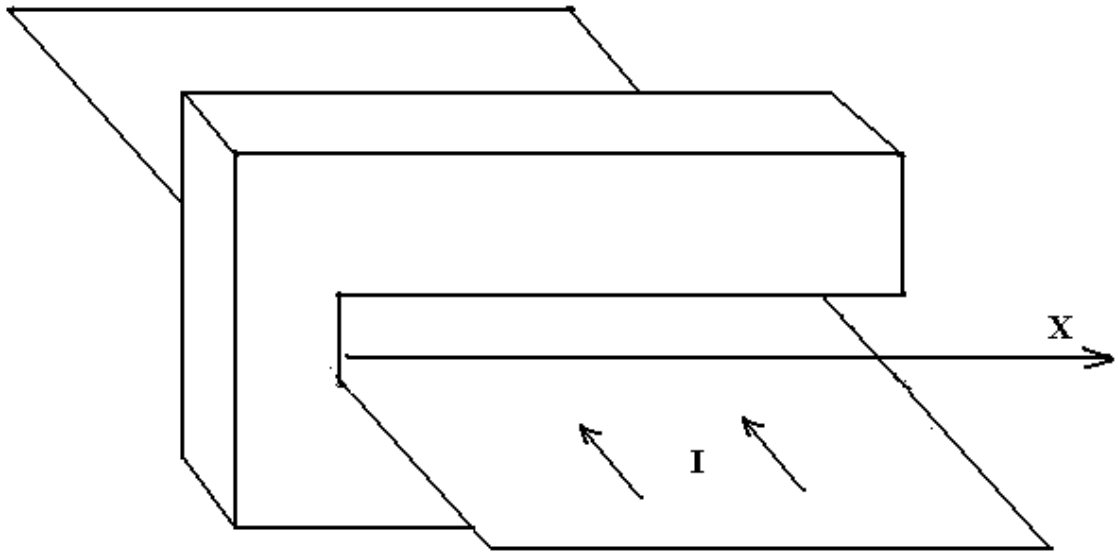


Рис.2.19. П-образный сердечник с пластиной, по которой течет электрический ток.

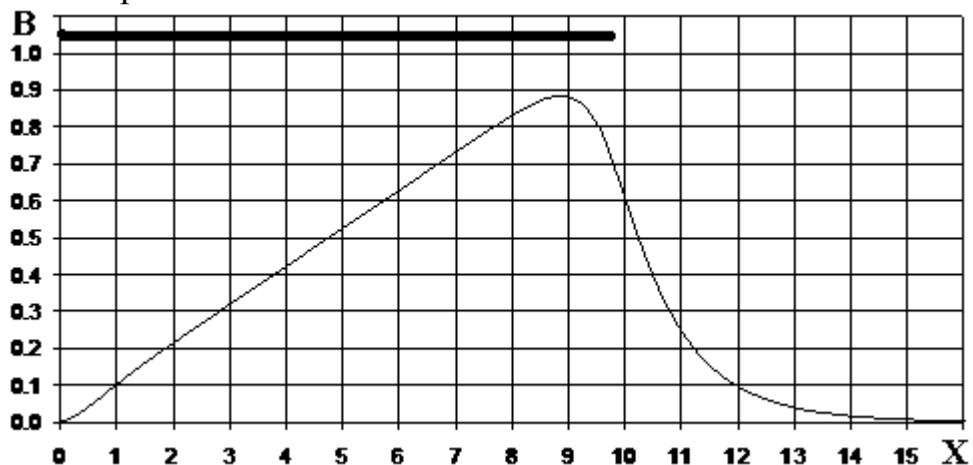


Рис.2.20. Распределение магнитного поля в зазоре П-образного сердечника вдоль оси X . Магнитное поле создается током, протекающим по пластине находящейся в межполюсном зазоре (черной линией выделена область полюса).

Для проверки адекватности предлагаемого метода были поставлены эксперименты, в которых для различных форм сердечников и способов возбуждения магнитного поля, определялось распределение магнитного поля в области под полюсами сердечников.

С-образный сердечник. На катушки намагничивания подавался переменный электрический ток (Рис.2.21).

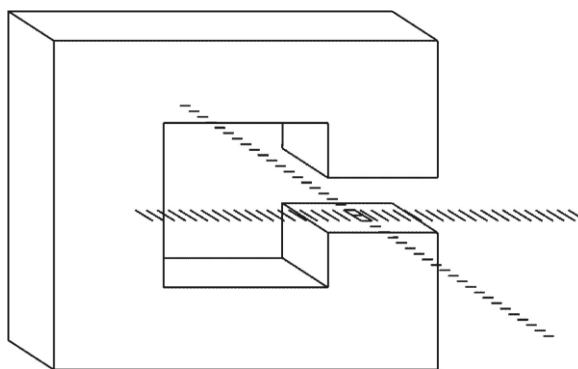


Рис.2.21. С-образный сердечник, пунктирными линиями показаны направления, вдоль которых проводились измерения магнитного поля.

Измерения величины магнитного поля Рис.2.22 производились датчиком, изображенным на Рис.2.23. Основным элементом данного датчика является катушка, в которой переменным магнитным полем индуцируется Э.Д.С., измеряемая вольтметром.

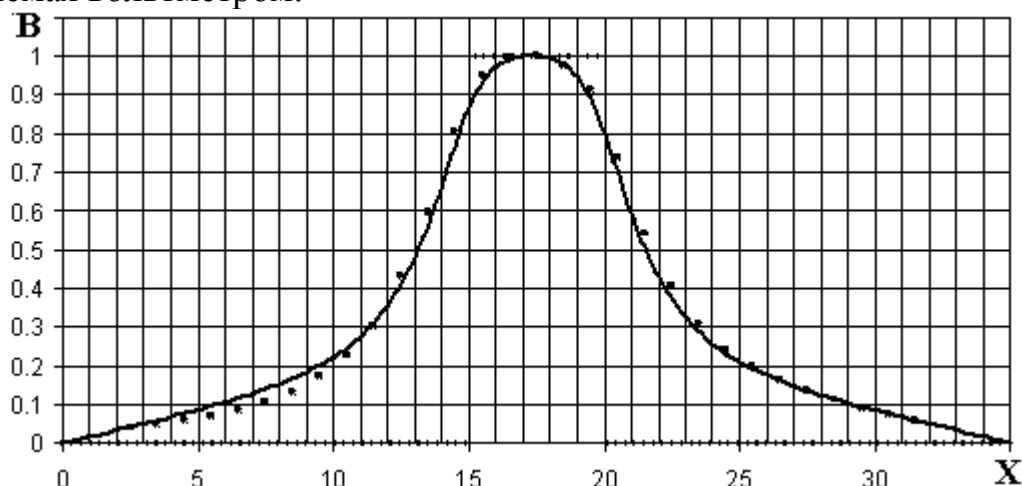


Рис.2.22. Распределение магнитного поля, в зазоре между полюсами сердечника и в прилегающей к ним области (расчет - сплошная линия и эксперимент - точки).

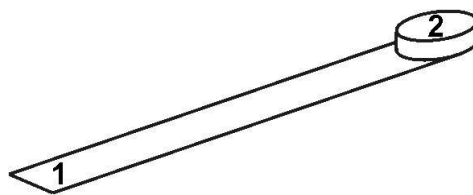


Рис.2.23. Датчик измерения переменного магнитного поля 1 – пластина-держатель, 2- катушка.

С-образный сердечник. Магнитное поле создавалось пластиной с электрическим током находящейся в межполюсном зазоре. Использовалась медная пластина толщиной 2мм, по которой пропусклся постоянный электрический ток силой в 500А. Ширина пластины равнялась ширине полюса сердечника Рис.2.24. Ток, протекающий по пластине, генерирует постоянное магнитное поле, усиливается С-образным сердечником.

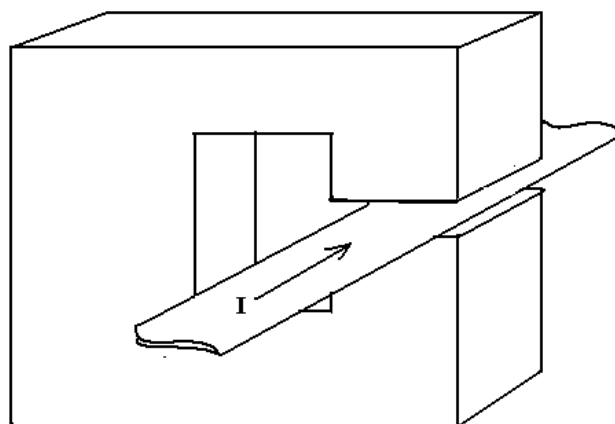


Рис.2.24. Схема установки для измерения магнитного поля в межполюсном зазоре ферромагнитного сердечника, создаваемого электрическим током, текущим по пластине в межполюсном зазоре. 1 – пластина, по которой течет электрический ток, 2 – С-образный сердечник.

Измерения постоянного магнитного поля производились милитесламетром. Результаты таких замеров магнитного поля приведены на Рис.2.25.

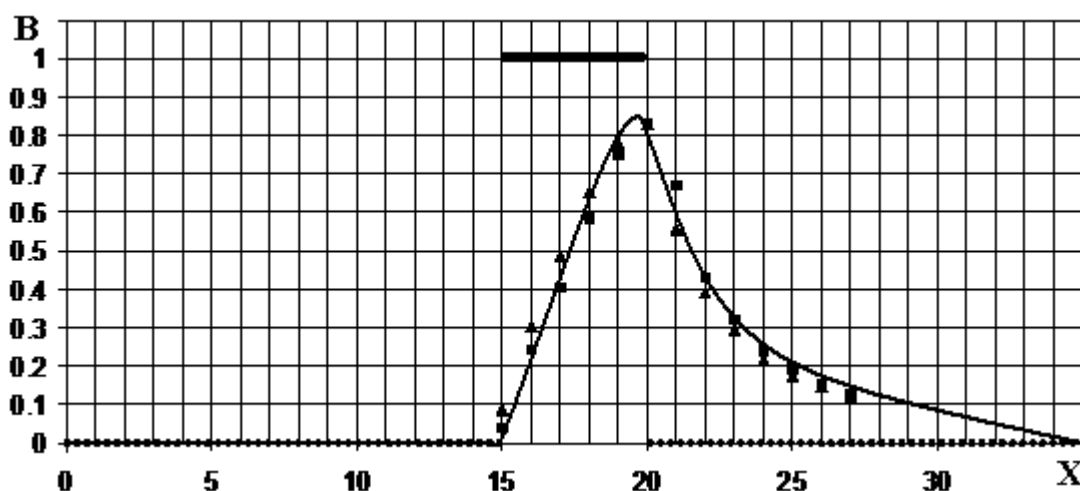


Рис.2.25. Распределение магнитного поля индуцированного током, протекающим по пластине (сплошная линия - расчет: треугольники – результаты эксперимента на постоянном токе, квадратики – на переменном токе).

П-образный сердечник с медной пластиной в зазоре, по которой течет электрический ток. Ширина медной пластины равнялась глубине паза в сердечнике Рис.2.26. Результаты эксперимента приведены на Рис.2.27. (Сплошной кривой показаны результаты расчета, точками показаны результаты эксперимента.).

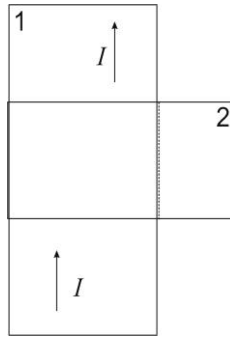


Рис.2.26. Вид сверху установки для измерения распределения магнитного поля в зазоре П-образного сердечника. 1 – пластина, по которой течет ток, 2 – П-образный сердечник.

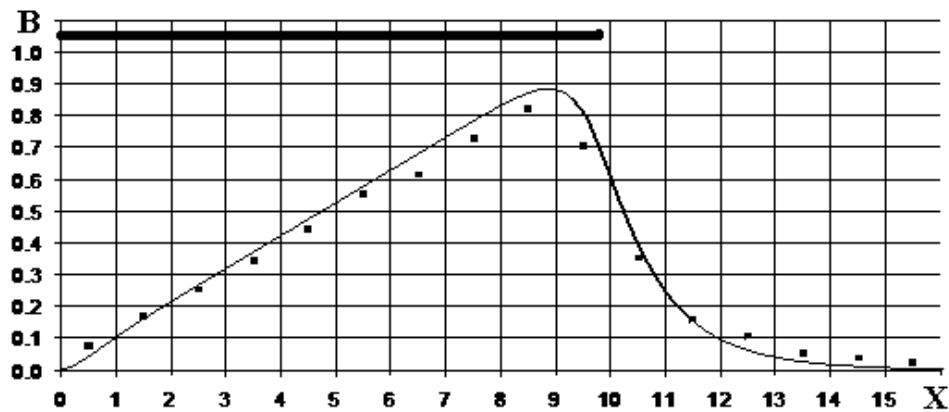


Рис.2.27. Распределение магнитного поля (под сердечником в поперечном направлении) индуцированного тока, протекающим по пластине находящейся в зазоре П-образного сердечника. Сплошная линия – расчет, точки – эксперимент.

Как показали физические эксперименты, проведенные с сердечниками различной формы, предложенная методика нахождения функции рассеяния магнитного поля, достаточно хорошо учитывает рассеяние магнитного поля вблизи краев сердечника, а предложенная математическая модель с использованием этой функции адекватно отражает электродинамические процессы в плоских каналах МГД-устройств.

2.3. Электровихревые течения в плоских МГД-каналах различной конфигурации

Применим описанные в параграфах 2.1 и 2.2 математические модели для расчета электромагнитных сил и электровихревых течений в плоских МГД-каналах различных конфигураций.

2.3.1. Прямой канал с П-образным сердечником.

Возьмем плоский прямоугольный канал, заполненный жидким электропроводным сплавом (например, галлиевым сплавом). Противоположные концы канала перекрыты непроницаемыми для жидкого сплава стенками. По сплаву в канале, вдоль его продольной оси, с равномерной по сечению канала плотностью, течет постоянный

электрический ток. В средней части канала охватывает П-образный ферромагнитный сердечник Рис.2.28.

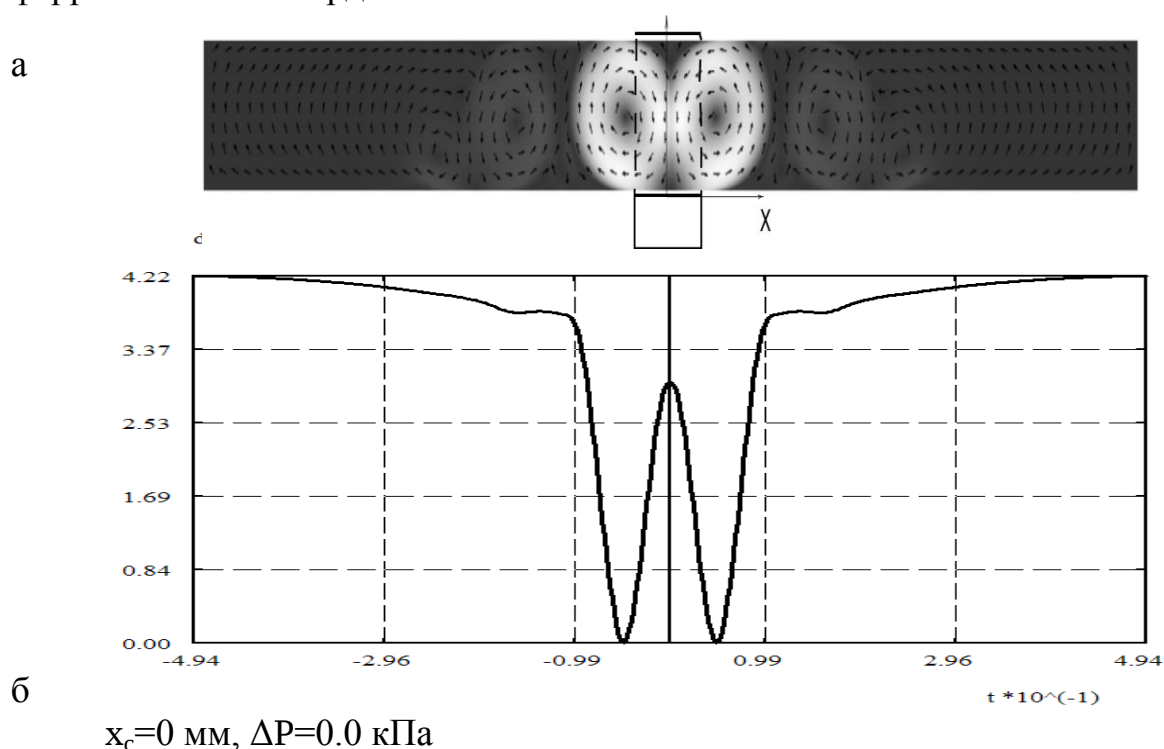


Рис.2.28. Плоский прямоугольный канал с жидким галлием толщиной 10 мм, шириной 100мм. Вдоль канала, с постоянной по сечению плотностью, протекает постоянный электрический ток $I=1000$ А. Центральную часть канала охватывает П-образный ферромагнитный сердечник. Ширина сердечника 30мм. Толщина межполюсного зазора 30 мм. Параметр x_c показывает продольный сдвиг центра сердечника относительно середины канала. ΔP показывает расчетный перепад давления между концами канала. а- поле скоростей в канале, б- распределение давления вдоль канала.

Электрический ток, протекая по сплаву в канале, создает магнитное поле, которое усиливается ферромагнитным П-образным сердечником и направляется в канал так, что при взаимодействии его с электрическим током в области под сердечником, на жидкий сплав начинает действовать втягивающая сила [91, 140], а вследствие того, что вне сердечников сила много меньше, в области сердечников генерируется двухвихревое электровихревое течение [127,129, 176]. В связи с тем, что слева и справа от сердечника условия одинаковы, оба вихря будут идентичны, но при этом они будут вращаться в противоположных направлениях. В данной ситуации при условии отсутствия дисбаланса между вихрями перепад давления на концах канала будет равен нулю.

Сдвинем сердечник вправо от центра. В этом случае вихревые структуры слева и справа от сердечника будут находиться уже не в равных условиях, правая вихревая структура будет ближе к правой боковой стенке,

чем левая к левой стенке. Следовательно, правая структура будет несколько меньше левой. Появляется небольшой дисбаланс между вихрями и, как следствие, появляется продольный перепад давления в канале Рис.2.29. Этот перепад давления растет по мере сдвига сердечника вправо и деформации правой вихревой структуры за счет приближения боковой стенки Рис.2.30.

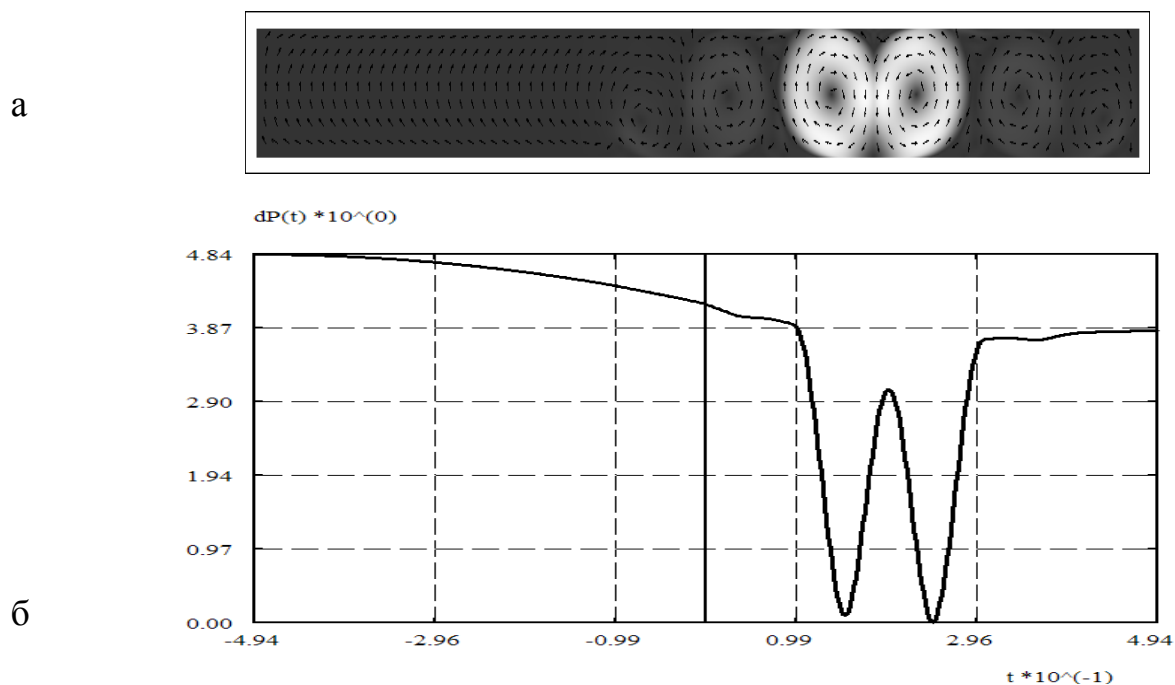


Рис.2.29. $x_c=20$ мм, $\Delta P = -1.002$ кПа.

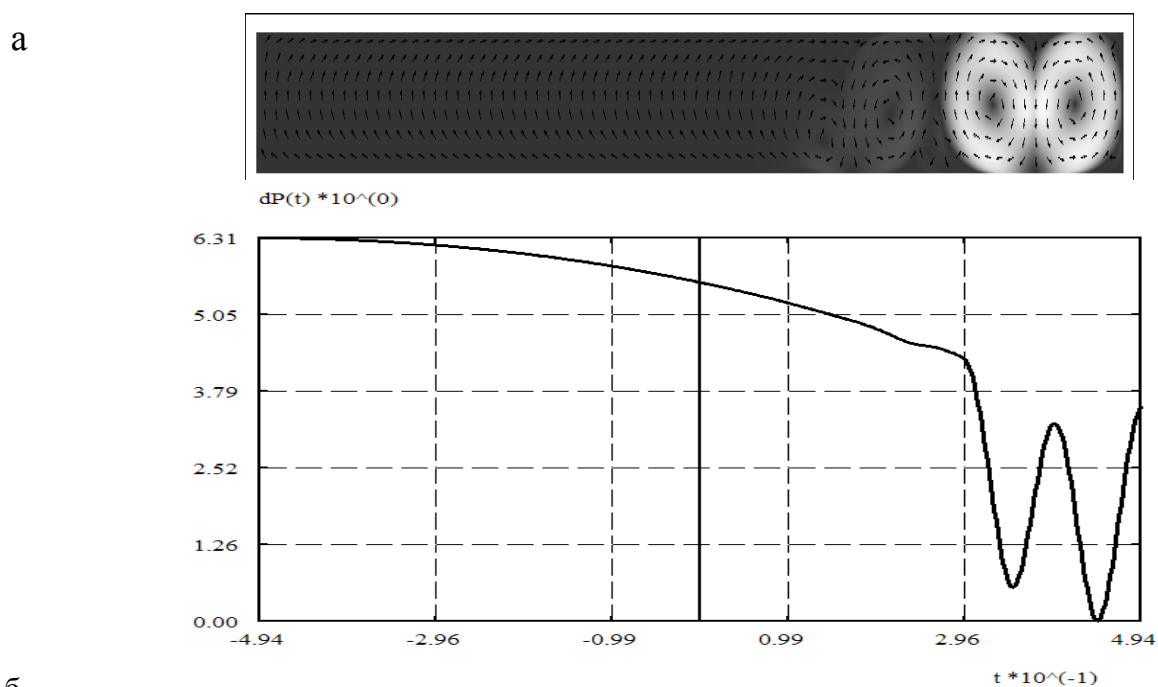


Рис.2.30. $x_c=40$ мм, $\Delta P = -2.792$ кПа.

Таким образом, внесение некоторой продольной асимметрии в двухвихревую структуру, в рассмотренном случае, приводит к возникновению перепада давления между входом и выходом из МГД-канала.

Рассмотрим случай, когда в канале создана сильная продольная асимметрия введением в канал непроводящих перегородок. Рассмотрим случай, когда в области под сердечником (который расположен в центре канала) введены две рядом расположенные поперечные непроводящие перегородки. Перегородки перекрывают канал так, что у левой боковой стенки канала в одной перегородке есть окно и у правой боковой стенки канала в другой перегородке так же есть окно Рис.2.31.

2.3.2. Длинный прямой канал с П-образным сердечником и непроводящими перегородками

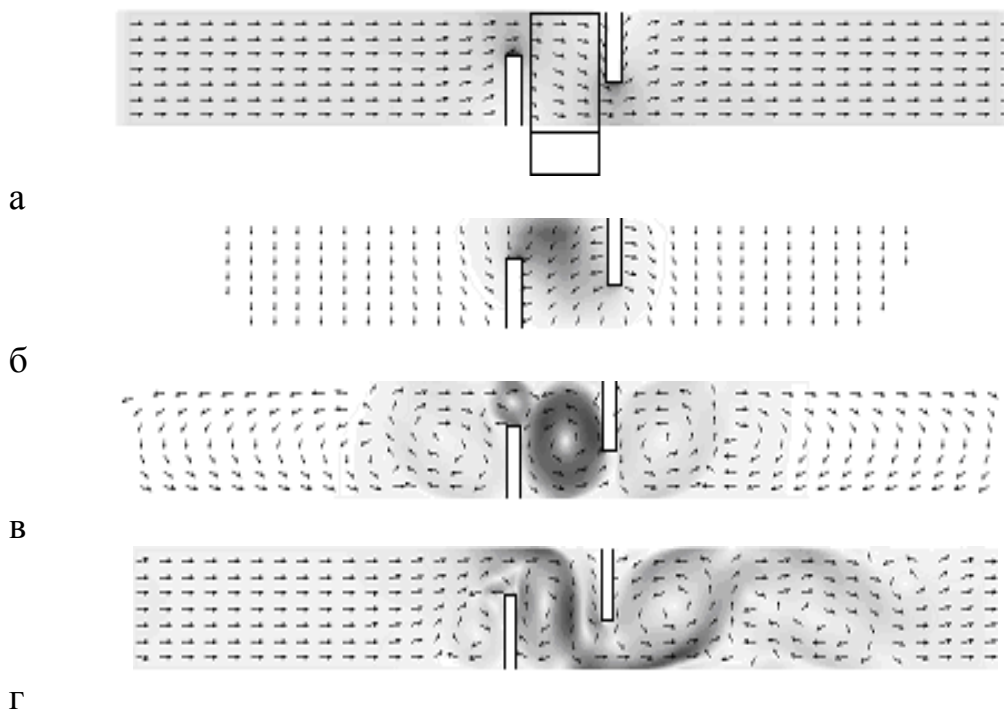


Рис.2.31. Прямоугольный плоский канал толщиной 10 мм., шириной 100мм., расстояние между непроводящими перегородками 100 мм. Высота перегородок 60 мм. Снизу на канал между перегородками надет П-образный ферромагнитный сердечник шириной 30мм. и межполюсным расстоянием 30мм. Длина полюсов 90 мм. Вдоль канала по металлу течет постоянный электрический ток 1000А. *а* – картина поля плотности электрического тока, *б* - поле объемных электромагнитных сил, *в* - поле скоростей в отсутствии расхода через канал, $\Delta P=0.745\text{кПа}$ (расчет), *г* – поле скоростей при расходе через канал 30 мл/с. Сердечник в центре.

В этом случае в канале резкие неоднородности магнитного поля на боковых границах сердечника приведут к генерации вихревого движения в канале. Непроводящие перегородки обусловят генерацию одного интенсивного крупномасштабного вихря в области между перегородками и мелкого вихря меньшей интенсивности у окна в перегородке в области максимального магнитного поля. При этом, как мы видим (из численного

эксперимента), на концах запертого канала возникает перепад давления и если канал открыть, то возникнет транзитное течение через него.

2.3.3. L-образный канал (с проводящей, с непроводящей перегородкой и без нее).

Рассмотрим случай, когда на топологию вихревого движения оказывает влияние форма внешних границ канала. Возьмем плоский канал L-образной формы в плане с толщиной 10мм Рис.2.32. Ширина вертикального участка канала 35мм., а ширина горизонтального участка 67мм. Сбоку, как показано на Рис.2.32, надвинем на горизонтальный участок П-образный ферромагнитный сердечник шириной 30мм и с межполюсным зазором 15мм. К верхней части вертикального участка канала подведем электрический ток, который будет протекать по сплаву в канале и отводиться в конце горизонтального участка канала.

В горизонтальный участок канала на расстоянии 85 мм от его левого конца введем проводящую перегородку, которая перекрывает горизонтальный участок по ширине не полностью, а оставляет окно у его нижней границы равное 20 мм. Рис.2.34. Эта проводящая перегородка, являясь «прозрачной» для электрического тока, непроницаема для течения жидкости. Таким образом, она «развязывает» линии электрического тока и линии тока жидкости и, тем самым (как было показано во второй главе), создает условия для появления насосного эффекта в канале. Действительно, результаты численного и физического эксперимента дают близкие значения и показывают наличие перепада давления (возникновение насосного эффекта) в этом случае. Рис.2.32.

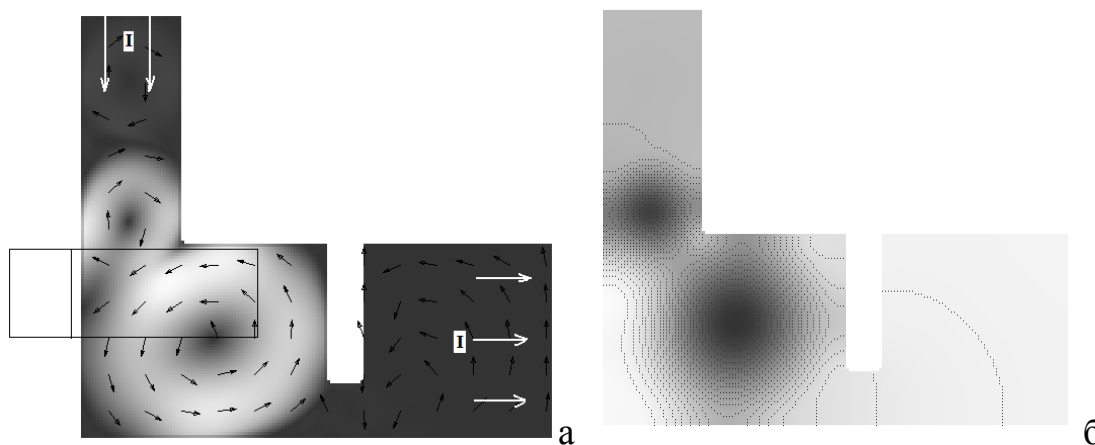


Рис.2.32. L-образный канал (1600А), с проводящей медной перегородкой и П-образным ферромагнитным сердечником. Вдоль канала протекает электрический ток, а – поле скорости, б – изолинии давления. Расчетное значение $\Delta P=3.89$ кПа (переменный ток), $\Delta P=4.05$ кПа (постоянный ток), Эксперимент $\Delta P=2.6 \pm 0,3$ кПа (переменный ток).

Заменим проводящую перегородку на непроводящую. В этом случае линии электрического тока будут совпадать с линиями потенциального течения жидкости и электромагнитные силы, непосредственно, не могут создать насосный эффект. Однако, из-за ограниченности ферромагнитных сердечников электромагнитные силы имеют в этом случае существенную вихревую составляющую. Эти вихревые силы изначально раскручивают электровихревое течение в канале, а оно, развившись, может вызвать в канале насосный эффект. Из предыдущих примеров мы видели, что электровихревые течения в МГД-канале, вызывающие насосный эффект (перепад давления между входом и выходом канала), имеют какую-либо асимметрию вдоль продольной оси канала. В случае с непроводящей перегородкой, как показал численный и физический эксперимент, также генерируется электровихревое течение, имеющее асимметрию Рис.2.33.

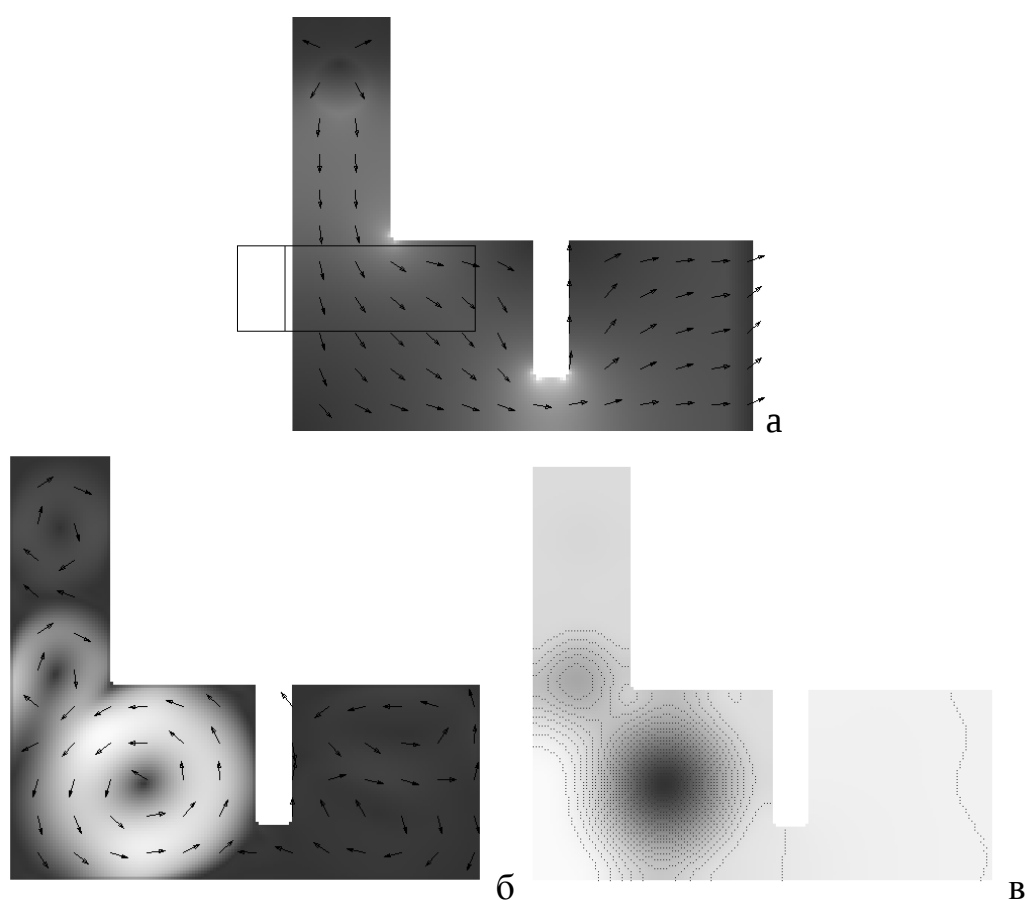


Рис.2.33. L-образный канал с не проводящей перегородкой. а – поле электрического тока, б — поле скорости, с – изолинии давления. Расчетное значение $\Delta P = 3.92 \text{ кПа}$ (переменный ток), $\Delta P = 4.15 \text{ кПа}$ (постоянный ток), Эксперимент $\Delta P = 3.4 \text{ кПа} \pm 0,4$ (переменный ток).

В этом случае на концах канала создается перепад давления. Эксперимент на физической модели и численный эксперимент, с использованием разработанных нами математических моделей, дал близкие результаты.

Уберем из канала перегородку, в этом случае перепад давления развиваемый каналом снизится, но не исчезнет. Канал продолжает создавать насосный эффект Рис.2.34. В канале с проводящей, непроводящей перегородкой и без нее перепад давления, создаваемый насосом, как видно из численных экспериментов, при протекании переменного тока выше, чем в случае постоянного тока. Это обстоятельство связано с тем, что в случае переменного тока присутствует дополнительный механизм генерации перепада давления (так называемый скин-слойный механизм, описанный ранее).

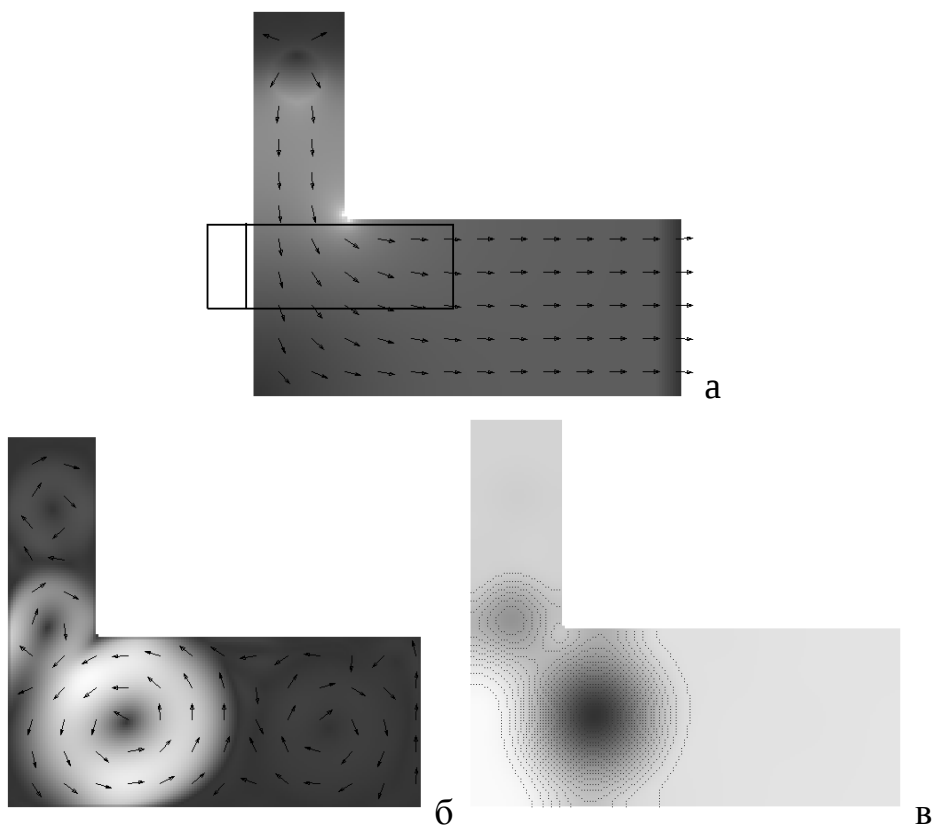


Рис.2.34. L – образный канал без перегородки а – поле тока, б — поле скорости, в – изолинии давления. Расчетное значение $\Delta P=2.45$ кПа (переменный ток), $\Delta P=2.72$ кПа, (постоянный ток) эксперимент $\Delta P=2.1$ кПа $\pm 0,3$

Если начинать надвигать П-образный сердечник в горизонтальном направлении на горизонтальную часть канала, то перепад давления начнет изменяться и после определенного положения при дальнейшем надвигании изменит знак. МГД-канал в этом случае начнет перекачивать жидкость в противоположном направлении Рис.2.35.

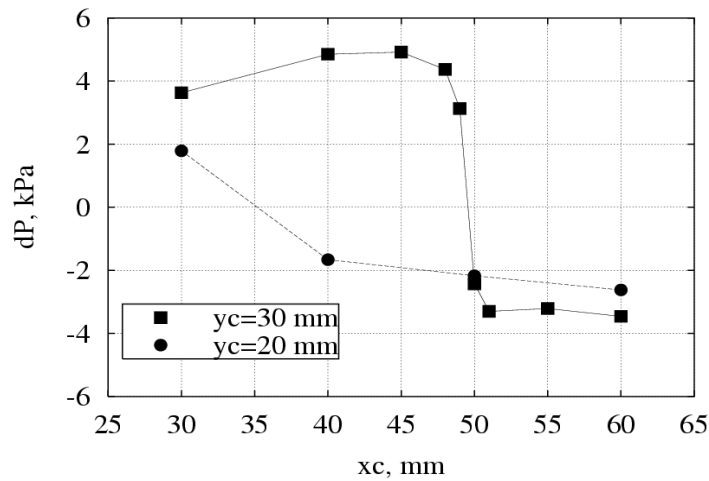
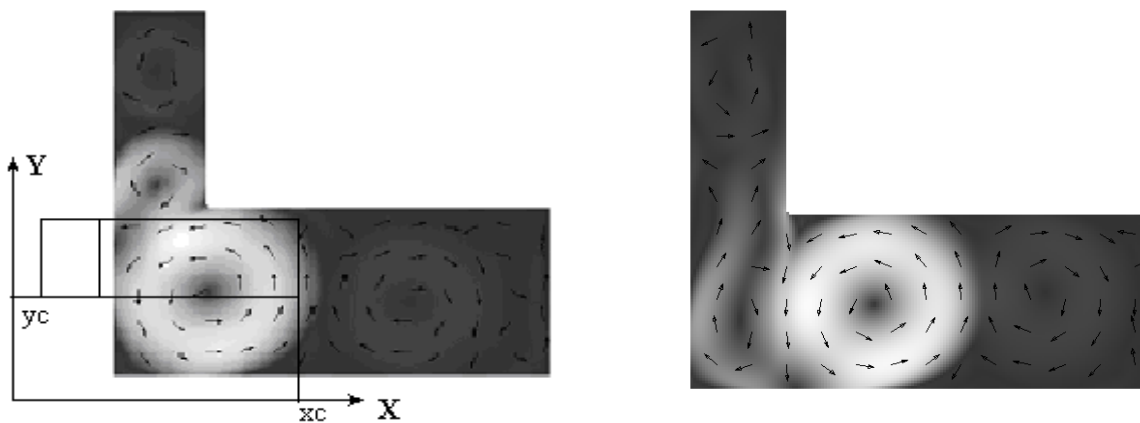


Рис.2.35. Зависимость перепада давления, развиваемого каналом без барьера, от положения сердечника в стопорном режиме. y_c – расстояние от нижней боковой стенки сердечника до нижней боковой стороны горизонтального участка канала.

При этом как видно из Рис.2.36. картина вихревого движения жидкости усложняется.



Поле скорости

Рис.2.36. L – образный канал без перегородки, $y_c = 0.03$ м. Протекает постоянный электрический ток 1600А. Слева $x_c = 0.03$ м, $\Delta P = 3.63$ кПа; Справа $x_c = 0.05$ м, $\Delta P = -2.43$ кПа (расчетные значения). В точке смены знака перепада давления в канале возникает дополнительный вихрь.

Таким образом, величина и знак перепада давления между входом и выходом из канала чувствительны к топологии вихревой структуры генерируемой в МГД-канале.

Знак перепада давления также зависит от направления вращения вихрей в МГД- канале. Если мы поменяем положение сердечника и надвинем его на горизонтальную часть снизу-вверх (как показано на Рис.2.37, 2.38), то знак ротора электромагнитных сил изменится, и вихри, генерируемые в канале электромагнитными силами, будут вращаться в противоположном

направлении. В этом случае, как показывает численный эксперимент перепад давления между входом и выходом из канала так же сменит свой знак.

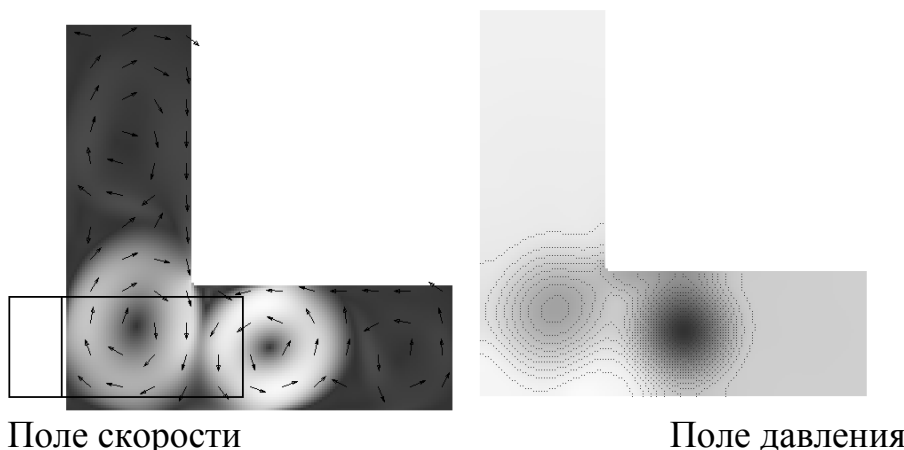


Рис.2.37. L – образный канал. П-образный сердечник надвинут на горизонтальную часть канала сбоку. $\Delta P = -4.38$ кПа (расчет).

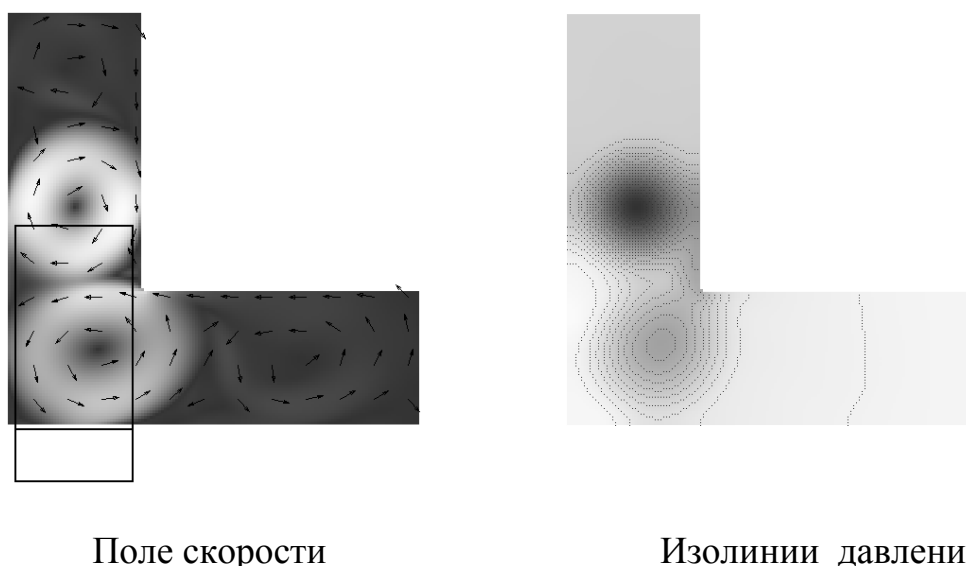


Рис.2.38. L – образный канал. П-образный сердечник надвинут на горизонтальную часть канала снизу. $\Delta P = 4.14$ кПа (расчет).

2.3.4. Плоский канал с двумя изгибами под прямым углом и П-образным сердечником

Таким образом, как можно видеть из численных экспериментов, плоский МГД канал L-образной формы с П-образным ферромагнитным сердечником, при протекании по нему электрического тока, генерирует электровихревое течение, которое создает перепад давления между входом и выходом из МГД-канала. Причем, знак перепада давления напрямую зависит от направления циркуляции вихрей в канале. Исходя из сказанного, можно предположить, что два L-образных канала, соединенных горизонтальными участками, и имеющими вертикальные участки, ориентированные в противоположные стороны, могут создавать насосный эффект, если по

каналу пропустить электрический ток, а на горизонтальный участок надвинуть П-образный сердечник Рис.2.39.

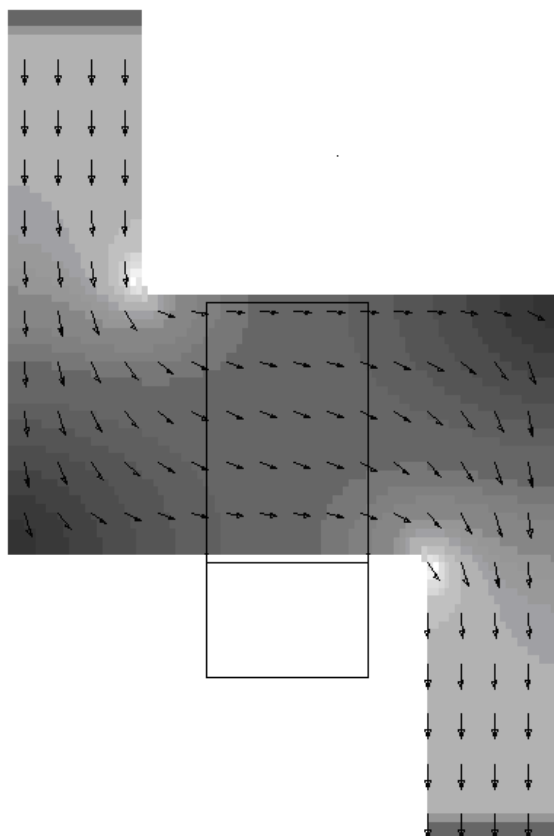
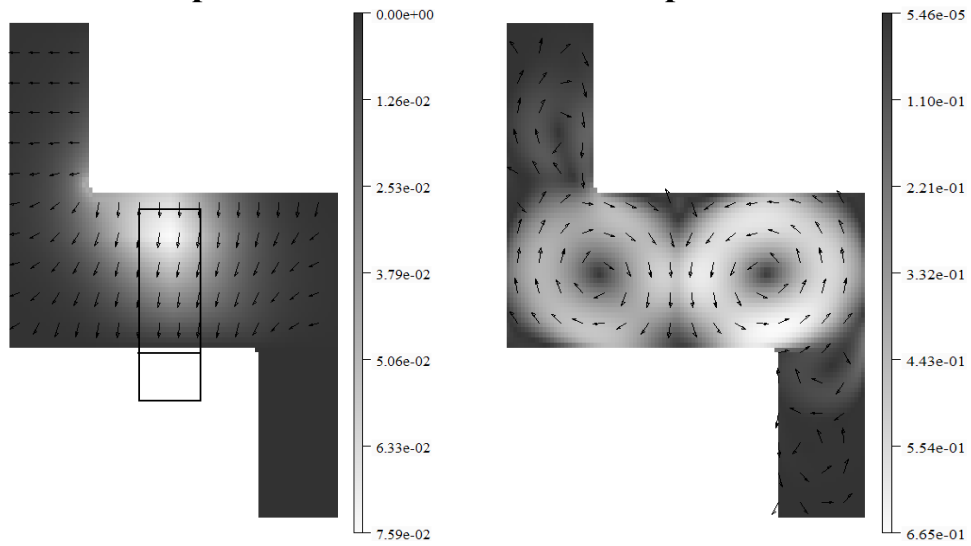


Рис.2.39. Z – образный канал. П-образный сердечник надвинут на горизонтальную часть канала снизу. Толщина проводящей жидкости в канале 10мм., ширина горизонтального участка 100мм., ширина вертикальных участков 50 мм. Ширина П-образного сердечника 30 мм, толщина межполюсного зазора сердечника 30 мм. Постоянный электрический ток протекает от входа канала к его выходу.

Численный эксперимент показал, что действительно МГД-канал такой формы, с П-образным сердечником в середине горизонтальной части канала при протекании электрического тока от начала одной вертикальной части канала к концу другой вертикальной части, создает насосный эффект. При запертом канале этот эффект проявляется в возникновении перепада давления между началом и концом канала. Как видно из эксперимента, эффект слабеет (перепад давления уменьшается) с увеличением длины горизонтального участка. Так как вихри локализуются в области боковых границ сердечника на прямом участке канала, их интенсивность в районе левого и правого вертикального участка канала будет снижаться, а вместе с этим будет снижаться роль вертикальных участков в создании продольной асимметрии вихрей. Рис.2.40.

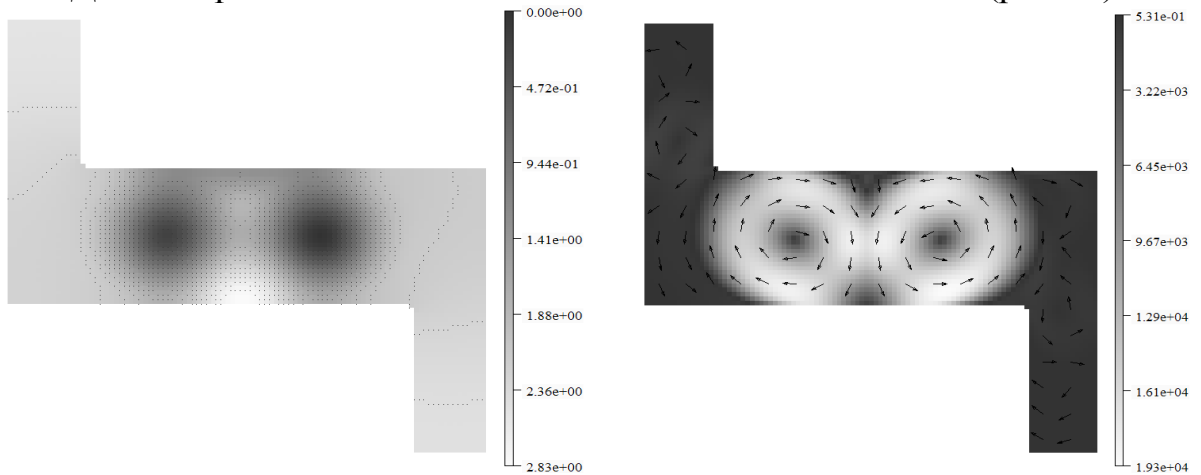
Ток течет через подводящие каналы. Сердечник надет снизу.



Поле сил

Поле скорости

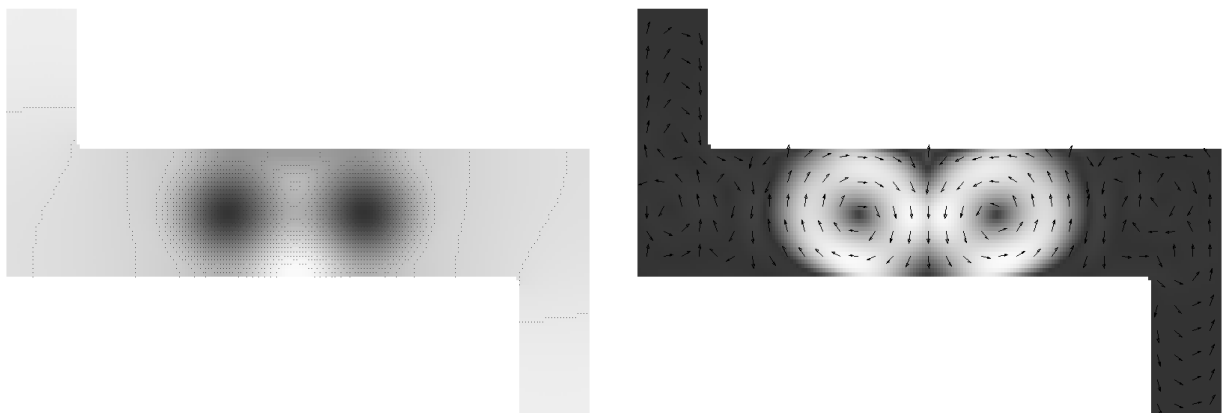
Длина горизонтальной части канала 20 см. $\Delta P = -0.3$ кПа (расчет).



Изолинии давления

Поле скорости

Длина канала 30 см. $\Delta P = -0.05$ кПа (расчет).



Длина канала 40 см. Давление и скорость. $\Delta P = -0.005$ кПа (расчет).

Рис.2.40. Перепад давления, возникающий между входом и выходом Z – образного канала с П-образным сердечником, при протекании по

каналу постоянного электрического тока 1000А при разной длине горизонтального участка.

Если изменить знак ротора электромагнитных сил, изменив положение сердечника, надев его сверху на канал, то изменится направление циркуляции вихрей в МГД-канале и, как следствие, сменится знак перепада давления на концах канала. Рис.2.41.

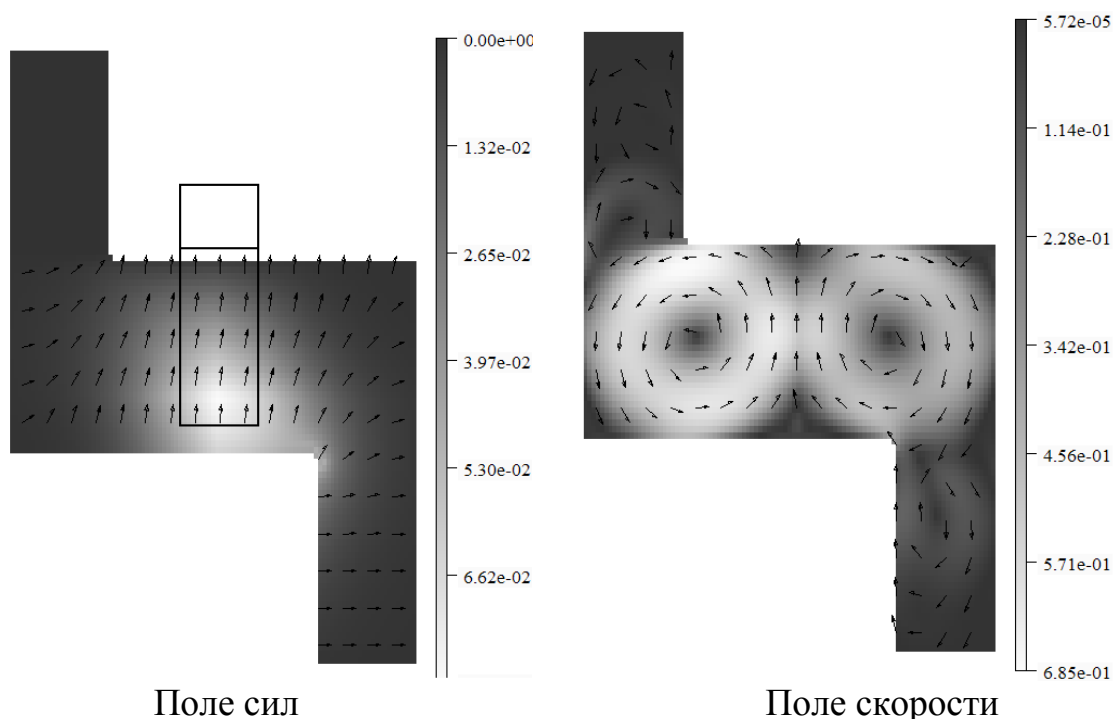


Рис.2.41. Z – образный канал. П - образный сердечник надет сверху.
 $\Delta P = +0.3$ кПа (расчет).

В приведенных примерах электровихревое течение генерирует перепад давления на концах канала. На этот факт указывает то, что в случае подвода электрического тока через торцевые участки горизонтальной части МГД-канала перепад давления, создаваемый на концах канала, меняет знак в сравнении с вариантом, когда ток подводится к началу и концу канала Рис.2.42.

Смена знака перепада давления при подключении электрического тока через торцевые части горизонтального участка канала объясняется тем, что в этом случае действует уже другой механизм генерации давления. Этот механизм был описан выше в 1.5.1. Действительно в областях соединения горизонтального участка канала с вертикальными участками в этом случае происходит пересечение линий электрического тока с линиями тока жидкости. Таким образом, электромагнитная сила (являющиеся результатом взаимодействия электрического тока и магнитного поля рассеяния от полюсов П-образного сердечника) имеет проекцию вдоль линий тока жидкости, что и является причиной возникновения перепада давления, но,

как легко видеть, этот механизм создает перепад давления другого знака, чем перепад давления создаваемый электровихревым механизмом.

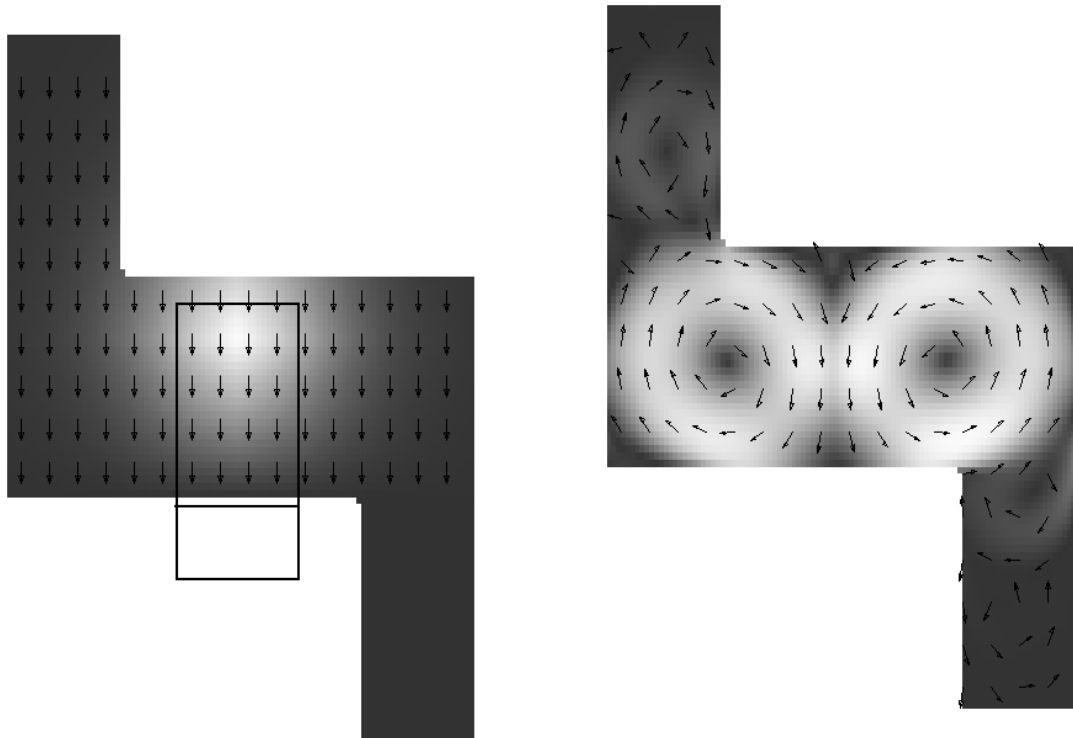


Рис.2.42. Z – канал. Длина горизонтального участка 200 мм. Постоянный электрический ток течет только вдоль горизонтального участка от левой стенки горизонтального участка к правой. П – образный сердечник надет снизу. $\Delta P = +0.296$ кПа (расчет).

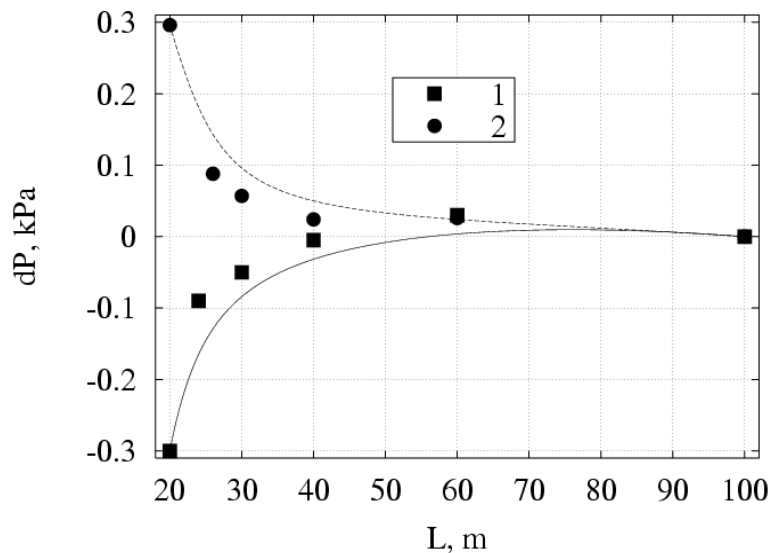


Рис.2.43. Зависимость перепада давления Z – образного канала от длины горизонтального участка канала: 1 – ток течет через подводящие каналы, 2 – ток течет только вдоль горизонтального участка. $I=1000$ А, толщина жидкого слоя $d=0.01$ м, толщина межполюсного зазора $\delta=0.03$ м, ширина сердечника $b=0.03$ м.

При увеличении длины горизонтального участка канала величина рассеянного магнитного поля в углах канала уменьшается, что приводит к уменьшению электромагнитных сил, а, следовательно, и к снижению величины перепада давления Рис.2.43.



Приближенные двумерные уравнения движения жидкости, полученные путем редукции трехмерных уравнений Навье-Стокса в приближении тонкого слоя с использованием допущения того, что основное трение в слое при турбулентном течении обусловлено вязким трением в ламинарных подслоях у нижней и верхней стенки слоя, могут использоваться для расчета реального течения в плоских каналах.

Объемные электромагнитные силы в этих уравнениях определяются при помощи системы приближенных двумерных электродинамических уравнений, полученных редуцированием трехмерных уравнений Максвелла с использованием закона полного тока и введением функции рассеяния для магнитного поля. Функция рассеяния находится из решения отдельной модельной задачи о распределении магнитного потенциала между полюсами ферромагнитного сердечника.

Хорошее совпадение результатов численных и физических экспериментов, поставленных на специальных моделях и на реальных МГД-устройствах, позволяют использовать предложенные математические модели для расчетов гидродинамических и электродинамических процессов в плоских МГД-каналах различных технологических устройств.

Численные эксперименты с использованием приведенной выше математические модели показали, что электровихревые течения могут привести к возникновению в плоском МГД-канале между его входом и выходом перепада давления (насосный эффект).

3. ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ВАННАХ АЛЮМИНИЕВЫХ ЭЛЕКТРОЛИЗЕРОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

В 1886 году П.Эру и Ч.Холлом был предложен способ получения алюминия путем электролиза криолито-глиноземного электролита. В плоской ванне 1 Рис.3.1. изготовленной из графитовых блоков находится слой алюминия 2 (толщиной около 30 см.), поверхность которого покрыта слоем (толщиной около 5см) расплавленного электролита 3. Почти вся поверхность электролита контактирует с угольными блоками, объединенными в анодный массив 4. Электрический ток подводится к анодному массиву электролизера при помощи анодных стояков 5 и анодных стержней 6. От анодного массива 4 через слой электролита 3 и жидкого металла 2, через графитовую подину ванны 7 с вмонтированными в нее катодными стержнями блумсами 8, постоянный электрический ток протекает к катодным шинам 9 расположенным ниже ванны электролизера и обеспечивает восстановление из электролита на поверхности металла (как на катоде) жидкого алюминия. Борта ванны покрывает слой настыли (застывший электролит) 10, защищающей их от разрушающего воздействия расплава электролита [63].

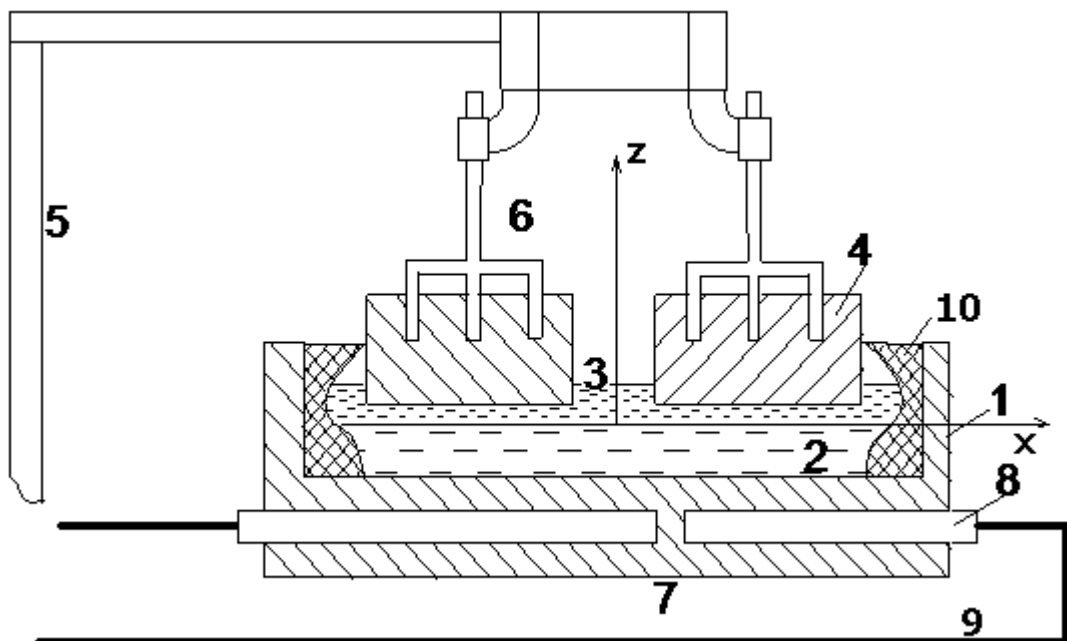


Рис.3.1. Схематическое сечение мощного алюминиевого электролизера (поперечного расположения в цеху) с обожженными анодами.

Ток, протекая по расплаву и взаимодействуя со своим магнитным полем и полем токоподводных шин (полем ошиновки), порождает объемную электромагнитную силу, действующую на жидкое содержимое ванны. В первые годы алюминиевого производства, когда применялись маломощные установки с силой тока 3-90 кА, действие электромагнитных сил проявлялось слабо и главным образом выражалось в перекосе поверхности жидкого металла в ванне. Достаточно эффективным методом борьбы с этим было

создание специального расположения токоподводящих шин. При этом в основном добивались снижения потенциальной составляющей электромагнитных сил [204].

По мере развития алюминиевой промышленности сила тока в электролизерах и их линейные размеры значительно возросли. В настоящее время применяются аппараты с силой тока сотни килоампер (250кА) и размерами ванны в плане порядка десятка метров (14,5 x 3,85 x 0,5 м.). В этом случае на первый план выдвигаются новые проблемы. При таких больших токах и линейных размерах циркуляционные течения, обусловленные вихревой частью электромагнитных сил (электровихревые течения), становятся значительными и существенно влияют на процессы тепло и массопереноса в расплавленном содержимом ванны электролизера (течения выносят тепло из-под анода, уменьшая перегрев металла и перемешивают электролит [205,206]). Однако в некоторых местах ванны интенсивность течения может возрасти настолько, что начнется размывание боковой настилы, защищающей стенки ванны от размывания электролитом [207]. Кроме того, циркуляционные течения могут приводить к колебаниям границы металл-электролит (так называемое явление неустойчивости) [160,161,181,183,184,206-217], которые ухудшают рабочие характеристики электролизера, могут привести к замыканию межэлектродного промежутка в ванне и вызвать аварийную ситуацию.

Борьба с этим явлением ведется, главным образом, путем снижения скорости циркуляции расплава, что достигается уменьшением электромагнитных сил вследствие снижения соответствующих компонент магнитного поля (поперечное расположение электролизеров в цеху в одну линию, различные варианты ошиновки) [202].

В связи с этим большое внимание в исследованиях уделяется проблеме магнитных полей и токов в реальных электролизерах. Существует целый ряд работ, посвященных нахождению полей и токов в ванне электролизера, как на основе физического моделирования, так и с помощью численных расчетов [207,218-220]. Расчет магнитного поля в электролизере осложняется наличием ферромагнитных масс сложной конфигурации. Существует ряд работ, в которых магнитное поле измеряют непосредственно в ванне электролизера [207,218,220]. Так как температура расплава в ванне превышает 1000С, а сам расплав весьма агрессивен, эти работы сопряжены с большими трудностями. Поэтому, такие измерения ограничены лишь точками по периметру анодного массива [220]. В связи с этим представляется перспективным восстанавливать распределение магнитного поля в ванне электролизера по значениям магнитного поля на ее границе [202], затем, используя, найденное расчетным путем распределение электрического тока (это значительно проще, чем расчет магнитного поля), можно получить распределение электромагнитных сил в ванне электролизера.

В большинстве работ, посвященных проблеме алюминиевых электролизеров [207,208,210, 221] указывается на то, что основной причиной

циркуляции в расплаве являются горизонтальные токи растекания и некомпенсированная поперечная составляющая магнитного поля [207,215].

Однако, как было показано в [172], даже при отсутствии токов растекания и вертикальной составляющей магнитного поля и поля ошиновки, при условии несовпадения проекции анода с поверхностью ванны (при протекании от анода к катоду через расплав электрического тока), в расплаве возникает циркуляционное течение, интенсивность и топология которого зависит от формы электрода и ванны электролизера.

В результате анализа флуктуации рабочего напряжения на электролизерах обнаружено три типа колебаний границы раздела металл-электролит [222]: высокочастотные (0,8-1,2 Гц), среднечастотные (0,1-0,2 Гц) и низкочастотные (0,02-0,03 Гц).

В литературе эти колебания объясняют различными причинами.

Высокочастотные колебания, например, связывают с газодинамическим воздействием сходящих с анода пузырьков, образовавшихся в процессе электролиза [222].

Низкочастотные колебания объясняют, например, параметрическим влиянием колебания общего тока в серии электролизеров [221], электромагнитным воздействием горизонтальных токов растекания в расплаве и вертикальной компоненты магнитного поля [212], динамическим воздействием циркуляционных течений расплава.

Интересная гипотеза вращения случайно возникшего перекося поверхности жидкого алюминия предложена в работе [212]. Дело в том, что при возникновении перекося границы алюминий-электролит, вследствие большой разности проводимостей электролита и алюминия, возникает деформация линий электрического тока с появлением тангенциальной составляющей плотности электрического тока направленной вдоль перекося границы раздела фаз в слое алюминия. Взаимодействие этой компоненты плотности тока с вертикальной составляющей магнитного поля приводит к появлению сил вращающих перекося границы вокруг центра ванны. Однако, в этой работе из-за довольно грубого манипулирования основными уравнениями гидродинамики этот механизм не получил достаточного обоснования.

В работе [214] рассматриваются два слоя жидкости в плоской ванне, описаны три вида волн: капиллярные (малосущественные для процесса) волны, короткие волны, обусловленные действием пинчевых сил и длинные гравитационные волны.

В работе [223] рассматривается турбулентное течение в электролите и жидком алюминии в поле действия электромагнитных сил с позиции $k-\epsilon$ модели. Полагалось, что граница раздела фаз недеформируема. После нахождения картины течения определялось распределение давления в слое и по нему, определялась деформация границы раздела фаз. Такой подход имеет свои недостатки, так как деформация границы влечет за собой перестройку течения, а решение пяти нелинейных уравнений на каждом шаге итерации ведет к большому расходу машинного времени.

По нашему мнению, возникновение низкочастотных колебаний расплава (наиболее опасных с точки зрения замыкания межполюсного расстояния) обусловлено в основном двумя механизмами:

1. Электромагнитные силы порождают интенсивные циркуляционные течения расплава в ванне электролизера, которые в результате нелинейных взаимодействий между собой и, деформацией границы раздела металл-электролит, порождают колебания этой границы [163, 167].
2. Жидкий металл обладает электрической проводимостью на два порядка большей чем электролит, поэтому при возмущении поверхности жидкого алюминия плотность электрического тока в точке возмущения заметно меняется, что приводит к перераспределению объемных сил, а следовательно, к обратному влиянию на возмущения. Этот процесс может привести к появлению колебаний границы металл-электролит [183].

Совершенно избавиться от циркуляционных течений в ванне электролизера (в связи с принципиальными особенностями их конструкции) невозможно. Однако, это и не нужно, так как слабая циркуляция играет положительную роль (выносит тепло из под анода и перемешивает электролит). Задача состоит в том, чтобы создать циркуляцию такой топологии и интенсивности, чтобы она, играя положительную роль в теплопереносе, не размывала настыл и не приводила к неустойчивости границы металл-электролит.

Для качественного представления картины течения расплава в ванне алюминиевого электролизера заслуживают внимания, так называемые, однослойные математические модели, в которых расплав в ванне представляется в виде однородного слоя жидкости, в котором роль верхней твердой крышки играет поверхность анодного массива. В этом случае можно получить лишь приближенную картину течений в ванне в поле действия объемных электромагнитных сил реального электролизера при различных конструкциях ванн и ошиновок. Тем не менее, результаты таких расчетов и исследований на физических моделях дают качественно верное представление о реальной циркуляции расплава, полученной из непосредственных измерений на реальных электролизерах [210, 220, 224].

В настоящее время существует большое количество разнообразных конструкций электролизеров. Из самых первых описанных в патентной литературе электролизеров представляет интерес конструкция цилиндрической (или близкой к ней) формы ванны и анода у электролизера [225]. Дело в том, что как было показано в [172], только при цилиндрическом аноде при отсутствии воздействия поля ошиновки в расплаве не возникает циркуляционных движений. Поэтому, создав ошиновку с симметричным токоподводом, можно ожидать существенного снижения скорости циркуляции в ванне электролизера. Недостатком этого электролизера являлось наличие технологических сложностей при изготовлении цилиндрического анодного массива, кроме того, есть некоторые сложности с равномерной загрузкой глинозема в ванну. Эта проблема решается в [226] созданием центрального загрузочного отверстия в анодном массиве. Кроме

того, в цилиндрическом электролизере не решен вопрос об общей циркуляции расплава, возникающей из-за наличия поперечной составляющей магнитного поля от тока соседнего ряда электролизеров в цеху.

Электролизер с квадратной ванной [227] с крестообразным анодом и с четырехсторонним подводом электрического тока, к сожалению, производит значительный перегрев расплава в центре, при этом интенсивная многоконтурная циркуляция расплава приводит к размыву боковой настыли, что снижает технико-экономические показатели этой конструкции.

В настоящее время используются прямоугольные ванны с теплоизоляцией переменного сечения по высоте и периметру шахты [228]. На боковых стенках ванны формируется непроводящая настыль из замерзшего электролита, которая улучшает тепловой режим электролизера и, препятствуя протеканию электрического тока к боковым стенкам ванны, снижает горизонтальную составляющую плотности тока в расплаве. Но более эффективно эта цель достигается тем, что в центральную часть подины ванны помимо обычных катодных стержней (блюдсов) вводят Т-образные стержни, по которым ток отводится через днище вертикально вниз [229].

В настоящее время одним из способов расположения электролизеров в цеху является продольное расположение в два ряда Рис.3.2.

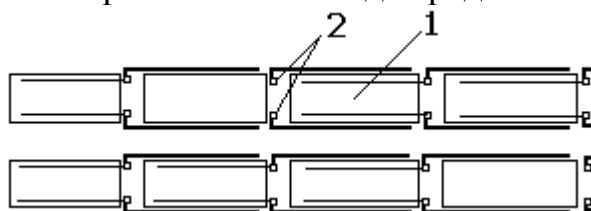


Рис.3.2. Продольное расположение электролизеров в цеху. 1-ванна электролизера, 2- анодные стояки.

При этом из-за влияния соседнего ряда в ванне электролизера появляется значительная поперечная составляющая магнитного поля, что приводит к перекосам поверхности алюминия в ванне и способствует общей циркуляции расплава. Все это отрицательно сказывается на работе электролизеров. Существует ряд изобретений по уменьшению поперечной (вертикальной) составляющей магнитного поля, например [230-234]. Интересны эксперименты с дополнительными токовыми шинами, проложенными под днищем катодного кожуха и компенсирующие вертикальную составляющую магнитного поля [233,234]. Кроме уменьшения вертикальной составляющей магнитного поля при проектировании ошиновки длину шин подбирают такой, чтобы предотвратить появление паразитных токов. В то же время, магнитное поле самих шин не должно оказывать сильного воздействия на расплав в ванне.

Наиболее эффективное, на наш взгляд, поперечное расположение электролизеров в один ряд в цеху Рис.3.3, при этом даже при токах в 255 кА удастся значительно снизить вертикальную составляющую магнитного поля. Анодные стояки при таком расположении, как правило, размещают у одного из бортов анодного кожуха [235]. Влияние анодных стояков своих или

соседних в ряду электролизеров приводит к ослаблению или к усилению циркуляции расплава в зависимости от их местоположения.

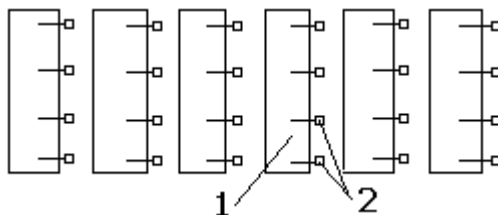


Рис.3.3. Поперечное расположение электролизеров в цехе. 1-ванна электролизера, 2-анодные стояки.

Представляет так же интерес предложение, в котором управление циркуляцией расплава происходит путем перераспределения плотности тока на подошве анода [236,237].

Как видим, существует большое многообразие конструктивных решений алюминиевых электролизеров с различными формами анодных массивов, ванн и способов ошиновки. Главной целью этих решений является уменьшение силового воздействия на расплав со стороны электромагнитных полей, путем снижения или симметризации тех или иных компонент магнитного поля. Однако, следует заметить, что главной целью является снижение циркуляции самого расплава и уменьшение колебаний границы алюминий-электролит. Для ее достижения необходимо (на основе физического и математического моделирования) изучение гидродинамических процессов в слоях жидкого алюминия и электролита в ванне алюминиевого электролизера.

Таким образом, для создания электролизеров, обладающих высокими эксплуатационными качествами, представляется важным понимать механизмы обуславливающие гидродинамические процессы в слое жидкого алюминия и расплавленного электролита, находящихся в ванне электролизера, уметь рассчитывать картину течений [163,206, 213, 215, 217,223, 224].

3.1. Механизмы, определяющие циркуляцию расплава в ванне электролизера

Расплав в ванне алюминиевого электролизера подвержен действию электромагнитных сил, которые в основном и определяют характер его движения. Электромагнитные силы, обусловленные взаимодействием протекающего по расплаву электрического тока с собственным магнитным полем и полем от токоведущих элементов конструкции электролизера, зависят от многих конструктивных факторов. На картину распределения электромагнитных сил оказывают влияние такие факторы, как величина настыли, формирующейся на стенках ванны, токовое распределение по элементам катодной ошиновки и анодным стоякам, расположение анодных стояков, катодных шин и соседних электролизеров.

Для построения математической модели магнитогидродинамических процессов в ванне электролизера необходимо на первом этапе выделить основные механизмы генерации электровихревых течений в ванне электролизера.

При производстве алюминия используются два основных способа расположения электролизных ванн в корпусе электролиза: продольный в два ряда с расстоянием между рядами 8-10 м. и поперечный в один ряд. Расстояние до другого ряда в соседнем корпусе достигает до 100 м. Влияние вертикальной составляющей (Z- компоненты) магнитного поля, приводящее к общему вращению расплава в ванне, при этом менее заметно.

Из основных механизмов, генерирующих планарные электровихревые течения (ЭВТ) жидкого содержимого ванны электролизера можно выделить наиболее существенные:

1. Механизм, обусловленный взаимодействием вертикальной компоненты плотности тока в области проекции анода с магнитным полем этих токов. Этот механизм был описан в параграфе 2.3 (Рис.1.7) и в работе [172]. При прямоугольном сечении анода и не совпадении проекции его сечения с границами ванны, при протекании от анода к катоду через расплав электрического тока, в расплаве возникают планарные вихревые движения. Рис.3.4.

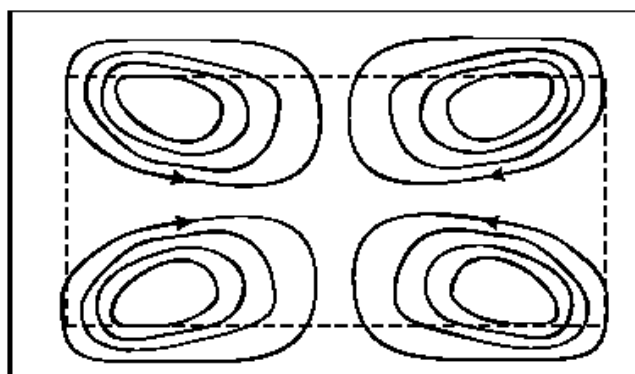


Рис.3.4. Течение расплава в ванне электролизера, обусловленное взаимодействием вертикальной компоненты электрического тока в расплаве с магнитным полем, создаваемым током в анодном массиве. Пунктирным прямоугольником в ванне обозначена проекция анодного массива.

2. Вертикальная составляющая магнитного поля катодных стержней (блумсов), взаимодействуя с горизонтальной компонентой (токи растекания в слое алюминия) рабочего тока электролизера приводит к появлению циркуляционного течения, направленного противоположно течению, генерируемого первым механизмом.

3. Горизонтальная составляющая магнитного поля анодных стояков, расположенных у торцевых сторон ванны, при продольном их расположении, взаимодействуя с вертикальной составляющей плотности тока в расплаве, усиливает циркуляцию расплава, производимую первым механизмом. Анодные стояки, расположенные у длинного борта ванны, с учетом влияния

стояков следующего в ряду электролизера (при их поперечном расположении), ослабляют эту циркуляцию Рис.3.5.

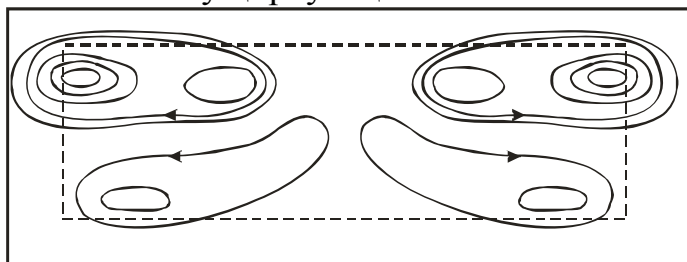


Рис.3.5. Циркуляция расплава, обусловленная полем анодных стояков, расположенных у длинных сторон ванны в электролизерах с поперечным расположением.

4. Магнитное поле от катодных соединительных шин, проложенных ниже уровня жидкого алюминия, для случая продольного расположения ванн, приводит к двухконтурной циркуляции жидкого расплава вдоль длинной стороны ванны Рис.3.6, а для случая поперечного расположения, к двухконтурной циркуляции вдоль короткой стороны Рис. 3.7

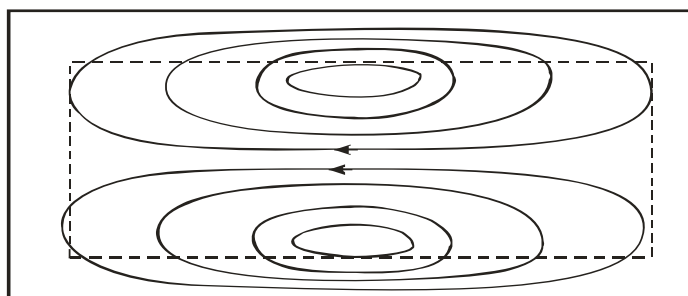


Рис.3.6. Циркуляция расплава в ванне электролизера с продольным расположением, обусловленная магнитным полем катодных соединительных шин, расположенных под ванной электролизера.

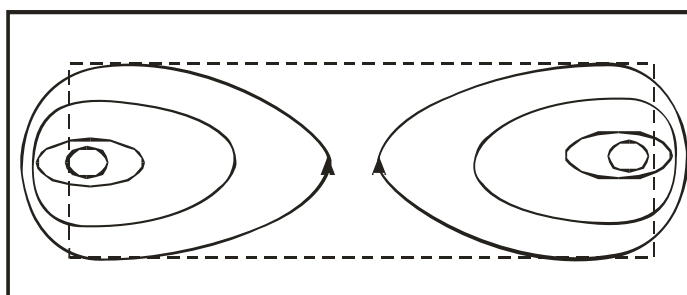


Рис.3.7. Циркуляция расплава в ванне электролизера с поперечным расположением, обусловленная магнитным полем катодных соединительных шин, расположенных под ванной электролизера.

5. Ток горизонтальных шин, соединяющих анодные стояки входной стороны ванны с анодной распределительной шиной при поперечном расположении ванн электролизеров, вызывает двухконтурную циркуляцию противоположную циркуляции, вызываемой катодными соединительными шинами.

6. Вертикальная (Z - компонента) составляющая магнитного поля соседнего ряда электролизеров вызывает общую планарную циркуляцию расплава в ванне Рис.3.8, 3.9 .

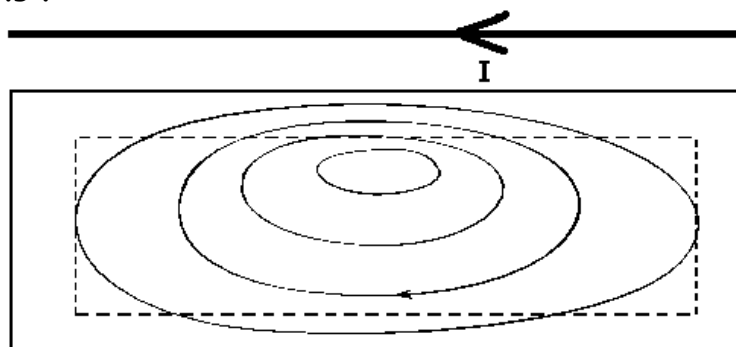


Рис.3.8. Циркуляция в ванне электролизера продольного расположения, обусловленная магнитным полем соседнего ряда электролизеров.

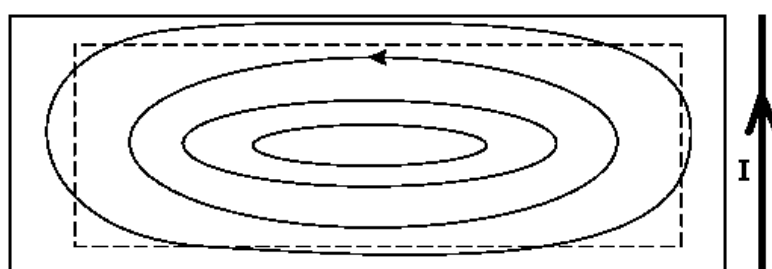


Рис.3.9. Циркуляция в ванне электролизера поперечного расположения, обусловленная магнитным полем соседнего ряда электролизеров.

Таким образом, магнитное поле от различных элементов ошиновки от тока в расплаве, взаимодействуя с током в расплаве, создает сложную циркуляцию в ванне, являющуюся «суперпозицией» рассмотренных выше течений.

3.2. Магнитное поле в ванне электролизера

Как видно, различные элементы ошиновки электролизера создают магнитные поля, существенно влияющие на топологию циркуляции расплава в ванне электролизера.

Таким образом, важными факторами, непосредственно влияющими на работу электролизера, являются: распределение магнитного поля в ванне, которое создается электрическим током, текущим по анодному массиву, расплаву и по всем элементам ошиновки, а так же распределение электрического тока в жидком содержимом ванны.

Расчет магнитного поля электролизеров при конструировании в основном сводится к определению суммарного магнитного поля от всех токоведущих элементов, при этом учет всех присутствующих в конструкции ферромагнитных элементов чрезвычайно усложняет задачу.

Для анализа работы, уже существующих электролизеров, на работающей ванне по ее периметру делают измерения магнитного поля. Измерить магнитное поле под анодным массивом крайне затруднительно в

связи с труднодоступностью, высокой температурой и агрессивностью среды. По этой причине, задача о восстановлении магнитного поля в ванне электролизера по измеренным значениям поля на ее границе представляется полезной [202]. Магнитное поле в ванне электролизера (как в любой жидкой проводящей среде) описывается уравнением [1].

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{B} - (\vec{B} \nabla) \vec{v} = B t^{-1} \Delta \vec{B}$$

Так как магнитное поле образовано постоянным током, а магнитное число Рейнольдса в ванне мало ($Re_m \ll 1$), производной по времени и конвективными членами можно пренебречь. Таким образом, магнитное поле в ванне можно описать уравнением Лапласа $\Delta \vec{B} = 0$. Если при этом известно значение магнитного поля на границе области, то, возможно, однозначно восстановить магнитное поле во всей области (если внутри области нет особенностей). Для простоты можно считать, что ввиду малой толщины слоя, магнитное поле слабо изменяется по оси Z -внутри слоя. Для его определения необходимо знать значение вертикальной компоненты магнитного поля на боковой границе ванны.

3.3. Электрический ток в расплаве ванны электролизера

Большое влияние на характер течения в расплаве ванны электролизера оказывает форма растекания электрического тока в электролите и алюминии. В ванне технологически правильно спроектированного и настроенного электролизера не должно быть значительных по величине планарных компонент плотности электрического тока. Планарные компоненты электрического тока в жидком содержимом ванны обусловлены главным образом тем, что сечение подины ванны превосходит сечение подошвы анода (рис. 3.10).

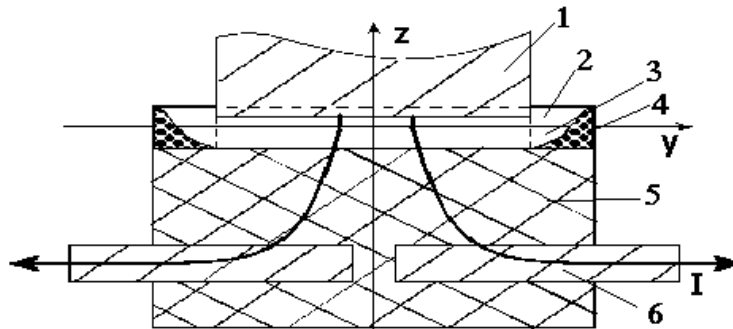


Рис.3.10. Схема растекания электрического тока в электролизере (из анодного массива, через расплав в графитовую подину ванны, а затем в блюмсы). 1-анодный массив, 2 расплав электролита, 3- слой жидкого алюминия, 4- настиль, 5- угольная подина ванны, 6- катодные стержни (блумсы).

Ввиду того, что площади анода и подины ванны, являющейся катодом, не совпадают, а проводимость электролита, жидкого алюминия, графита ванны и катодных стержней различаются на несколько порядков, форма растекания электрического тока в расплаве ванны далека от желаемой.

В реальных промышленных электролизерах имеется значительная поперечная (Y-составляющая) плотность тока в ванне. Кроме поперечной составляющей плотности тока в ванне присутствуют и продольные составляющие. Составляющие плотности тока, направленные вдоль длинной стороны ванны, в отличие от поперечных составляющих обусловлены, в основном, неоднородным электрическим сопротивлением анодных шин и анодных блоков, поэтому есть реальная возможность эффективно повысить их однородность различными конструктивными приемами.

Сложнее дело обстоит с поперечными компонентами плотности электрического тока, направленными горизонтально и перпендикулярно длинной стороне ванны и анодного массива. Они довольно значительны и обусловлены, главным образом тем, что при большой разности проводимостей сред (несколько порядков), через которые течет ток, область расплава несколько больше подошвы анода. В этом случае в слое жидкого электролита прямо под подошвой анода появляется небольшая Y-составляющая плотности электрического тока, протекающего из анода через слой электролита, жидкого алюминия к подине ванны Рис.3.10. При переходе из слоя электролита (с малой электрической проводимостью) в слой алюминия (с большой электрической проводимостью) Y-составляющая плотности тока резко возрастает (согласно условию на границе двух проводящих сред) .

$$\frac{j_y^{\text{электролит}}}{\sigma_{\text{электролит}}} = \frac{j_y^{\text{Al}}}{\sigma_{\text{Al}}} \Rightarrow j_y^{\text{Al}} \gg j_y^{\text{электролит}} \quad \text{если } \sigma_{\text{Al}} \gg \sigma_{\text{электролит}} \quad (3.1)$$

Поэтому, уже в слое жидкого алюминия Y- составляющая плотности электрического тока будет значительной. На ее величину, видимо будут влиять такие факторы, как: величина и геометрия боковой настыли, толщина слоя электролита, алюминия, графитовой подины и бляшек. Кроме того, величина и соотношение проводимостей сред, через которые протекает электрический ток, так же играют существенную роль. Существует мнение, что большую роль также играет способ отвода электрического тока от подины ванны (либо с помощью бляшек через боковые стороны (борта) ванны, либо через днище вертикально вниз, как предлагается в некоторых авторских свидетельствах).

Для иллюстрации роли этих факторов мы провели численные расчеты растекания электрического тока в случае, моделирующем анодный массив и ванну с расплавом реального электролизера. В связи с тем, что ванна и анодный массив значительно вытянуты, считалось, что ток в направлении вытянутой стороны ванны отсутствует (в реальных электролизерах продольные токи в расплаве имеют место), мы решали двумерную задачу о распределении потенциала и растекании электрического тока в поперечном сечении электролизера.

Электрический потенциал в электролизере описывается уравнением Лапласа. На границе сред ставились обычные граничные условия непрерывности нормальной компоненты плотности электрического тока.

$$\Delta\Phi = 0 \quad (3.2)$$

$$\sigma_i \frac{\partial\Phi_i}{\partial z} = \sigma_{i+1} \frac{\partial\Phi_{i+1}}{\partial z} \quad (3.3)$$

На аноде и на участке токоотвода Рис.3.11 задавалась разность потенциалов в безразмерном виде. На подошве анода задавался потенциал $\Phi_1=1$, а на поперечном сечении катодных стержней (на начальном участке) задавался потенциал $\Phi_0=0$.

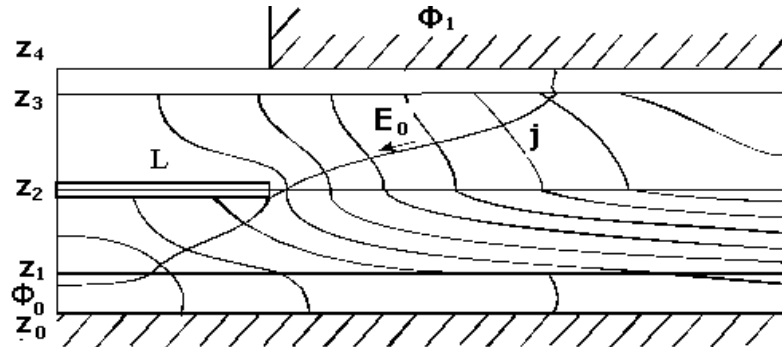


Рис.3.11. Картина растекания электрического тока в ванне электролизера при отводе электрического тока через катодные стержни блюмсы вбок. Φ_1 - потенциал на анодном блоке, z_4, z_3 - слой электролита, z_3, z_2 - слой жидкого алюминия, z_2, z_1 - угольная подина, z_1, z_0 - блюмсы, L - непроводящая настель на угольной подине, ϕ_0 - потенциал на торцах блюмсов.

На боковых стенках и на примыкающих к ним области покрытой настелью задавалось условие непроницаемости для электрического тока

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0. \quad (3.4)$$

Решение задачи производилось в вертикальной плоскости (Y,Z) с использованием условия симметрии относительно осевой линии электролизера Рис.3.11, 3.12.

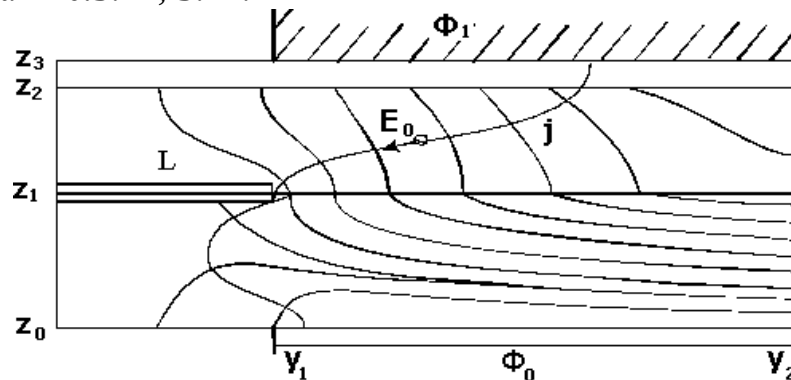


Рис.3.12. Картина растекания электрического тока в ванне электролизера при отводе электрического тока через подину ванны вниз. Вариант, в котором ток отводится через подину вниз, при этом проекция катодного пятна ($y_1 y_2$) совпадает с проекцией анодного массива.

При решении использовался сеточный метод с переменным шагом по Z на сетке размером 30×34 , где размерные параметры фиксировались с точностью до полушага. Для выяснения влияния величины настyli и характера токоотвода через катодные стержни на величину планарной составляющей плотности тока в слое расплава, были рассчитаны два варианта.

Как уже говорилось, уменьшить величину горизонтальной составляющей тока необходимо для снижения циркуляции расплава в ванне электролизера. Представляется возможным и рациональным добиться этого, формируя настыл на подине ванны (у ее бортов) необходимой конфигурации.

Структура области, выбранной нами в качестве расчетной модели, показана на Рис.3.11 и представляет собой последовательность слоев с разной проводимостью расположенных друг над другом снизу вверх: Блюмсы (катодные стержни) – (Z_0, Z_1) , графитовая подина – (Z_1, Z_2) , слой жидкого алюминия – (Z_2, Z_3) , слой электролита – (Z_3, Z_4) . Соответствующие толщины слоев d_i и их проводимости заданы таблицей 3.1 в порядке их перечисления.

Табл.3.1

d_i (м)	0,14	0,28	0,3	0,05
σ_i (Ом м) $^{-1}$	$8,7 \cdot 10^5$	$2,22 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^2$

На границе алюминий-подина у стенки моделировалась настыл, на участке $Z = Z_2, 0 \leq Y \leq L$ полагалось, что

$$\left. \frac{\partial \Phi_+}{\partial z} \right|_{z=z_2, y \leq l} = \left. \frac{\partial \Phi_-}{\partial z} \right|_{z=z_2, y \leq l} = 0; \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{y=l, z=z_2} = 0 \quad (3.5)$$

Здесь производная по Z от Φ_+ и Φ_- соответствуют нормальной компоненте электрического тока на верхней и нижней стороне настyli (настыл не электропроводна). Остальные параметры задачи имели следующие значения: расстояние от боковой границы анода до борта ванны $L = 0,48$ м., ширина подошвы анода – 2,9 м, толщина катодного стержня $Z_1 - Z_0$. Из результатов численного счета видно Рис.3.11, что в электролите присутствует в основном вертикальная компонента плотности электрического тока, а в слое алюминия появляется значительная ее планарная составляющая. Это обусловлено большой разностью электрических проводимостей электролита, жидкого алюминия и графитовой подины ванны. Как мы можем видеть Рис.3.12, применение катода отводящего электрический ток от подины ванны вертикально вниз не улучшает ситуацию, и картина распределения электрического тока практически не меняется. Все же влиять на величину горизонтальной составляющей плотности электрического тока возможно (хотя и малоэффективно) формированием у боковых стенок ванны и на ее

подине полосы неэлектропроводной настыли, препятствующей протеканию электрического тока в днище ванны в перекрытом ею месте.

Как видно из таблицы 3.2, если настыль изолирует область подины рядом с бортами ванны на расстояние L^* от борта ванны, то горизонтальная компонента плотности тока в этом случае минимальна.

Табл.3.2

	$L = 0,24\text{м.}$	$L = 0,48\text{ м.}$	$L^* = 0,72\text{м.}$
j_z	$0,178 \cdot 10^{-2}$	$0,255 \cdot 10^{-2}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$
j_x	$-0,69 \cdot 10^{-2}$	$-0,84 \cdot 10^{-3}$	$-0,2 \cdot 10^{-2}$

Здесь значения j_z, j_x приводятся в условных единицах (только для сравнения между собой) и взяты в точке на треть ширины анода, отстоящей от его края в середине слоя алюминия (точка обозначена стрелкой на Рис.3.11).

Для нахождения более близкого к реальному распределению плотности электрического тока в ванне электролизера, необходимо решать уже трехмерную задачу, включающую в себя большее число факторов (например: электрические сопротивления внешней ошиновки, зависимость электрической проводимости от температуры в разных точках расплава и элементах конструкции электролизера). При полных расчетах на последних стадиях проектирования это необходимо делать, но для поисковых работ по разработке новых конструкций электролизеров, в которых перебирается большое количество различных вариантов конструктивных решений, упрощенные инженерные модели растекания электрического тока в ванне (не требующие больших затрат машинного времени) по нашему мнению могут быть удобней.

3.4. Эксперименты на физических моделях электролизера

Физическое моделирование МГД-явлений в ванне электролизера представляет собой непростую задачу, дело в том, что в ванне реального электролизера имеются два слоя несмешивающихся жидкостей: криолитоглиноземный электролит и жидкий алюминий, через них протекает электрический ток. Величина плотности электрического тока в электролите ограничена и не превышает 1 А/см^2 (при плотности тока выше этого значения наблюдается значительное газовыделение из-за разрушения электролита). Ток в электролизерах достигает величины в 250 кА , поэтому электромагнитные силы, действующие на расплав, играют существенную роль в гидродинамических процессах имеющих место в ванне электролизера. Для того чтобы сохранилось физическое подобие по безразмерному комплексу, характеризующему объемные электромагнитные силы при значительном снижении линейных размеров модели, необходимо повысить плотность тока в сравнении с реальным объектом. Такие плотности тока не может выдержать ни один известный электролит. По этой причине в известных экспериментах [201,240] электролит не моделировался.

Эксперименты проводились со слоем жидкого низкотемпературного металла, который наливался в ванну, а к его поверхности через блоки, моделирующие анодный массив, подводился электрический ток. Анодный массив, касаясь поверхности слоя и закрывая большую ее часть, исключал возможности появления ее колебаний.

3.4.1. Кондукционная модель

Основной отличительной чертой наших экспериментов является то, что анодный массив в них моделировался системой медных вертикальных стержней отстоящих друг от друга на расстояние в 10 мм. При этом стержни моделировали токоподвод к слою расплава в ванне и создавали магнитное поле анодного массива, при этом они не мешали вертикальным перемещениям поверхности жидкого металла. Мы сознавали, что в наших экспериментах, можно соблюсти лишь геометрическое подобие, так как подобия по безразмерным критериям характеризующих задачу, соблюсти, к сожалению, не удастся. Однако, цель наших качественных экспериментов состояла в основном в демонстрации влияния различных вариантов расположения токоведущих элементов на циркуляцию расплава в ванне и в наблюдении явления неустойчивости поверхности слоя жидкого металла в ванне.

Физическая модель Рис.3.13 представляла собой прямоугольную кювету, в которую заливался жидкий галлиевый сплав С-ГИО (ТУ-48-6-72-83) с размерами слоя 0,29X0,075X0,012 м. Сверху жидкого металла, касаясь его поверхности, располагался анодный массив, состоящий из набора медных стержней (диаметр 3мм). В верхней своей части стержни закреплялись в медной пластине толщиной 20мм.

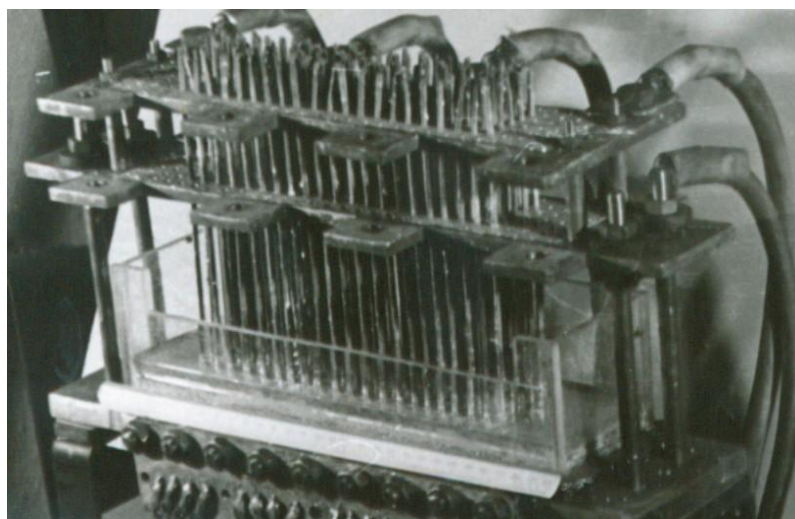


Рис.3.13 Общий вид экспериментальной модели электролизера с токоподводными элементами.

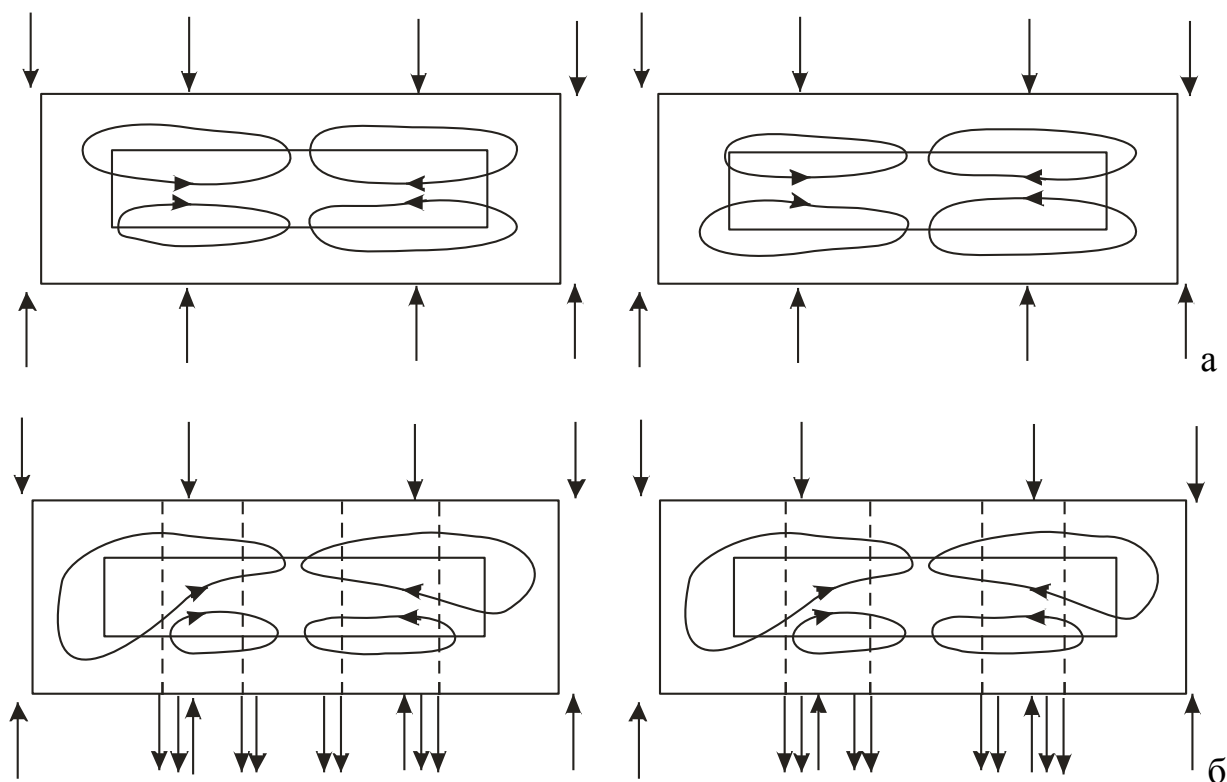
Поперечное сечение пакета стержней было 0,206 X 0,041м, причем сечение этого пакета (анодного массива) в экспериментах могло изменяться,

путем изменения числа стержней в пакете. Анодные стояки моделировались гибкими проводами, которые возможно было подсоединять к медной плите анодного массива различными способами, моделируя различные варианты ошиновок электролизеров (продольного или поперечного расположения в цеху). Дно ванны модели было, выполнено из толстой (20мм), нержавеющей стальной пластины, которая моделировала подину ванны, обладающую меньшей чем у слоя металла, проводимостью. В длинные боковые стенки этой пластины были ввинчены медные шпильки, моделирующие ряд катодных стержней (блумсов).

Подсоединяя к ним различным способом гибкие провода (катодные шины), можно было на качественном уровне моделировать ситуацию одностороннего и двухстороннего токоотвода от подины ванны.

В ходе эксперимента через расплав пропусклся постоянный электрический ток силой до 4,5 кА. Сверху жидкий металл заливался слабым раствором соляной кислоты, при этом его поверхность очищалась, и появлялись мелкие пузырьки водорода, которые показывали циркуляцию сплава в ванне.

В эксперименте наблюдались планарные циркуляционные течения металла Рис.3.14, скорость которых по визуальным наблюдениям достигала нескольких сантиметров в секунду. На Рис.3.14 представлены картины течений, наблюдаемых при различных вариантах расположения анодных стояков и катодной ошиновки. Форма течения в эксперименте была похожа на форму течения, полученную в результате расчетов, выполненных с использованием упрощенной модели.



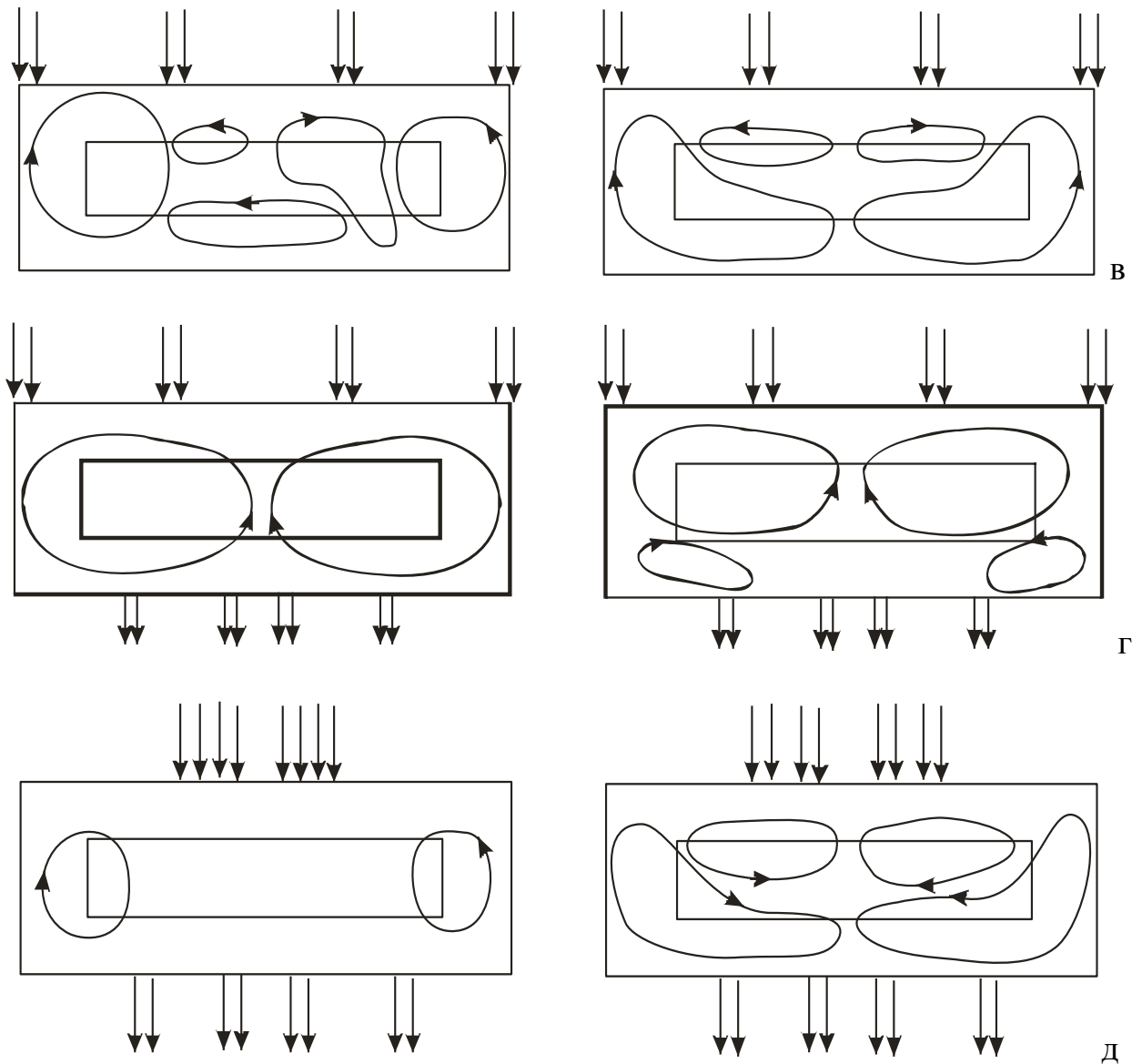


Рис.3.14. Планарная циркуляция в ванне наблюдаемая в эксперименте при различных вариантах токоподвода (слева). Справа показаны расчетные течения. *а* - ток подводится к анодному массиву четырьмя анодными стояками с одной и с другой стороны. Ток отводится от подины вертикально вниз. *б* – ток подводится к анодному массиву четырьмя анодными стояками с одной и с другой стороны. Ток отводится от подины с одной стороны. *в* - ток подводится к анодному массиву четырьмя анодными стояками с одной стороны. Ток отводится от подины вертикально вниз. *г* - ток подводится к анодному массиву четырьмя анодными стояками с одной стороны. Ток отводится от подины с одной стороны. *д* - ток подводится к анодному массиву сгруппированными вместе анодными стояками с одной стороны. Ток отводится от подины с одной стороны. Стрелками, направленными к ванне с расплавом, обозначен ток анодных стояков идущий к анодному массиву. Стрелками, направленными от ванны, обозначен ток катодной ошиновки

При симметричном двустороннем токоподводе, когда «анодные стояки» располагаются симметрично вдоль боковых сторон ванны, а действие катодных шин минимизировано, в ванне наблюдается четырехконтурное течение Рис.3.14а.

При такой ошиновке доминирует механизм, обусловленный магнитным полем тока в анодном массиве.

В случае, когда токоподвод осуществляется «анодными стояками» вдоль одной стороны модели, а токоотвод «катодными» шинами с другой стороны, в ванне наблюдалась интенсивная, достигающая до 0,1 м/с, двухконтурная циркуляция Рис.3.14 г,д.

В этом случае при определенных значениях тока наблюдалась неустойчивость поверхности сплава в ванне, сопровождаемая колебаниями этой поверхности. Иногда эти колебания сопровождались разбрызгиванием и разрывом электрической цепи.

Было замечено, что с увеличением площади анодного массива порог неустойчивости поверхности повышался Рис.3.15 .

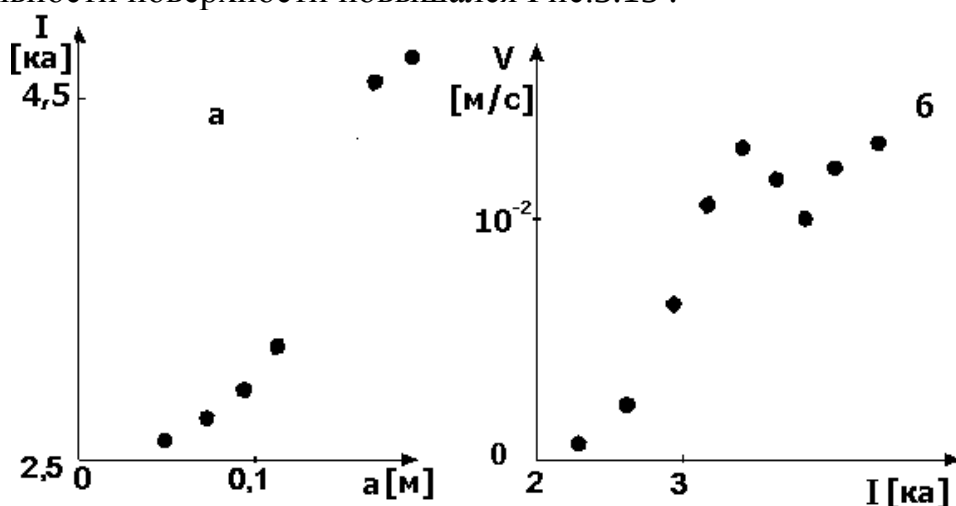


Рис.3.15. а) Зависимость порога неустойчивости поверхности жидкого металла в ванне от площади (a -длина анода) при двухвихревом движении. б) Зависимость скорости течения от величины тока в модели при четырехвихревом движении.

3.4.2. Индукционная модель

Как уже говорилось, любая модель электролизера, в которой электромагнитные силы обеспечиваются взаимодействием электрического тока с собственным магнитным полем, имеет большие недостатки, во-первых невозможно соблюсти подобие по безразмерным комплексам характеризующих задачу, а во-вторых, как правило, в таких моделях отсутствует свободная поверхность слоя и невозможно наблюдать явление неустойчивости свободной поверхности слоя.

Идея эксперимента состояла в том, чтобы бесконтактным способом (например, индукционным) возбудит в слое металла со свободной поверхностью объемные силы похожие на те, что действуют в ванне электролизера [180].

Были изготовлены две модели:

1. Первая модель представляла собой прямоугольную кювету ($l=0,2\text{ м}$; $c=0,1\text{ м}$), в которую наливался слой галлиевого сплава глубиной $h_2 = 0,01\text{ м}$. На сплав наливался слой слабой соляной кислоты $h_1=0,005\text{ м}$, который сверху покрывался пластиной из оргстекла. Кювета располагалась в зазоре между прямоугольными полюсами ($a = 0,071\text{ м}$; $b = 0,056\text{ м}$) С-образного сердечника с обмоткой намагничивания, который создавал в зазоре переменное магнитное поле (50 Гц). Рис.3.16.
2. Вторая модель имела размеры полюсов и ванны, соответственно, $0,03 \times 0,128\text{ м}$ и $0,06 \times 0,18\text{ м}$ и была геометрически подобна ванне реального электролизера Рис. 3.17. Под действием переменного магнитного поля нормального плоскости слоя в сплаве индуцировался электрический ток, замыкающийся в плоскости слоя вокруг силовых линий поля. Взаимодействие вертикального магнитного поля с индуцированным им током порождало объемные электромагнитные силы в слое, аналогичные силам, (в реальных электролизерах) порождаемым взаимодействием вертикальной компоненты электрического тока в слое расплава, с азимутальным магнитным полем этой компоненты. При небольших значениях переменного магнитного поля на сплав действовали относительно слабые объемные силы, и они вызывали слабую циркуляцию сплава в кювете. В случае, когда полюса сердечника располагались строго по центру, в кювете возникала четырехконтурная циркуляция Рис.3.18. В случае, когда полюс был сдвинут к одному из длинных бортов, в кювете генерировалась двухконтурная циркуляция Рис.3.19.

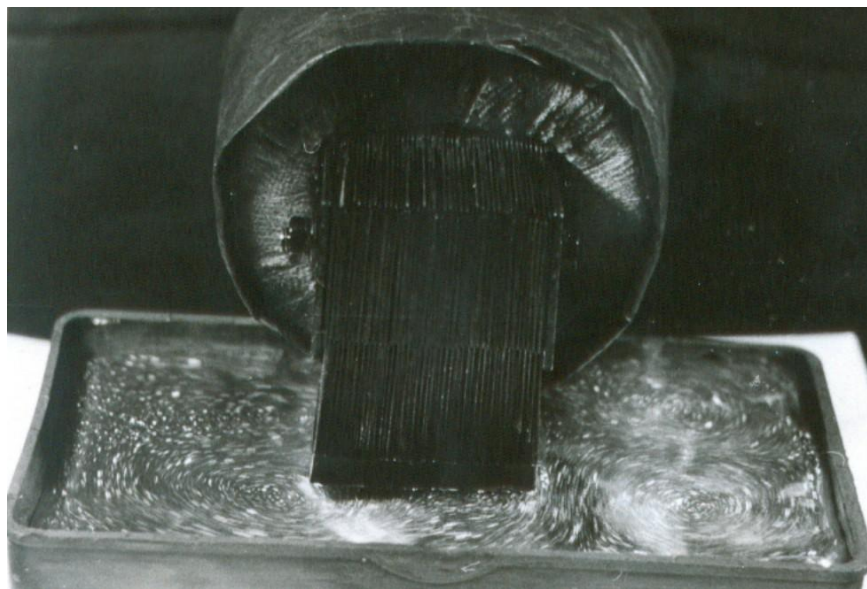


Рис.3.16. Индукционная установка, генерирующая планарные вихревые движения в тонком слое жидкого галлиевого сплава. На фото показан момент колебания поверхности металла в прямоугольной ванне, вызванного четырехконтурной циркуляцией, генерируемой в ванне индуктором.



Рис. 3.17. Индукционная экспериментальная установка, в которой форма ванны и сечение полюса индуктора геометрически подобны форме ванны и анодного массива реального промышленного электролизера. На фото видна многоконтурная циркуляция, генерируемая индуктором в слое металла.



Рис.3.18. Моделирование (индукционным способом) четырехконтурной циркуляции в ванне с галлиевым сплавом. Для визуализации течения поверх слоя металла налит тонкий слой слабой соляной кислоты.

Как уже говорилось, при физическом моделировании, соблюдение подобия по всем безразмерным параметрам с реальным электролизером невозможно. По этой причине, будем соблюдать подобие по безразмерному числу S (отношение электромагнитных сил к вязким силам).

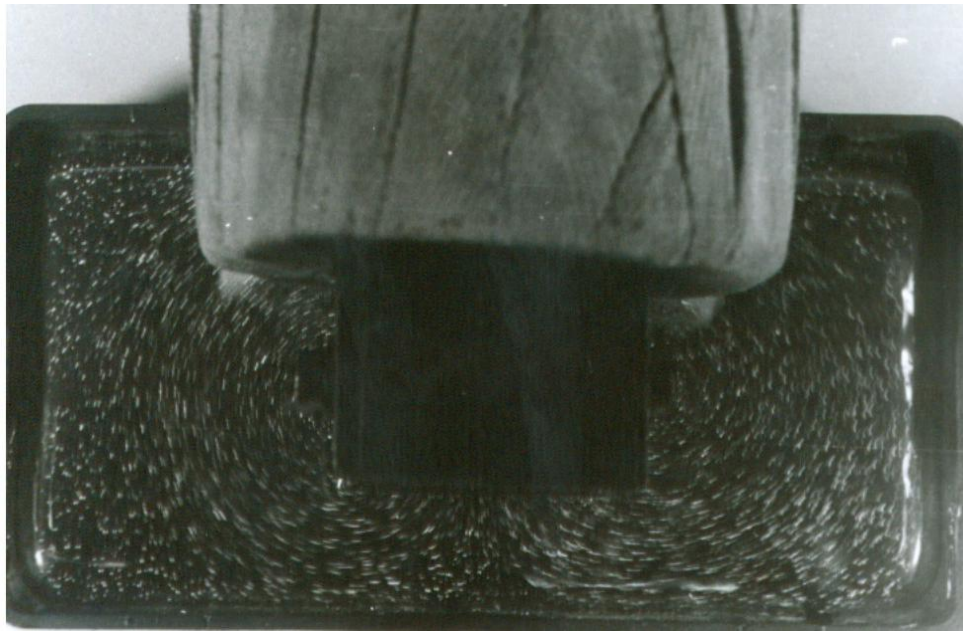


Рис.3.19. Моделирование (индукционным способом) двухконтурной циркуляции в ванне с галлиевым сплавом.



Рис.3.20. Попеременное усиление диагональных вихрей при четырехконтурной циркуляции, при усилении интенсивности течения.

В случае индукционных электромагнитных сил безразмерный критерий, характеризующий величину электромагнитных сил и аналогичный S , можно выразить так

$$S_m = \frac{2B_m^2 \omega_m h_m^3 (A_m + B_m)}{\rho_m V_m^2} \quad (3.10)$$

Таким образом, для физического моделирования нужно соблюдать равенство $S = S_m$

$$\frac{I_0^2 \mu_0 h_2^3}{\rho_2 \nu_2^2 2AB(A+B)} = \frac{2B_m^2 \omega_m h_m^3 (A_m + B_m)}{\rho_m \nu_m^2} \quad (3.11)$$

Здесь нижний индекс 2 относится к металлу в ванне реального электролизера, а нижний индекс m относится к слою металла в кювете индукционной модели.

ω - круговая частота магнитного поля.

h, σ, ρ, ν - соответственно, толщина слоя металла, его электрическая проводимость, плотность и кинематическая вязкость.

A и B длина и ширина анодного массива или полюса сердечника индуктора в эксперименте.

Эксперименты с первой моделью показали, что движение в кювете при центральном расположении полюса индуктора начинается в виде четырехконтурного планарного вихревого течения Рис.3.18, причем, движение начинается сразу «безпороговым» образом. С усилением магнитного поля интенсивность течения нарастает, это приводит к деформации границы металл-электролит, что в свою очередь влияет на течение металла. С возрастанием магнитного поля, после некоторого его значения, мы наблюдали попеременное усиление и ослабление диагональных вихрей Рис.3.20. При достижении магнитного поля 0,1 Тл, поверхность металла со временем приходила в колебательное движение Рис.3.16. Колебание поверхности происходили в направлении вытянутой стороны кюветы с пространственным полупериодом равным длине кюветы и периодом колебания $\tau \approx 1$ с. График зависимости максимальной скорости планарной четырехконтурной циркуляции от величины переменного магнитного поля индуктора для первого варианта установки приведен на Рис.3.21. На кривой, имеющей тенденцию линейного роста, замечен излом, который можно отождествить с перестройкой течения в этой точке, а в точке $B \approx 0,1$ Тл наблюдается колебание поверхности, скорость при этом резко падает.

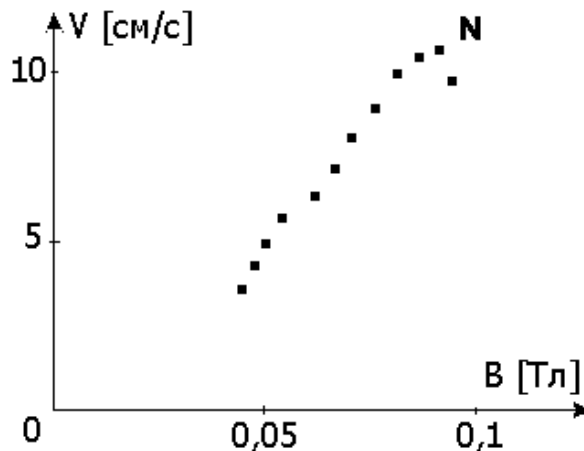


Рис.3.21. Зависимость скорости циркуляции металла в эксперименте от величины индукции магнитного поля в межполюсном зазоре индуктора. Верхняя точка кривой N , где скорость резко падает, соответствует началу колебания поверхности слоя.

Изменение формы ванны ведет к изменению порога начала колебаний. При уменьшении длины ванны и выполнения соотношения $A/B = L/C$, порог возникновения колебания поверхности смещается в область более высоких значений магнитного поля примерно на 30%. Выполнение этого соотношения повышает порог стабильности в электролизерах [172].

При небольшом смещении полюсов сердечника к борту, к большей боковой стороне кюветы, происходит возбуждение только двухконтурной циркуляции симметричной относительно поперечной оси кюветы, при этом порог возникновения колебаний смещается в область более низких (порядка 20-25%) значений магнитного поля. Таким образом, такая форма циркуляции обладает меньшим порогом стабильности границы раздела металл-электролит. В экспериментах при двухконтурной циркуляции значительно чаще наблюдалось явление местного обнажения дна.

Вторая экспериментальная модель, выполненная в геометрическом подобии с электролизером на 255 кА (ТАДАЗ) показала, что при полюсе, более полно перекрывающем поверхность кюветы, течение дробится на большее число контуров циркуляции с выделением основных четырех, смещенных к углам полюса индуктора, и нескольких дополнительных, расположенных в центральной части Рис.3.17.

В этом случае неустойчивость границы металл-электролит наступает при более высоких значениях магнитного поля $B = 0,15$ Тл, что соответствует (исходя из равенства (3.11)) току в реальном электролизере 240 кА. В случае выраженной двухконтурной циркуляции с расположением контуров вдоль вытянутой стороны кюветы, порог неустойчивости границы металл-электролит несколько снижался, и колебания начинались при магнитном поле $B = 0,116$ Тл, что соответствует току в электролизере в 180 кА. По порядку величин эти результаты соответствуют аналогичным явлениям, наблюдаемым на реальных электролизерах большой мощности.

Течение со свободной поверхностью в поле сил тяжести моделируется с использованием критерия Фруда $Fr = v^2/gh$, характеризующее отношение силы инерции к силам тяжести. При колебаниях свободной поверхности текущей жидкости важным является число Струхала $Sh = h/v\tau$, характеризующее отношение инерционной силы к конвективной.

Число Fr в эксперименте с четырехконтурной циркуляцией, в момент возникновения неустойчивости, было $Fr \approx 0,15$. Следовательно, если структура течения в ванне реального электролизера близка к четырехвихревой, то при толщине слоя жидкого металла 0,25м максимальное значение скорости (в момент возникновения неустойчивости границы металл-электролит) в ванне электролизера составит $v_{\max} = \sqrt{Fr \cdot g \cdot h} \approx 0,6$ м/с. Эта скорость в несколько раз завышена по сравнению с той, что известна из литературы [241,242]. Однако надо учитывать, что течение в ваннах реальных электролизерах отличается от реализованного нами в эксперименте.

Период колебания поверхности металла в ванне модели составлял 1-1,5 с. Используя подобие по числу Струхала ($Sh_m = Sh_{\text{электр}}$), определим период колебаний в ванне реального электролизера $\tau \approx 30-45$ с.

В реальных электролизерах наблюдается колебание поверхности металла с периодом в 40 секунд, что близко к значениям полученным на основе модельных экспериментов.

3.5. Упрощенная модель гидродинамических процессов в ванне мощных алюминиевых электролизеров

Циркуляционные течения в тонком слое электролита и расположенном под ним слое жидкого алюминия при определенных условиях могут порождать волнение границы их раздела. Это явление моделировалось в работе [243]. С использованием к-ε модели рассчитывалось турбулентное течение электролита и алюминия в ванне электролизера, при этом полагалось, что граница раздела жестко закреплена. Уже по вычисленному полю скоростей определялось распределение давления, и по нему определялась деформация границы металл-электролит. Такой подход существенно обедняет явление, исключая из рассмотрения взаимное влияние течения и волнения границы раздела, которое носит нелинейный характер и существенно в рассматриваемом процессе. Необходимо также принимать во внимание трехмерность течения, однако, решение трехмерных уравнений Навье-Стокса весьма трудоемкий и дорогой процесс. По этой причине привлекательным является редукция уравнений Навье-Стокса, при которой уравнения значительно упрощаются, но информация о трехмерности процесса в них сохраняется.

3.5.1. Редукция уравнений Навье-Стокса для течений в системе из двух тонких слоев жидкости

Для описания течения в плоском слое, т.е. когда толщина слоя много меньше его размеров в плане Рис.3.22, можно использовать приближенные двумерные уравнения, полученные редукцией трехмерных уравнений Навье-Стокса.

Рассмотрим тонкий слой жидкого металла. Снизу металл ограничен твердой поверхностью, а сверху располагается тонкий слой расплавленного электролита, верхняя граница которого ограничена твердой поверхностью. За единицу длины выберем толщину слоя металла d Рис.3.22. Физические величины относящиеся к слою электролита обозначим индексом I, а относящиеся к слою металла обозначим индексом II. Пусть на границе раздела металл-электролит возможно возникновение небольших вертикальных возмущений границы ζ таких, чтобы выполнялось условие $\partial\zeta/\partial x, \partial\zeta/\partial y \ll 1$

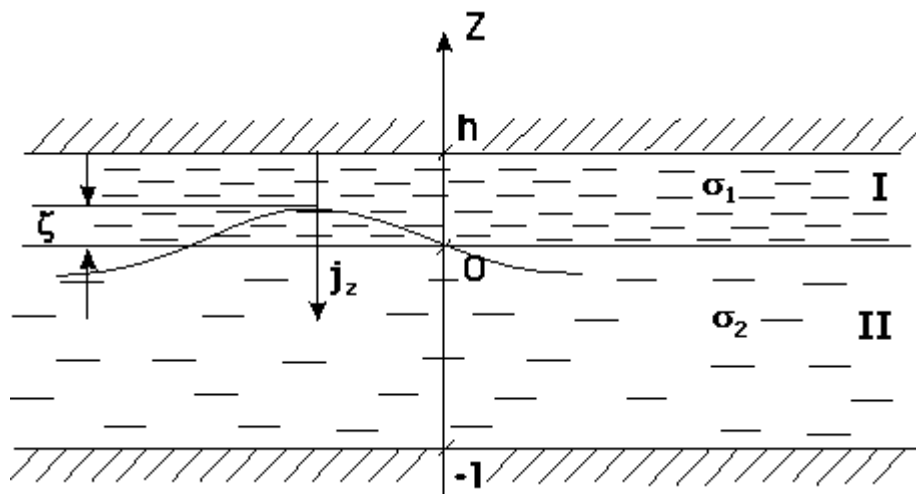


Рис.3.22. Схематическое представление возмущения границы металл (II)-электролит (I).

Представим планарные компоненты скорости (как и в параграфах 1.1.2 и 2.1.2) в виде ряда

$$v_i^k(x, y, z, t) = \sum_j \bar{v}_{i,j}^k(x, y, t) \varphi_j^k(z) + v_{0,i}^k(x, y, z, t) \quad (3.12)$$

Здесь индекс $k = I$ соответствует слою электролита, а $k = II$ соответствует слою жидкого алюминия. Сходимость этого ряда зависит от удачного выбора функций $\varphi_j^k(z)$.

Хорошие результаты дают функции, полученные из решения упрощенной задачи, описывающей тот или иной похожий процесс. При этом бывает достаточно использование одного члена с одной базисной функцией в разложении (3.12) [157]. В случае циркуляционного течения в плоских замкнутых полостях, наряду с этими течениями, существует замкнутое течение в поперечном слое сечении, которое обусловлено с одной стороны центробежными силами в планарных вихрях, с другой стороны – вязким трением в придонной области (в тонких слоях жидкости интенсивность такого течения много меньше интенсивности планарных циркуляционных течений).

В нашем случае для представления скорости ограничимся двумя членами ряда с базисными функциями, отвечающими за поперечный профиль течения в слое

$$v_i^k(x, y, z, t) = v_i^k(x, y, t) \cdot \varphi_1^k(z) + \Gamma_i^k(x, y, t) \cdot \varphi_2^k(z) + v_{0,i}^k(x, y, z, t) \quad (3.13)$$

Базисная функция $\varphi_1^k(z)$ отвечает за выпуклый профиль «проточного» течения (в замкнутой полости это планарное циркуляционное течение). Функция $\varphi_2^k(z)$ отвечает за течения в поперечном сечении слоя (индуцированные планарными вихрями течения). Здесь $v_{0,i}^k(x, y, z, t)$ некая функция, находящаяся из частного решения этой или подобной задачи (в частности она может быть равной нулю). Наложим на эти функции дополнительные условия, которые в размерном виде запишутся как:

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \phi_1^k dz \equiv 1; \quad \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \phi_2^k dz \equiv 0; \quad \int_{-d/2}^{d/2} v_{0i}^k(x, y, z, t) dz \equiv 0,$$

где d – толщина слоя жидкого алюминия поперек, которого происходит осреднение.

Для упрощения трехмерной системы уравнения Навье – Стокса, в случае плоского слоя, приведем эти уравнения к двумерному виду. Однако, для сохранения информации о трехмерности течения необходимо выразить вертикальную компоненту скорости через планарные составляющие v_x, v_y .

Выразим в уравнении непрерывности v_x, v_y с помощью (3.13)

$$\left(\frac{\partial v_{0x}}{\partial x} + \frac{\partial v_{0y}}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial \bar{v}_x^{\Pi}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y^{\Pi}}{\partial y} \right) \phi_1^{\Pi} + \left(\frac{\partial \Gamma_x^{\Pi}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y^{\Pi}}{\partial y} \right) \phi_2^{\Pi} + \frac{\partial v_z^{\Pi}}{\partial z} = 0 \quad (3.14)$$

Проинтегрируем это уравнение непрерывности поперек слоя от -1 до z (здесь и далее перейдем к безразмерному виду, за единицу длины выбрана толщина слоя алюминия d , за единицу скорости v/d , за единицу времени d^2/ν) и учитывая, что

$$v|_{z=0} = \frac{d\zeta}{dt}; \quad v|_{z=-1} = 0 \quad (3.15)$$

получим

$$v_z^{\Pi} = \frac{d\zeta}{dt} \cdot \Phi_1 - \left(\frac{\partial \Gamma_x^{\Pi}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y^{\Pi}}{\partial y} \right) \cdot \Phi_2 - \Phi_0, \quad (3.16)$$

здесь $\zeta(x, y, t) \ll 1$ отклонение поверхности раздела от равновесного положения $z = 0$

$$\Phi_0 \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x} \int_{-1}^z v_{0x} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-1}^z v_{0y} dz \right); \quad \Phi_1 \equiv \int_{-1}^z \phi_1 dz; \quad \Phi_2 \equiv \int_{-1}^z \phi_2 dz;$$

$$\Phi_0(z=0) = 0; \quad \Phi_0(z=-1) = 0;$$

$$\Phi_1(z=0) = 1; \quad \Phi_1(z=-1) = 0;$$

$$\Phi_2(z=0) = 0; \quad \Phi_2(z=-1) = 0$$

Вернемся к уравнению непрерывности и проинтегрируем его поперек слоя в пределах от -1 до 0 (Рис.3.22.) и, учитывая (3.15), получим двумерный аналог уравнения непрерывности тонкого слоя несжимаемой жидкости со свободной поверхностью

$$\frac{\partial \bar{v}_x^{\Pi}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y^{\Pi}}{\partial y} = - \frac{d\zeta}{dt} \quad (3.17)$$

Запишем уравнения движения для второго слоя в безразмерном дивергентном виде (используя приближения мелкой воды, полагаем, что $v_z \ll v_x, v_y$ и $\partial/\partial z \gg \partial/\partial x, \partial/\partial y$, $\partial\zeta/\partial x, \partial\zeta/\partial y \ll 1$).

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_z v_x}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \Delta v_x + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + S \cdot f_x \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial v_x v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_y v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z v_y}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \Delta v_y + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} + S \cdot f_y \\ 0 &= -\frac{\partial p}{\partial z} + G(1 - \tilde{\rho})\end{aligned}\tag{3.18}$$

$$\tilde{\rho} = \rho_1 / \rho_2; \quad G = \frac{g \cdot d_2^3}{v_2^2}; \quad S = \frac{I^2 \mu_0 d^3}{2v^2 \rho AB(A+B)}$$

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Проинтегрируем последнее третье уравнение в системе (3.18) по z от -1 до ζ , после чего определим $\frac{\partial p}{\partial x}; \frac{\partial p}{\partial y}$.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \zeta}{\partial x} G(1 - \tilde{\rho}); \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial \zeta}{\partial y} G(1 - \tilde{\rho})$$

Отсюда уравнения 3.18. можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_z v_x}{\partial z} &= -G(1 - \tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \Delta v_x + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + S \cdot f_x \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial v_x v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_y v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z v_y}{\partial z} &= -G(1 - \tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \Delta v_y + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} + S \cdot f_y\end{aligned}\tag{3.19}$$

Систему уравнений (3.19) после подстановки в нее выражений (3.13) и (3.16) можно записать в виде (уравнения описывают движение металла в слое жидкого алюминия и, для упрощения, верхний индекс II мы опускаем)

$$\begin{aligned}& \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} \varphi_1 + \frac{\partial \Gamma_x}{\partial t} \varphi_2 + \frac{\partial}{\partial x} (2\bar{v}_x \varphi_1 v_{0x} + 2\Gamma_x \varphi_2 v_{0x} + v_{0x}^2 + \bar{v}_x^2 \varphi_1^2 + 2\bar{v}_x \Gamma_x \varphi_1 \varphi_2 + \Gamma_x^2 \varphi_2^2) + \\ & \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}_x \varphi_1 v_{0y} + \Gamma_x \varphi_2 v_{0y} + \bar{v}_y v_{0x} \varphi_1 + \Gamma_y \varphi_2 v_{0x} + v_{0x} v_{0y} + \bar{v}_x \bar{v}_y \varphi_1^2 + \bar{v}_x \Gamma_y \varphi_1 \varphi_2 + \bar{v}_y \Gamma_x \varphi_1 \varphi_2 + \\ & + \Gamma_x \Gamma_y \varphi_2^2) + \frac{\partial}{\partial z} [-\bar{v}_x \varphi_1 \Phi_0 + \Gamma_x \varphi_2 \Phi_0 + \Phi_1 v_{0x} \frac{d\zeta}{dt} - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Phi_2 v_{0x} - \Phi_0 v_{0x} + \\ & \bar{v}_x \varphi_1 \Phi_1 \frac{d\zeta}{dt} - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Phi_2 \varphi_1 \bar{v}_x + \frac{d\zeta}{dt} \Gamma_x \Phi_1 \varphi_2 - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Gamma_x \varphi_2 \Phi_2] = \\ & -G(1 - \tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \Delta (\bar{v}_x \varphi_1 + \Gamma_x \varphi_2 + v_{0x}) + \bar{v}_x \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + \Gamma_x \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v_{0x}}{\partial z^2} + S f_x\end{aligned}\tag{3.20}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} \varphi_1 + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial t} \varphi_2 + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{v}_x \varphi_1 v_{0y} + \Gamma_x \varphi_2 v_{0y} + \bar{v}_y v_{0x} \varphi_1 + \Gamma_y \varphi_2 v_{0x} + v_{0x} v_{0y} + \bar{v}_x \bar{v}_y \varphi_1^2 + \\
& \bar{v}_x \Gamma_y \varphi_1 \varphi_2 + \bar{v}_y \Gamma_x \varphi_1 \varphi_2 + \Gamma_x \Gamma_y \varphi_2^2) + \frac{\partial}{\partial y} (2\bar{v}_y \varphi_1 v_{0y} + 2\Gamma_y \varphi_2 v_{0y} + v_{0y}^2 + \bar{v}_y^2 \varphi_1^2 + \\
& 2\bar{v}_y \Gamma_y \varphi_1 \varphi_2 + \Gamma_y^2 \varphi_2^2) + \frac{\partial}{\partial z} [-\bar{v}_y \varphi_1 \Phi_0 + \Gamma_y \varphi_2 \Phi_0 + \Phi_1 v_{0y} \frac{d\zeta}{dt} - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Phi_2 v_{0y} - \\
& \Phi_0 v_{0y} + \bar{v}_y \varphi_1 \Phi_1 \frac{d\zeta}{dt} - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Phi_2 \varphi_1 \bar{v}_y + \frac{d\zeta}{dt} \Gamma_y \Phi_1 \varphi_2 - \left(\frac{\partial \Gamma_x}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_y}{\partial y} \right) \Gamma_y \varphi_2 \Phi_2] = \\
& -G(1-\tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \Delta(\bar{v}_y \varphi + \Gamma_y \varphi_2 + v_{0y}) + \bar{v}_y \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + \Gamma_y \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v_{0y}}{\partial z^2} + S f_y
\end{aligned} \quad (3.21)$$

Вместе с уравнением (3.17) мы получили три уравнения для описания течения во втором слое (слое алюминия), описываемые пятью динамическими переменными $\bar{v}_x$, $\bar{v}_y$, Γ_x , Γ_y , ζ (функции v_{0x} , v_{0y} для ряда задач могут быть найдены из решения в каком либо приближении задачи о течении электролита в первом слое). Полученных уравнений меньше, чем неизвестных переменных, для того чтобы преодолеть имеющуюся трудность и получить нужное число уравнений, подберем две функции ψ_1 , ψ_2 такие, чтобы выполнялось условие

$$\int_{-1}^0 \psi_1 \cdot \varphi_2 dz = 0; \quad \int_{-1}^0 \psi_2 \cdot \varphi_1 dz = 0 \quad (3.22)$$

Для нашего случая $\psi_1 = 1$; $\psi_2 = 1 + \beta z$, где β - некий коэффициент, найденный из условия (3.22).

Умножив систему (3.20-3.21) последовательно на ψ_1 и ψ_2 и, проинтегрировав их по z от -1 до 0 вместе с уравнением (3.17), получим пять уравнений для нахождения пяти динамических переменных ($\bar{v}_x$, $\bar{v}_y$, Γ_x , Γ_y , ζ), описывающих течение в слое алюминия и деформацию границы раздела металл - электролит. Отметим, что на границе по периметру области должны выполняться условия: $v = 0$; $\Gamma = 0$; $\partial \zeta / \partial n = 0$.

3.5.2. Определение функций ϕ_1^k , ϕ_2^k , v_0 .

Для того, чтобы реально использовать предложенную математическую модель, необходимо определить базисные функции ϕ_1^k , ϕ_2^k , и функцию v_{0i} , учитывающие турбулентный характер течения при наличии различных электромагнитных сил в слое жидкого алюминия и электролита. Для этого рассмотрим слой электролита и алюминия. Электролит обладает большой вязкостью (в четыре раза большей, чем жидкий алюминий). Толщина его слоя относительно мала (в шесть раз меньше слоя алюминия), поэтому в то время как в слое алюминия числа Рейнольдса (определенные по толщине слоя) достигают десятков тысяч, и течение носит турбулентный характер, числа Рейнольдса в электролите не превышают тысячи. Таким образом, будем считать течение алюминия турбулентным, а течение электролита (с известной долей оптимизма) ламинарным.

Профиль ламинарного течения в тонком слое параболический. Турбулентный профиль имеет уплощенное ядро и резкое падение скорости вблизи стенки.

Представим скорость в первом и втором слое соответственно

$$v_i^I = k_{i0} + k_{i1}z + k_{i2}z^2 \quad (3.23)$$

$$v_i^{II} = A_{i0}(1-z^{2n}) + A_{i1} + A_{i2}z + A_{i3}z^2 + A_{i4}z^3$$

Если допустить, что течение в первом слое нетурбулентное, то приближенно можно описывать течение в первом слое простейшим уравнением

$$\frac{\partial^2 v_i^I}{\partial z^2} = F_i^I \quad (3.24)$$

$$\text{где } F_i^I = \frac{\partial p}{\partial x_i} + S f_i$$

Кроме того, для течения в этих слоях будут выполняться условия

$$v_i^I|_{z=h} = 0; \quad v_i^I|_{z=0} = v_i^{II}|_{z=0}; \quad \bar{\eta} \frac{\partial v_i^I}{\partial z}|_{z=0} = \frac{\partial v_i^{II}}{\partial z}|_{z=0}; \quad v_i^{II}|_{z=-1} = 0; \quad \int_{-1}^0 v_i^{II} dz = \bar{v}_i^{II} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial v_i^{II}}{\partial z}|_{z=-1} = 0,5 \bar{v}_i^{II} (\kappa_1 + \kappa_2 |v|); \quad \bar{\eta} \equiv \eta_1 / \eta_{m0}; \quad \eta_{m0} = \eta_2 (1 + 0,5 \kappa_2 |v|).$$

Отметим, что при нашем выборе единиц $|v| \equiv \text{Re}$.

Положим, что

$$\int_{-1}^0 A_{i0}(1-z^{2n})dz = \bar{v}_i^{II}; \quad \frac{\partial A_{i0}(1-z^{2n})}{\partial z}|_{z=-1} = 0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|) \bar{v}_i^{II}$$

Тогда для выполнения (3.25) необходимо чтобы

$$(A_{i1} + A_{i2}z + A_{i3}z^2 + A_{i4}z^3)|_{z=-1} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(A_{i1} + A_{i2}z + A_{i3}z^2 + A_{i4}z^3)|_{z=-1} = 0$$

$$\int_{-1}^0 (A_{i1} + A_{i2}z + A_{i3}z^2 + A_{i4}z^3)dz = 0$$

Из этих условий можно составить систему уравнений и найти неизвестные коэффициенты k_{ij} и A_{ij}

$$n = \frac{0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|) - 1}{2}; \quad A_{i0} = \frac{0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|)}{0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|) - 1} \bar{v}_i^{II};$$

$$A_{i1} = \frac{h^2 \bar{\eta} F_i^I}{2(6h + \bar{\eta})} - \frac{\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{\kappa_1 + \kappa_2 |v|}{\kappa_1 + \kappa_2 |v| - 2} \bar{v}_i^{II}$$

$$A_{i2} = 6A_{i1}; \quad A_{i3} = 9A_{i1}; \quad A_{i4} = 4A_{i1}; \quad (3.26)$$

$$k_{0i} = -\frac{h^2 \bar{\eta} F_i^I}{2(6h + \bar{\eta})} + 6 \frac{\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{\kappa_1 + \kappa_2 |v|}{\kappa_1 + \kappa_2 |v| - 2} \bar{v}_i^{II};$$

$$k_{1i} = -\frac{3h^2 F_i^I}{6h + \bar{\eta}} + 6 \frac{\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{\kappa_1 + \kappa_2 |v|}{\kappa_1 + \kappa_2 |v| - 2} \bar{v}_i^{II}; \quad k_{2i} = \frac{F_i^I}{2}$$

Таким образом, после выделения получим, что v_{0i}^{II} и φ_1^{II}

$$\bar{v}_{0i}^{\text{II}} = -\frac{h^2 \bar{\eta} F_i^1}{6h + \bar{\eta}} \left(\frac{1}{2} + 3z + \frac{9}{2} z^2 + 2z^3 \right) \quad (3.27)$$

$$\varphi_1^{\text{II}} = \frac{0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|)}{0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|) - 1} (1 - z^{0,5\kappa_1 + \kappa_2 |v| - 1}) - \frac{\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{\kappa_1 + \kappa_2 |v|}{\kappa_1 + \kappa_2 |v| - 2} (1 + 6z + 9z^2 + 4z^3) \quad (3.28)$$

Похожим образом находим выражения для φ_2^I , φ_2^{II}

$$\varphi_2^I = 1 - \frac{4}{h} z + \frac{3}{h^2} z^2 \quad (3.29)$$

$$\varphi_2^{\text{II}} = 1 - \frac{4\bar{\eta}}{h} z - 3\left(3 + \frac{4\bar{\eta}}{h}\right) z^2 - 8\left(1 + \frac{\bar{\eta}}{h}\right) z^3 \quad (3.30)$$

Таким образом, $v_i^{\text{II}} = \bar{v}_i^{\text{II}} \varphi + \Gamma \varphi_2^{\text{II}} + v_{0i}^{\text{II}}$

После подстановки (3.27) – (3.30) в систему уравнений (3.20-3.21) и проецирования их на ψ_1 и ψ_2 можно получить систему двумерных уравнений для расчета гидродинамической картины течения в слое алюминия и электролита.

2.5.3. Циркуляционный механизм колебания границы раздела металл – электролит.

Из приведенного выше можно видеть, какую важную роль в полученных приближенных уравнениях движения выполняют функции, отвечающие за профиль течения в слое. От того насколько удачно будут выбраны эти функции, зависит степень достоверности описания реальных явлений полученными уравнениями. В то же время надо заметить, что второй член разложения (3.12) определяет объемные циркуляционные течения, индуцированные центробежными силами, вызванными планарной циркуляцией. По величине эти течения много меньше планарных. Если слой электролита много тоньше слоя металла или вязкость электролита много меньше турбулентной вязкости металла, то третьим членом разложения также можно пренебречь. Таким образом, скорость течения жидкости во втором слое упрощенно представим в виде: $v_i(x, y, z, t) = \bar{v}_i(x, y, t) \varphi_1(z)$, $i = x, y$. Здесь $\varphi_1(z)$ описывает некий выпуклый турбулентный профиль. Тогда уравнения (3.20-3.21) упрощаются и их можно представить в виде

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_j \bar{v}_i q)}{\partial x_j} + \bar{v}_i q_1 \frac{\partial \zeta}{\partial t} = -G(1 - \tilde{\rho}) \frac{d\zeta}{dx_i} + \Delta \bar{v}_i - \kappa_1 \bar{v}_i - \kappa_2 |\bar{v}| \bar{v}_i + S\gamma \cdot f_i; \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \bar{v}_i \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i}; \quad i, j = x, y,$$

где

$$q = \int_{-1}^0 \varphi_1^2 dz; \quad q_1 = \varphi_1(z=0) - 1; \quad S\gamma = \frac{I_0^2 \mu_0 d^3}{v_2^2 \rho_2 AB(A+B)}; \quad (3.32)$$

$$G = \frac{gd^3}{v_2^2}; \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad j_z = \frac{I_0}{AB}; \quad f_x = -j_z B_y \mathcal{G}; \quad f_y = -j_z B_x \mathcal{G},$$

здесь A, B – длина и ширина анодного массива;

ρ, ν – плотность и кинематическая вязкость жидкости;

$\kappa_1 = 13,8$, $\kappa_2 = 9,37 \cdot 10^{-3}$ – это экспериментально найденные константы, отвечающие за ламинарное и турбулентное трение жидкости о дно слоя [166];

θ – функция скачка равная 1 в области проекции анода и равна 0 вне ее.

Система уравнений (3.31) решалась численно с использованием Галеркинской процедуры на каждом временном шаге. Искомые величины v_x , v_y , ζ , с учетом граничных условий, представлялись рядами с разложением по тригонометрическому базису

$$\begin{aligned} v_x &= \sum_{m,n=1}^{m^*n^*} A_{mn} \psi_{mn}^{cs} \quad v_y = \sum_{m,n=1}^{m^*n^*} B_{mn} \psi_{mn}^{sc} \quad \zeta = \sum_{m,n=1}^{m^*n^*} D_{mn} \psi_{mn}^{ss} \\ \psi_{mn}^{cs} &= \cos \left\{ \frac{m\pi x}{l} - [1 + (-1)^m] \frac{\pi}{4} \right\} \sin \left\{ \frac{m\pi y}{c} - [1 + (-1)^n] \frac{\pi}{4} \right\} \\ \psi_{mn}^{sc} &= \sin \left\{ \frac{m\pi x}{l} - [1 + (-1)^m] \frac{\pi}{4} \right\} \cos \left\{ \frac{m\pi y}{c} - [1 + (-1)^n] \frac{\pi}{4} \right\} \\ \psi_{mn}^{ss} &= \sin \left\{ \frac{m\pi x}{l} - [1 + (-1)^m] \frac{\pi}{4} \right\} \sin \left\{ \frac{m\pi y}{c} - [1 + (-1)^n] \frac{\pi}{4} \right\}, \end{aligned} \quad (3.33)$$

где l, c – длина и ширина ванны, $m^* = 4, n^* = 4$,

$A_{mn}(t), B_{mn}(t), D_{mn}(t)$ – амплитуды разложения рассчитывались методом Рунге-Кутты [158,245].

В этом случае для упрощения рассматривается некая модельная ситуация, в которой считается, что ток имеет в расплаве лишь вертикальную составляющую. Компоненты магнитного поля B_x, B_y определялись методом аппроксимации данных (восстановлением значений магнитного поля на всей площади ванны по измеренным значениям по контуру проекции анода реального электролизера [241]). Из работы [242] брались исходные значения измеренного магнитного поля. В результате вычислений находилась кинетическая энергия вихревого движения в слое E и потенциальная энергия деформированной границы раздела слоев U . Соответственно мы их определяли как $E = k_1 \sum (A_{mn}^2 + B_{mn}^2)$ и $U = k_2 \sum D_{mn}^2$, где k_1, k_2 коэффициенты пропорциональности.

Проведенные расчеты показали, что до некоторого значения jS^* процесс характеризуется монотонным ростом кинетической энергии со временем циркуляционных течений в ванне электролизера вплоть до стационарного значения, без заметного возбуждения колебания границы раздела Рис.3.23. При этом величина кинетической энергии в установившемся режиме E пропорциональна квадрату силы тока jS Рис.3.24. При $jS > jS^*$ в системе, начиная с некоторого момента времени, пороговым образом начинает расти потенциальная энергия границы раздела сред U Рис.3.25, что связано с появлением заметных колебаний границы Рис.3.26. Это явление влечет за собой ограничение роста E . В дальнейшем процесс характеризуется обменом между кинетической энергией вихревого движения

и потенциальной энергией деформации границы раздела слоев электролита и металла. Из Рис.3.25 видно, что каждому локальному максимуму E соответствует локальный минимум U , и наоборот.

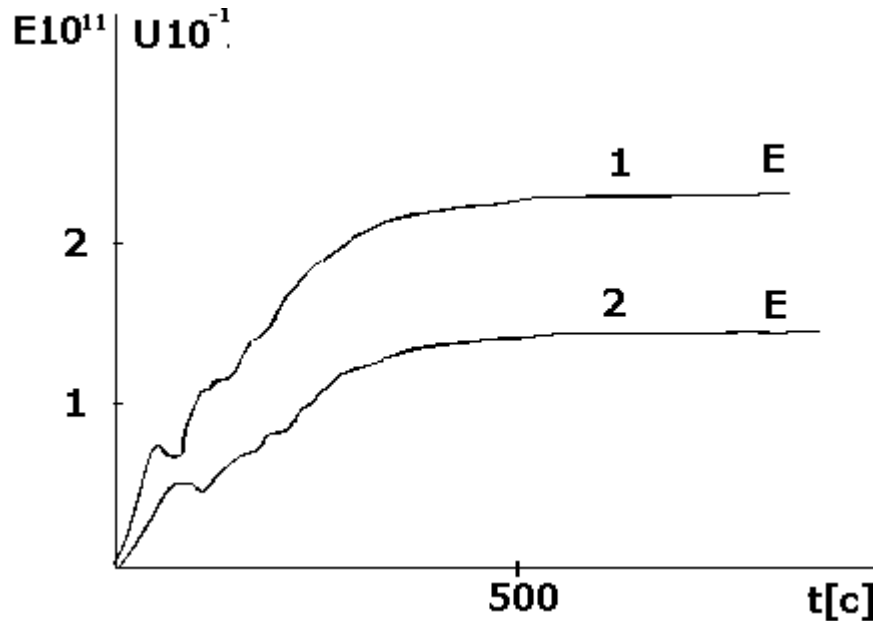


Рис.3.23. Рост кинетической энергии вихревого движения жидкого алюминия в электролизере поперечного расположения. Толщина слоя электролита 5 см., слоя алюминия 25 см., ширина и длина ванны 3,85 м, и 14,5 м; анода соответственно 3,15 м. и 13,45 м. 1) ток в электролизере 208286 А., 2. ток в электролизере 232782 А.

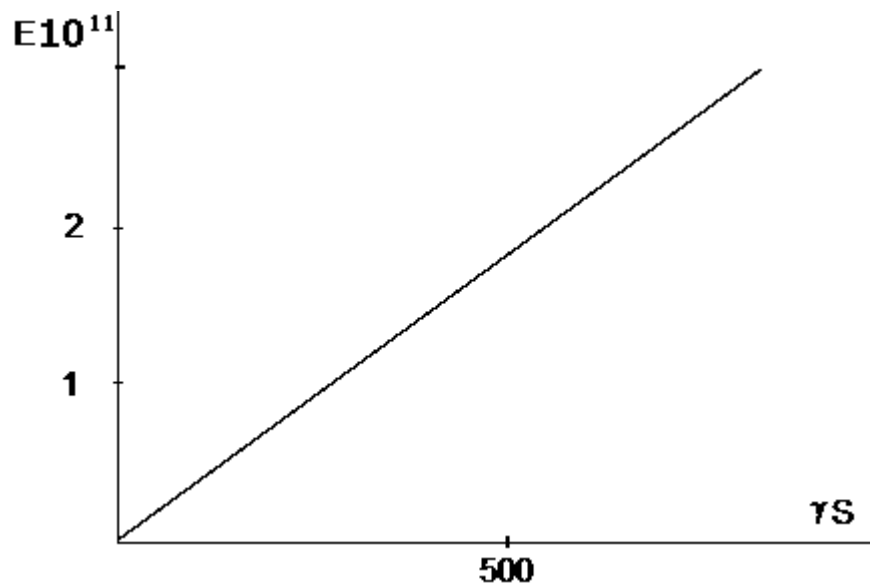


Рис.3.24. Зависимость кинетической энергии вихревого движения алюминия от безразмерного силового параметра γS (квадрат силы тока).

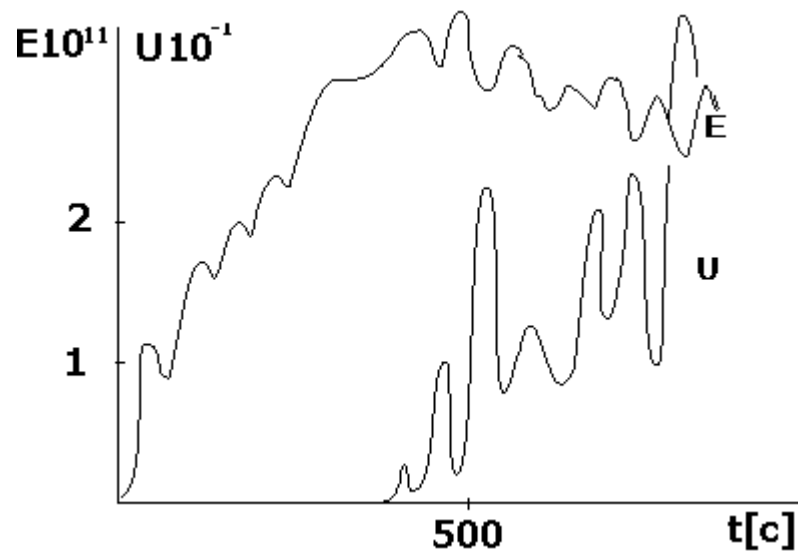


Рис.3.25. Временная зависимость кинетической энергии E циркуляционного течения и потенциальной энергии U деформации границы раздела металл-электролит. Толщина слоя электролита и металла соответственно 5 см и 25 см, длина и ширина ванны 14,5м и 3,85м; анода – 13,45м и 3,06 м. Сила тока 255000А. Видно, что начало неустойчивости границы раздела происходит пороговым образом.

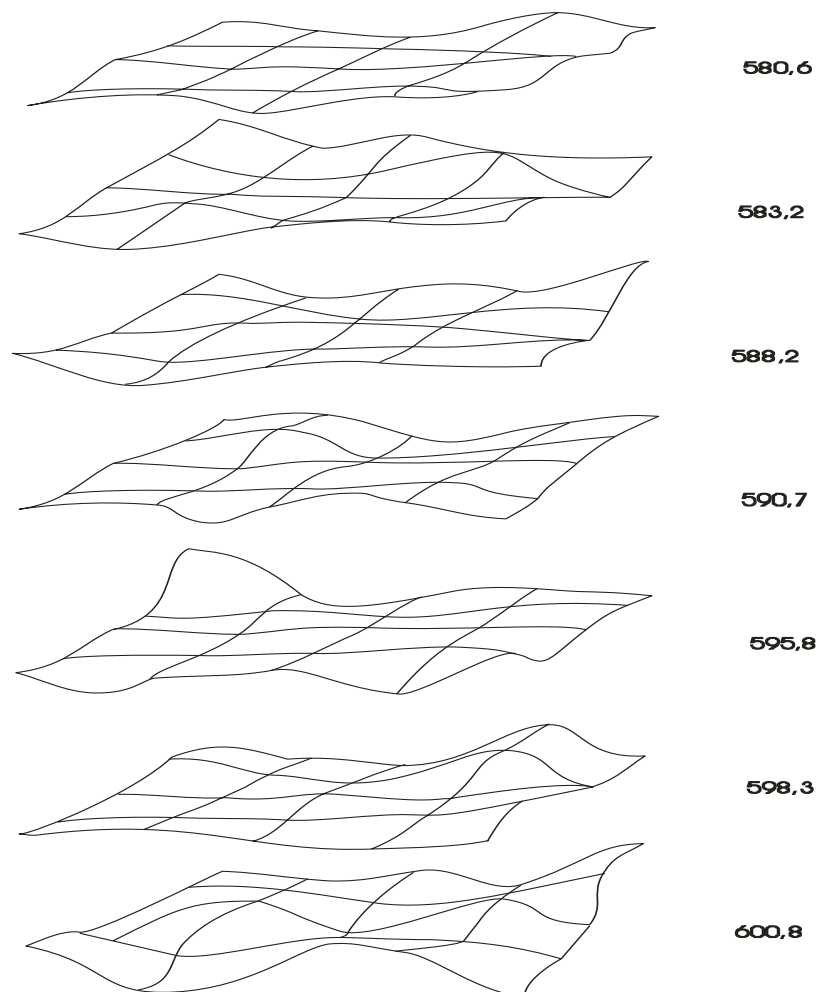


Рис.3.26. Картина колебаний границы раздела металл-электролит. Справа цифрами указано время в секундах от начала процесса.

Таким образом, вихревые планарные течения могут приводить к колебанию границы раздела металл-электролит в ваннах алюминиевых электролизеров и играют важную роль в механизме, приводящем к неустойчивости этой границы. В последующем мы постараемся выяснить зависимость этого явления от некоторых параметров алюминиевых электролизеров.

3.5.4 «Токовый» механизм неустойчивости границы раздела металл-электролит

Как было показано выше, планарные вихревые течения в ванне электролизера могут вызвать неустойчивость границы раздела металл-электролит в ванне. Однако, они не являются единственной причиной рассматриваемого явления. Существуют и другие механизмы возникновения неустойчивости [163,167, 183, 184, 201, 215 - 217].

Рассмотрим электромагнитные силы, действующие на расплав в ванне электролизера. Рассмотрим главную их часть ту, которая обусловлена взаимодействием поперечной слою составляющей плотности электрического тока с магнитным полем от всех токоведущих элементов электролизера.

Электрический ток, текущий через расплав в ванне от анода к катоду, последовательно течет через слой электролита и слой жидкого алюминия. Электрическая проводимость расплавленного электролита на четыре порядка ниже, чем проводимость жидкого алюминия. По этой причине плотность электрического тока в каждой точке под анодным массивом в расплаве будет зависеть от толщины электролита в этой точке. Таким образом, любое отклонение от равновесного положения границы раздела металл-электролит приведет к изменению плотности электрического тока в этой точке [183, 212]. Поперечная компонента плотности электрического тока Рис.3.22 в безразмерном виде может быть представлена как

$$j = \tilde{h}/(\tilde{h} - \zeta) \quad \text{где} \quad \tilde{h} = h/d$$

Отсюда, деформация границы металл-электролит приводит к перераспределению вертикальной компоненты плотности электрического тока. В результате изменится распределение объемных сил в слоях, что в свою очередь скажется на деформации границы металл-электролит. Таким образом, существует обратная связь между колебаниями границы и объемными силами, действующими на расплав в ванне.

Рассмотрим частный случай. Пусть в расплаве существует лишь вертикальная компонента электрического тока, пусть скорости жидкости малы, а $\zeta \ll a, b$; $\partial\zeta/\partial x; \partial\zeta/\partial y \ll 1$. В этом случае уравнения (3.31) упрощаются

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} &= -G(1-\tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \kappa_1 \bar{v}_x - S\gamma \cdot B_y \cdot \theta \cdot \tilde{h}/(\tilde{h}-\zeta) \\
\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} &= -G(1-\tilde{\rho}) \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \kappa_1 \bar{v}_y + S\gamma \cdot B_x \cdot \theta \cdot \tilde{h}/(\tilde{h}-\zeta) \\
\frac{\partial \zeta}{\partial t} &= -\left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} \right)
\end{aligned} \tag{3.34}$$

Продифференцируем первое уравнение из (3.34) по x , второе по y и с учетом третьего, сложим, после чего получим

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \kappa_1 \frac{\partial \zeta}{\partial t} - G(1-\tilde{\rho}) \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) = S\gamma \left[\frac{\partial}{\partial y} (B_x \cdot \theta \cdot \tilde{h}/(\tilde{h}-\zeta)) - \frac{\partial}{\partial x} (B_y \cdot \theta \cdot \tilde{h}/(\tilde{h}-\zeta)) \right] \tag{4.35}$$

Запишем граничные и начальные условия

$$\zeta(t=0)=0; \quad \frac{\partial \zeta(t=0)}{\partial t}=0; \quad \frac{\partial \zeta(x=\pm l/2)}{\partial x}=0; \quad \frac{\partial \zeta(y=\pm c/2)}{\partial y}=0 \tag{3.36}$$

Гиперболическое нелинейное уравнение (4.35) с краевыми условиями (4.36) решалось численно, методом сеток с числом узлов равным 94 по длине ванны и 24 по ее ширине. В первом случае аппроксимация осуществлялась явными конечно-разностными схемами [246], во втором случае аппроксимация осуществлялась с использованием метода расщепления по неявным разностным схемам с применением метода двусторонней прогонки.

Задачей численного эксперимента являлось исследование влияния различных технологических факторов на устойчивость границы металл-электролит. В расчетах определялась величина $U = \frac{1}{N \cdot M} \sum_{i,j=1}^{N,M} |\zeta_{i,j}|$, которая с точностью до постоянного коэффициента равна потенциальной энергии границы раздела. По поведению величины U оценивалась стабильность границы раздела.

В процессе работы алюминиевого электролизера с накоплением алюминия увеличивается толщина его слоя в ванне, соответственно уменьшается толщина слоя электролита, поэтому величина $\tilde{h} = h/d$ является величиной переменной. Из практического опыта известно, что с утоньшением слоя электролита возникают колебания границы раздела металл-электролит, приводящие даже к замыканию межполюсного расстояния (анод-катод), что резко снижает технико-экономические показатели работы электролизера и может привести к аварийной остановки в его работе. Устраняют это явление, увеличивая толщину слоя электролита путем поднятия анодного массива (увеличивая $\tilde{h}$).

Численные эксперименты показали, что характер колебаний границы раздела слоев существенно зависит от $\tilde{h}$. На Рис.3.27 представлена временная зависимость величины U для разных значений $\tilde{h}$.

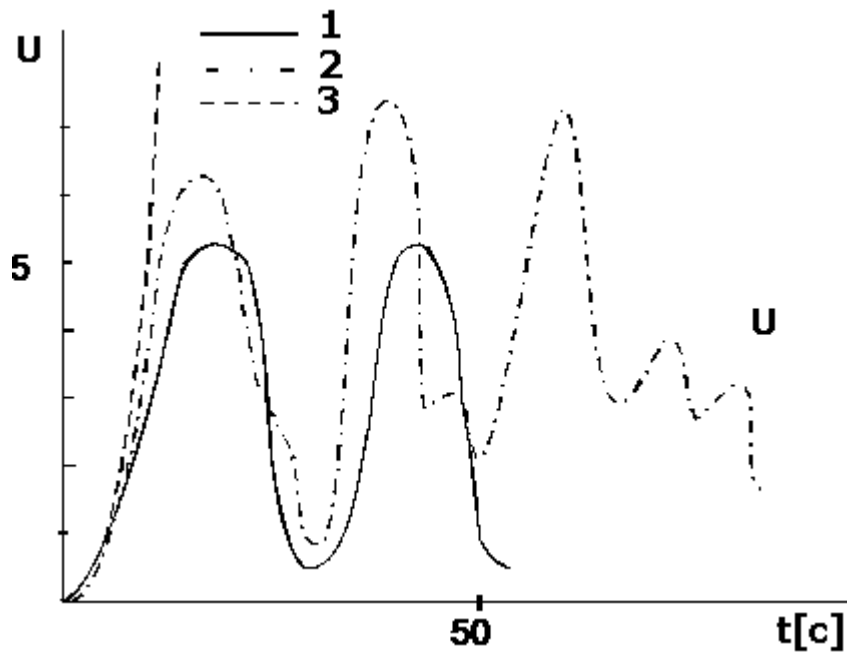


Рис.3.27. Временная зависимость потенциальной энергии деформации границы раздела металл-электролит для разных значений межполюсного зазора. 1 – 0,3 м; 2 – 0,1 м; 3 – 0,05 м.

При этом число $S\gamma = 1,34 \cdot 10^9$ оставалось постоянным. Эта ситуация соответствовала рабочему току электролизера $I_0 = 255$ кА с размерами анодного массива в плане равными $A = 13,45$ м и $B = 3,06$ м. При относительно толстом слое электролита $\tilde{h} = 0,3$ ($h = 0,09$ м; $d = 0,3$ м) наблюдаются периодические колебания величины U (следовательно и самой границы) с периодом 24 – 26 с. (Рис.4.37 кривая 1). С уменьшением $\tilde{h}$ до 0,1 растет амплитуда колебаний с проявлением нелинейности. Такие колебания потенциальной энергии обусловлены появлением на границе раздела слоев внутренних волн, распространяющихся вдоль длинной стороны ванны электролизера Рис.3.28. При дальнейшем уменьшении $\tilde{h}$ до 0,05 ($h = 0,015$ м; $d = 0,3$ м.) наблюдается потеря устойчивости, сопровождающаяся неограниченным ростом потенциальной энергии (Рис.3.27 кривая 3).

Аналогичные явления имеют место также, когда величина $\tilde{h}$ остается постоянной, а силовой параметр $S\gamma$ изменяется. На Рис.3.28.а представлена зависимость U от $S\gamma$ при $\tilde{h} = 0,05$. Такая схожесть процессов обусловлена тем, что при уменьшении $\tilde{h}$ или при увеличении $S\gamma$ растет роль силового члена в уравнении (3.35).

Были проведены численные исследования системы на устойчивость колебаний границы металл-электролит. Процесс считался неустойчивым, если в какой-либо момент времени после начала процесса амплитуда колебаний начинала неограниченно расти. В результате была получена нейтральная кривая (Рис.3.28.б), которая делит область параметров задачи $\tilde{h}$

и $S\gamma$ на область устойчивых (под кривой) и неустойчивых (над кривой) колебаний.

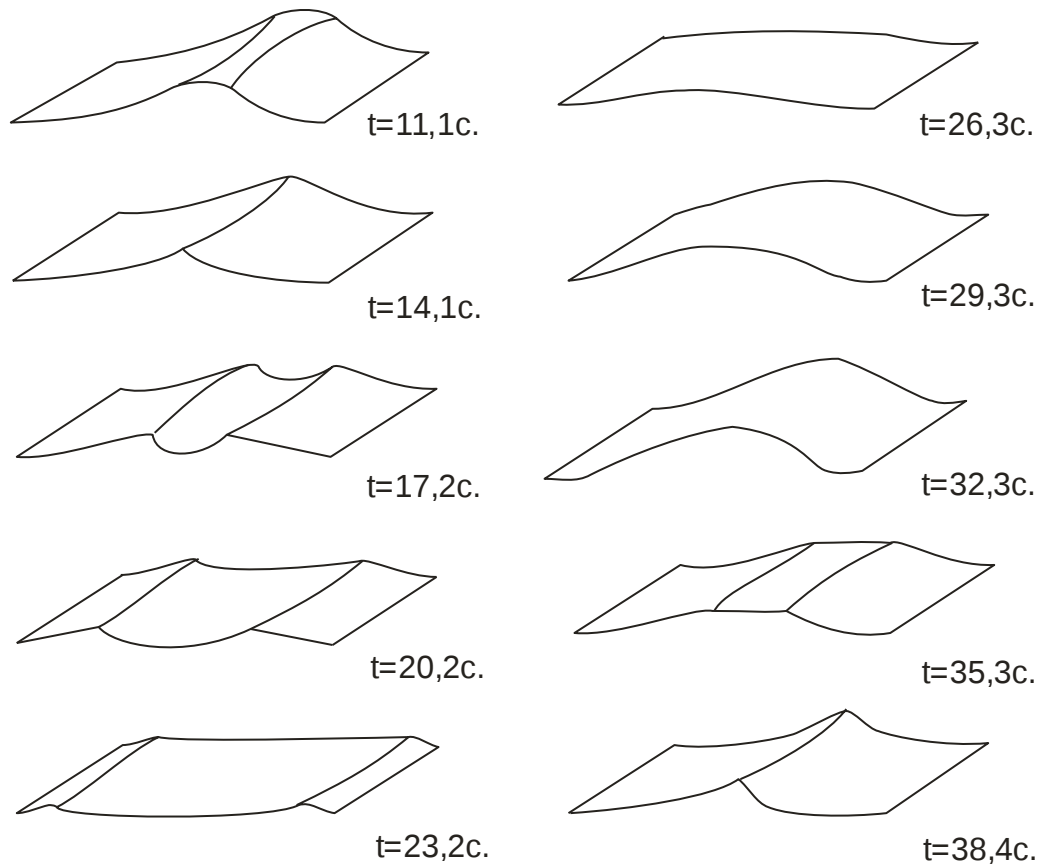


Рис.3.29. Картина колебания границы металл-электролит под действием «токового» механизма.

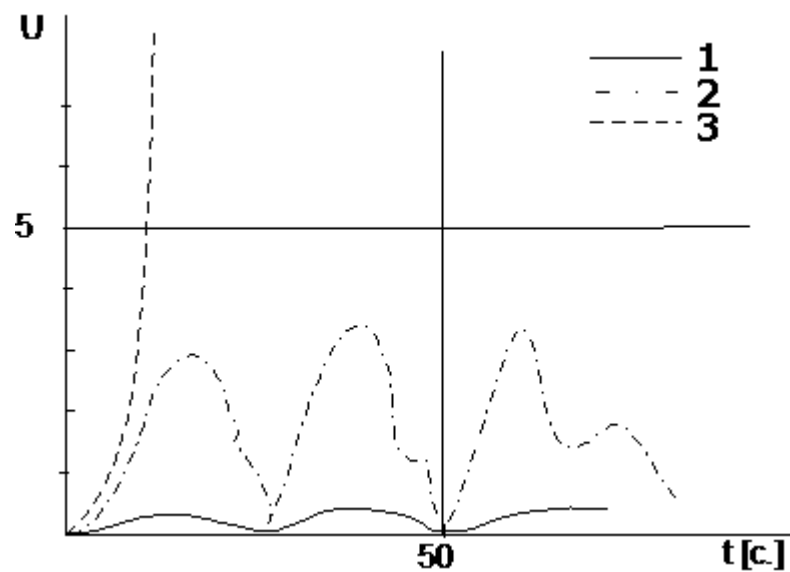


Рис.3.30.а. Временная зависимость колебания потенциальной энергии для разных значений электрического тока. Кривые 1,2,3 построены для возрастающих значений электрического тока (вплоть до 255000А).

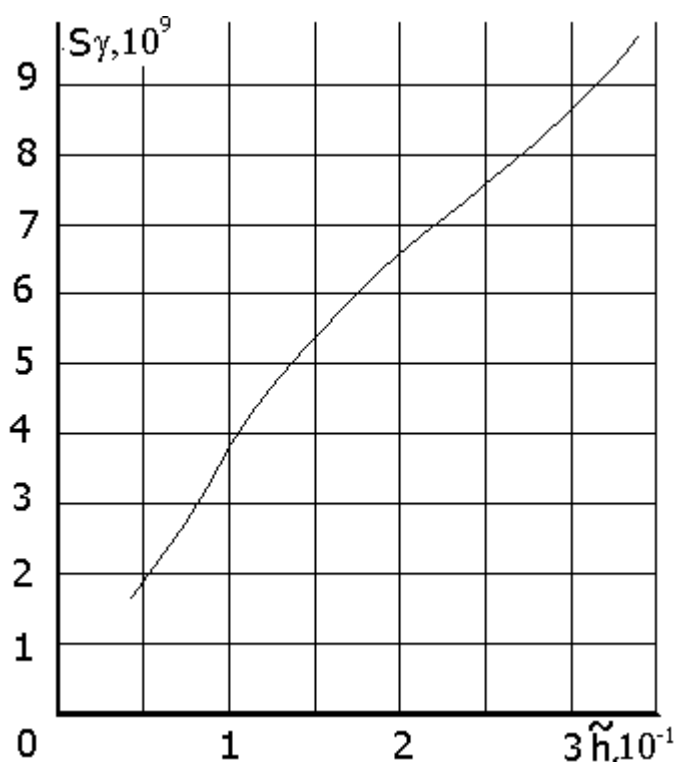


Рис.3.30.б. Нейтральная кривая устойчивости границы раздела металл-электролит для «токового» механизма неустойчивости.

Можно считать, что стабильность границы раздела зависит от $S\gamma = \frac{I_0^2 \mu_0 d^3}{v_2^2 \rho_2 AB(A+B)}$ и от $\tilde{h} = h/d$. Как мы видим, увеличивая толщину слоя электролита или уменьшая толщину слоя жидкого алюминия мы повышаем стабильность границы раздела. Повышая силу тока, уменьшая вязкость металла, снижая его плотность, уменьшая линейные размеры анодного массива, мы понижаем стабильность границы раздела металл-электролит.

3.5.5. Упрощенная полуэмпирическая модель гидродинамических процессов в ванне мощных алюминиевых электролизеров

Расплав в ванне электролизера неоднороден: он состоит в основном из слоя алюминия (толщиной до 30 мм) и расположенного над ним более тонкого слоя электролита (толщиной около 5 см). При построении математической модели, описывающей гидродинамику расплава в ванне электролизера, будем стремиться к возможно большей простоте. Сложная модель требует длительного времени счета, что затрудняет ее использование конструкторами и технологами при проведении многовариантных расчетов в конструкторских разработках. С другой стороны при упрощении не должны упускаться существенные стороны процесса [163].

Представим расплав в ванне электролизера в виде двух слоев расположенных один на другом Рис.3.31. Слой алюминия ограничен снизу дном ванны (все величины, относящиеся к нему, будем обозначать верхним индексом II). Поверхность слоя алюминия граничит с нижней поверхностью слоя электролита. Слой электролита сверху ограничен твердой поверхностью анодного массива, которую для простоты представим в виде сплошной крышки прикрывающей слой сверху (все величины относящиеся к слою электролита будем помечать верхним индексом I).

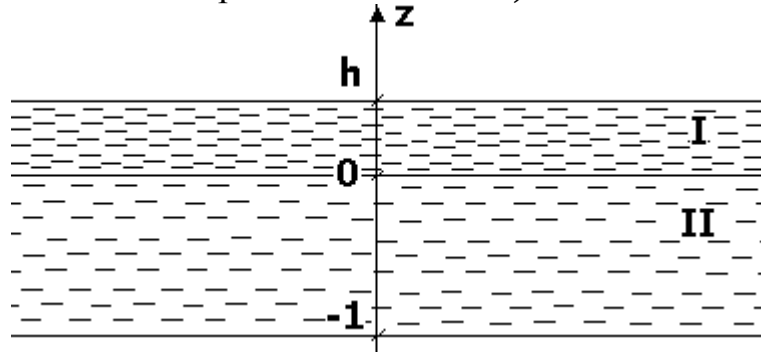


Рис.3.31. Схема слоя электролита и слоя жидкого алюминия в ванне электролизера. Считается, что сверху слой электролита ограничен твердой крышкой, а снизу слой алюминия ограничен твердым дном.

Движение алюминия и электролита в ванне может носить различный характер. В слое металла велики горизонтальные составляющие плотности тока в отличие от слоя электролита, где электрический ток в силу того, что проводимость много меньше, чем у алюминия практически не имеет горизонтальных составляющих. Кроме того, электролит имеет вязкость в четыре раза выше, чем у жидкого алюминия. Эти факторы определяют то, что скорости в электролите значительно ниже, чем в слое алюминия.

Произведем оценки числа Рейнольдса в слое алюминия и электролита.

Из практического опыта известно, что скорости металла в ванне достигают десятка сантиметров в секунду, а скорости электролита сантиметров в секунду. Пусть $v^{II} \approx 0,1 \text{ м/с}$; $v^I \approx 0,05 \text{ м/с}$; $d = 0,3$; $h = 0,05$; $\nu^I = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\nu^{II} = 0,356 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Тогда $Re^I \approx 2000$ и $Re^{II} \approx 80000$.

Таким образом, в слое алюминия течение заведомо турбулентно, однако, в слое электролита число Рейнольдса относительно не велико, кроме того в этом слое существует вертикальная разность температур $\Delta T = 4^\circ\text{C}$, создающая устойчивую стратификацию плотности [63], способствующую стабилизации течения. Для упрощения примем допущение, что течение электролита не турбулентно.

Для описания течения в слое электролита и для упрощения модели, воспользуемся стационарными линеаризованными уравнениями движения в приближении тонкого слоя

$$\frac{\partial^2 v_i^I}{\partial z^2} = F_i^I$$

Здесь и в дальнейшем уравнения записываются в безразмерном виде. В качестве масштабов длины, скорости, плотности тока и магнитного поля выбраны соответственно d , v^I/d , I_0/AB , $I_0\mu_0/(A+B)$, где d , v^I , I_0 , A , B – толщина слоя металла, вязкость металла, сила тока в электролизере, длина и ширина анодного массива, соответственно.

Представим скорость движения в электролите и в жидком металле в виде рядов

$$v_i^I = k_{0i} + k_{1i}z + k_{2i}z^2 \quad (3.37)$$

В слое жидкого алюминия профиль течения за счет турбулизации уплощен, поэтому скорость в жидком металле представим в виде

$$v_i^II = A_{0i}(1 - z^{2n}) + A_{1i} + A_{2i}z + A_{3i}z^2 + A_{4i}z^3 \quad (3.38)$$

Значения коэффициентов k_i , n и A_i найдем используя, как и в параграфе 3.6.2 естественные условия и допущения, а так же полуэмпирическую закономерность о трении при турбулентном течении в плоском слое жидкого алюминия о дно ванны и простейшее выражение для турбулентной вязкости [163].

$$v_i^I|_{z=h} = 0; \quad v_i^I|_{z=0} = v_i^{II}|_{z=0}; \quad \bar{\eta} \frac{\partial v_i^I}{\partial z}|_{z=0} = \frac{\partial v_i^{II}}{\partial z}|_{z=0}; \quad v_i^{II}|_{z=-1} = 0; \quad \int_{-1}^0 v_i^{II} dz = \bar{v}_i^{II} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial v_i^{II}}{\partial z}|_{z=-1} = 0,5\bar{v}_i^{II}(\kappa_1 + \kappa_2|v|); \quad \bar{\eta} \equiv \eta_1/\eta_{m0}; \quad \eta_{m0} = \eta_2(1 + 0,5\kappa_2|v|).$$

Положим, что

$$\int_{-1}^0 A_{0i}(1 - z^{2n}) dz = \bar{v}_i^{II}; \quad \frac{\partial A_{0i}(1 - z^{2n})}{\partial z}|_{z=-1} = 0,5(\kappa_1 + \kappa_2|v|)\bar{v}_i^{II}$$

При этом необходимо чтобы

$$(A_{1i} + A_{2i}z + A_{3i}z^2 + A_{4i}z^3)|_{z=-1} = 0 \quad \frac{\partial}{\partial z}(A_{1i} + A_{2i}z + A_{3i}z^2 + A_{4i}z^3)|_{z=-1} = 0$$

$$\int_{-1}^0 (A_{1i} + A_{2i}z + A_{3i}z^2 + A_{4i}z^3) dz = 0$$

Из этих условий, найдя коэффициенты k_i , n и A_i , можно определить значение функций $\varphi^{II}(z)$, v^{II}_{oi} и записать скорость в слое жидкого алюминия в виде $v_i^{II} = v^{II}_{oi} + \bar{v}_i^{II}\varphi^{II}(z)$. При этом мы считаем профиль планарных течений в слое выпуклым и пренебрегаем циркуляционными течениями в поперечном сечении слоя.

После подстановки этого выражения для скорости в уравнение Навье - Стокса и осреднении их поперек слоя (проекция на ψ_1) получим систему приближенных двумерных уравнений, которые вместе с двумерным аналогом уравнения непрерывности описывают течения в слое жидкого алюминия. Так как эти уравнения описывают течение в слое жидкого металла, то для удобства в них у величин относящихся к слою жидкого алюминия опустим верхний индекс II . Также опустим верхнюю черту над обозначениями компонент скорости, но будем помнить, что уравнения приведены для осредненных поперек слоя значений скорости.

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(q_1 v_x^2 + 2q_2 v_x + q_3) + \frac{\partial}{\partial y}(q_1 v_x v_y + q_4 v_x + q_2 v_y + q_5) + [v_x \varphi(0) + v_{0x}(0)] \frac{\partial \zeta}{\partial t} =$$

$$- \frac{\partial \zeta}{\partial x} (1 - \tilde{\rho}) G + \Delta v_x - v_x \left(\frac{6\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{P}{P-1} + P \right) - \frac{S\gamma h^2 \bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} F_x' + S\gamma f_x \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(q_1 v_x v_y + q_4 v_x + q_2 v_y + q_5) + \frac{\partial}{\partial y}(q_1 v_y^2 + 2q_4 v_y + q_6) + [v_y \varphi(0) + v_{0y}(0)] \frac{\partial \zeta}{\partial t} =$$

$$- \frac{\partial \zeta}{\partial y} (1 - \tilde{\rho}) G + \Delta v_y - v_y \left(\frac{6\bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} \frac{P}{P-1} + P \right) - \frac{S\gamma h^2 \bar{\eta}}{6h + \bar{\eta}} F_y' + S\gamma f_y$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + v_x \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_y \frac{\partial \zeta}{\partial y} = - \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad \bar{\eta} = \frac{\eta_1}{\eta_2(1 + \kappa_2 |v|)}; \quad P = 0,5(\kappa_1 + \kappa_2 |v|); \quad G = \frac{gd^3}{v_2^2};$$

$$q_1 = \int_{-1}^0 \varphi_1^2(z) dz; \quad q_2 = \int_{-1}^0 \varphi_1(z) v_{0x} dz; \quad q_3 = \int_{-1}^0 v_{0x}^2 dz;$$

$$q_4 = \int_{-1}^0 \varphi_1(z) v_{0y} dz; \quad q_5 = \int_{-1}^0 v_{0y} v_{0x} dz; \quad q_6 = \int_{-1}^0 v_{0y}^2 dz$$

(3.41)

Из анализа уравнений (3.40) видно, что в случае, если слой электролита много тоньше слоя жидкого металла или, если электромагнитные силы в электролите отсутствуют, эти уравнения переходят в (3.30-3.31) [159,184].

Система уравнений (3.40) описывает гидродинамические процессы в слое жидкого алюминия с учетом влияния на них гидродинамики слоя электролита, при этом гидродинамические процессы в слое электролита учитываются очень приближенно, однако, более детальное их рассмотрение неизбежно приведет к увеличению нелинейных уравнений в системе (3.40) и к усложнению задачи.

Очевидно, что определяющее влияние на гидродинамические процессы в ванне электролизера играют электромагнитные силы, которые в свою очередь определяются взаимодействием магнитного поля производимого электрическими токами во всех токоведущих элементах электролизера и плотности электрического тока в расплаве. Электромагнитные силы имеют вихревую составляющую и вызывают электровихревое движение расплава в ванне. Как было показано в параграфе 3.6.3, планарные циркуляционные течения в двухслойной системе могут вызвать нестабильность границы раздела слоев. Кроме этого, перераспределение вертикальной компоненты плотности тока в слое в результате возникновения случайной деформации границы раздела слоев может, как было показано в параграфе 3.6.4, привести к нестабильности границы раздела. Поэтому, для описания гидродинамики расплава при решении уравнений (3.40) необходимо задать объемные электромагнитные силы в слое электролита и алюминия, и еще учесть зависимость этих сил от величины деформации границы раздела металл-электролит в каждой локальной точке площади ванны.

Для простоты не будем учитывать индуцированные движением расплава в магнитном поле электрические токи. Крайне упростим задачу и выберем распределение плотности тока в ванне, как и в [181] в упрощенном виде

$$j_z^I(x, y) = \begin{cases} 1 (|x| \leq a/2, |y| \leq b/2) \\ 0 (|x| > a/2, |y| > b/2) \end{cases}; \quad j_{x,y}^I = 0;$$

$$j_z^{II}(x, y) = \begin{cases} 1 (|x| \leq a/2, |y| \leq b/2) \\ 0 (|x| > a/2, |y| > b/2) \end{cases}; \quad j_x^{II} = 0; \quad (3.43)$$

$$j_y^{II} = 0,8 \sin(2\pi g/6).$$

Электромагнитные силы в ванне электролизера, действующие на расплав в ванне электролизера, имеют потенциальную и вихревую составляющую. Действие потенциальной части сил приводит к статическим перекосам поверхности металла. Вихревая часть сил вызывает циркуляцию расплава, которая при определенных условиях ведет к неустойчивости границы раздела металл-электролит [161,188] (так называемый циркуляционный механизм). Вследствие того, что электрическая проводимость электролита на четыре порядка меньше, чем у жидкого алюминия, локальная деформация границы раздела ведет к локальному изменению плотности электрического тока: $j \sim j_0 h / (h - \zeta)$ [183]. При этом магнитное поле, зависящее интегрально от токов во всех токоведущих элементах электролизера в целом не должно заметно меняться, и в первом приближении будем считать его не зависящим от ζ . Простейший учет этого явления приводит к тому, что электромагнитные силы в электролите и жидком алюминии будут выражаться с учетом этой зависимости плотности тока от ζ [187].

Плотность тока, а, следовательно, и объемная сила будут зависеть от возмущения поверхности раздела металл-электролит. Это явление может привести к неустойчивости границы металл-электролит. Для краткости мы назвали его «токовым» механизмом [187].

В качестве примера рассмотрим серийный электролизер С-160 с рабочим током серии 160 кА. Длина, ширина ванны и анодного массива соответственно равны 9 м., 4,12 м., 8,2 м., 3,06 м. Толщина слоя алюминия составляла 0,312 м, электролита 0,056 м, вязкость и плотность электролита были $1,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $2100 \text{ кг}/\text{м}^3$, вязкость и плотность алюминия были $0,356 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $2300 \text{ кг}/\text{м}^3$, соответственно. Настыль по дну и в средней части стенок ванны задавалась 0,53 м и 0,3 м соответственно. Для ванны электролизера этой серии магнитное поле взято расчетное (данные любезно предоставлены ВАМИ).

Система уравнений (3.40) решалась методом продольно поперечной прогонки с разбиением области ванны сеткой с числом шагов, соответственно, по длинной стороне 48 и по короткой 24, при этом размер полученной ячейки был сравним с толщиной слоя жидкого алюминия. По

контур области ставилось условие прилипания для скорости и условие $\partial\zeta/\partial n = 0$.

Из результатов численных экспериментов следует, что кинетическая энергия слоя металла и электролита в электролизере с увеличением квадрата силы тока линейно растет; при этом потенциальная энергия деформации границы раздела металл-электролит растет пропорционально четвертой степени силы тока Рис.3.32. Это продолжается до достижения порогового значения силы электрического тока, после чего наступает явление неустойчивости границы раздела металл-электролит, которое проявляется в расчетах как неограниченный рост потенциальной и кинетической энергии в системе.

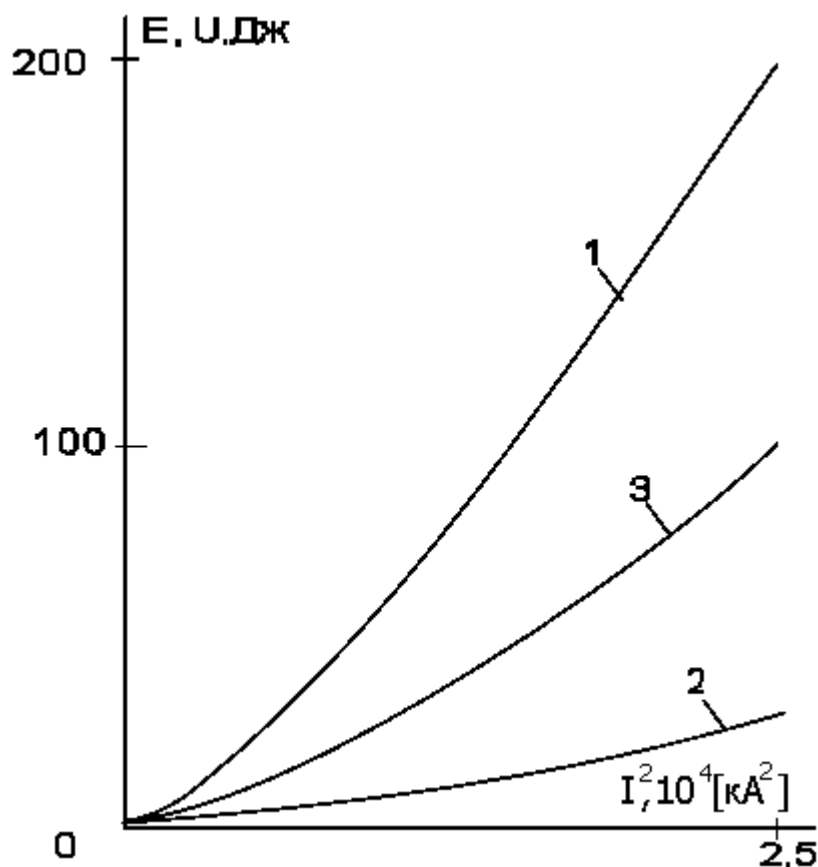


Рис.3.32. Зависимость кинетической энергии металла (1) и электролита (2) и потенциальной энергии границы раздела металл-электролит (3) от квадрата силы тока в ванне.

Численные эксперименты показали, что для каждого значения МПР (межполюсное расстояние равно толщине слоя электролита между подошвой анодного блока и поверхностью металла) существует свое критическое значение силы тока, при котором возникает неустойчивость границы Рис.3.33. Расчетная кривая, как видно из рисунка, удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными, но лежит несколько выше экспериментальных значений. (Эксперименты на промышленном электролизере С-160 были проведены сотрудниками ВАМИ А. Скворцовым и В. Дымовым, любезно предоставившими нам свои

экспериментальные данные.) Такое расхождение теоретической и экспериментальной зависимостей можно объяснить несколькими причинами.

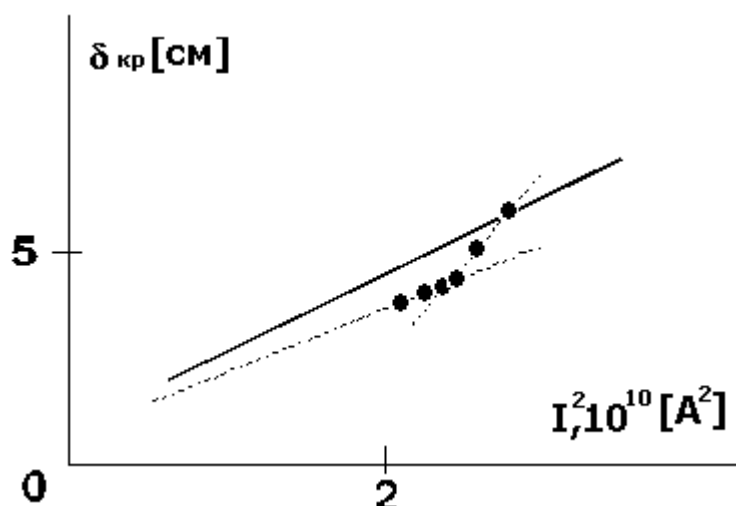


Рис.3.33. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная зависимость (пунктирная кривая) критического значения межполюсного расстояния от квадрата силы тока в электролизере С-160.

Граница раздела металл-электролит под действием потенциальной части электромагнитных сил отклоняется от нулевого равновесного уровня Рис.3.34, что не учитывается при задании граничных условий при аппроксимации профиля скорости в слое электролита и жидкого алюминия.

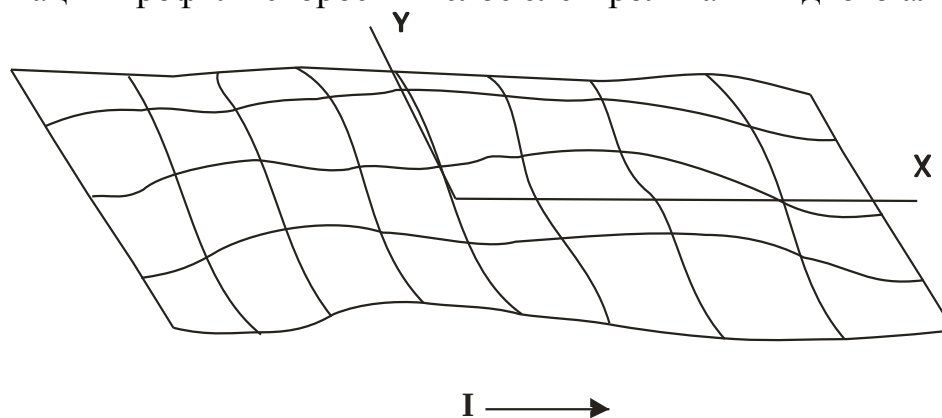


Рис.3.34. Картина поверхности металл-электролит для электролизера С-160 при $I = 160$ кА и $\delta = 5,1$ см. Максимальный перепад высот на границе был 3,8 см.

В модели упрощенно учитывается диссипативный механизм, обусловленный турбулентным трением в слое алюминия, а для слоя электролита сделано сильное допущение о не турбулентном характере течения в слое электролита. Действительно, когда вязкость электролита в расчетах была увеличена в два раза, порог неустойчивости повысился и приблизился к экспериментальному порогу.

Обращает на себя внимание поведение экспериментальной кривой Рис.3.33. Видно, что первоначальная зависимость критических значений МПР от квадрата силы тока (как и теоретическая) линейна, но, начиная с $I \approx$

140 кА ($I^2 \approx 2 \cdot 10^{10}$), на кривой можно увидеть отклонение от линейности. Вероятно, этот эффект связан с тем, что, начиная с $I \approx 140$ кА, течение в ванне становится настолько интенсивным, что начинает сказываться взаимное влияние поля и движения проводящей жидкости [224].

Численные эксперименты показали, что увеличение толщины слоя электролита (МПР) ведет к повышению порога стабильности границы раздела. Этот эффект обусловлен главным образом, так называемым, «токовым механизмом» неустойчивости. [183], при котором, вертикальная составляющая плотности электрического тока, а вместе с ней и электромагнитная сила, зависит от деформации границы раздела сред в каждой точке площади ванны ($f \sim h/(h-\zeta)$). При формальном исключении этого механизма из модели в численных экспериментах стабильность системы возрастает и в случае с МПР равного 0,056м, неустойчивость возникает не при 170 кА, как раньше, а при 185 кА. При выключении этого механизма модель слабо реагирует на изменение МПР.

Как показали численные эксперименты Рис.3.35, стабильность границы металл-электролит можно повысить либо увеличением вязкости электролита, либо уменьшением его плотности.

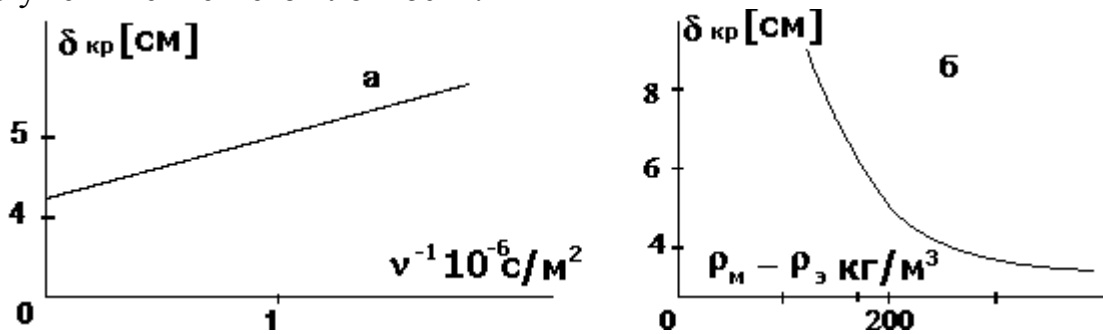


Рис.3.353. Зависимость критического значения δ от обратной величины вязкости (а) и разности плотностей алюминия и электролита (б).

Увеличивая вязкость электролита, можно несколько снизить МПР, однако существует предел, ниже которого снизить МПР (при увеличении вязкости) невозможно (для С-160 это 4,2 см – смотри Рис.3.35). Уменьшая плотность электролита также можно снизить критическое значение МПР. Однако как следует из Рис.3.35.б, критическое значение МПР (для рассматриваемого типа электролизера) невозможно снизить менее, чем до 3,6 см даже при сильном снижении плотности электролита. Тем не менее, уменьшение МПР с 5 до 4 см (что является уже хорошим результатом) можно осуществить при небольшом снижении плотности электролита (не более чем на 5%). Из численных экспериментов видно, что существует возможность повышения стабильности работы электролизеров без их конструктивных изменений.

3.5.6. Практические рекомендации для проектирования мощных электролизеров по производству алюминия

В этом параграфе остановимся на практических рекомендациях, которые желательно принимать во внимание при проектировании новых мощных алюминиевых электролизеров.

Как было показано выше и в работах [63, 163, 172, 173, 180, 206, 207, 210, 212, 215, 216, 217, 221, 222, 241, 242, 243, 244, 245, 247], гидродинамика непосредственно влияет на работу мощных алюминиевых электролизеров. При высокой интенсивности течения в ванне происходит размыв боковой настыви, защищающей от разрушающего воздействия электролита борта ванны, а также возникает неустойчивость границы раздела металл-электролит. Выгодно снижать интенсивность циркуляции расплава в ванне электролизера, а при проектировании новых конструкций электролизеров предпочтение отдавать тем, в которых движение оказывается меньшей интенсивности. При этом в качестве критериев интенсивности необходимо брать величину пропорциональную кинетической энергии расплава и величину максимального значения скорости в ванне. Ясно, что для этого уже недостаточно производить расчет только магнитного поля в ванне электролизера, также необходимо рассчитывать картину течений в ванне проектируемого электролизера. Для уменьшения скорости циркуляции естественно было бы снижение величины объемных электромагнитных сил, а вместе с ними их вихревой составляющей. Для этой цели можно было бы, например, перенести анодные стояки от торцевых коротких сторон ванн (при продольном расположении электролизеров) к их длинным боковым сторонам, располагая их симметрично и равномерно. При этом магнитное поле анодных стояков ослабляет циркуляцию, обусловленную взаимодействием электрического тока в расплаве с магнитным полем тока в анодном массиве [172].

В ваннах поперечного расположения целесообразно (для целей снижения циркуляции) расположить анодные стояки электролизера и стояки последующего в ряду на одинаковом удалении от своей и от соседней ванны. При этом взаимное удаление стояков, их количество, расстояние до ванны и место их расположения необходимо находить, рассчитывая в каждом варианте параметры течения.

Как показывают расчеты [172], снижение скорости циркуляции (в случае, когда циркуляция в ванне обусловлена силами взаимодействия тока в расплаве с магнитным полем токов в анодном массиве) достигается максимальным приближением площади анодного массива к площади ванны, т.е. уменьшением расстояния борт-анод. Скорость циркуляции также снижается в тех случаях, когда циркуляционное течение в ванне электролизера максимально многоконтурное. Этого можно добиться специальным распределением объемных сил (создаваемого ошиновкой электролизера) и формой ванны, и анодного массива.

При каждом конкретном распределении объемных сил существует наилучшее соотношение между сторонами ванны и анодного массива, когда течение расплава обладает наименьшей интенсивностью. Так, например, при действии лишь одного механизма обусловленного взаимодействием тока в расплаве с магнитным полем от тока в анодном массиве, конфигурация ванны электролизера в плане должна быть геометрически подобна конфигурации подошвы анода (в случае прямоугольной формы ванны и анодного массива).

Самым эффективным способом снижения циркуляции и подавления колебания границы раздела металл-электролит является введение перегородок в расплав в ванне. Как показали эксперименты на физических моделях, введение даже одной перегородки по одной из осей симметрии ванны значительно повышает порог стабильности границы раздела металл-электролит.

Свой вклад в циркуляционные течения вносят силы, обусловленные планарными токами растекания в слое жидкого алюминия. В слое электролита (из-за значительно меньшей, чем алюминий, электрической проводимости) присутствует практически одна вертикальная составляющая плотности электрического тока. В ванне присутствует вертикальная составляющая магнитного поля от токов соседнего ряда (при двухрядном расположении электролизеров в цеху). Это приводит к тому, что магнитное поле приводит к генерации дополнительных циркуляционных течений в слое алюминия. Нетрудно видеть, что влияние соседнего ряда значительно снижается при трехрядном расположении электролизеров в цеху и их последовательном включении в электрическую цепь. При этом вертикальная составляющая магнитного поля в центральном ряду полностью компенсирована соседними рядами, а в крайних рядах она значительно снижена в сравнении с полем при двухрядном расположении. По нашему мнению, полезно использовать ферромагнитные экраны для ослабления планарных компонент магнитного поля. Так, вредное влияние поля анодных стояков у коротких сторон ванны (при продольном расположении) можно значительно снизить, экранируя их от ванны невысокими ферромагнитными пластинами (высота пластин может не превышать борта ванны, а толщина ~ 40 см). Как показал опыт, в условиях реального производства такие экраны уменьшают не только вредную поперечную составляющую магнитного поля, но так же снижают и вертикальную составляющую, обусловленную токами в катодных стержнях блюмсах.

Как было показано в экспериментах на физических моделях, повышение стабильности работы электролизера можно достигнуть путем создания специальной ошиновки. Изменением формы ванны и анодного массива можно добиться многоконтурной циркуляции в ванне. Причем более выгодно дробить число контуров вдоль короткой стороны ванны, чем вдоль более длинной.

В эксперименте на модели было замечено, что модулирование амплитуды объемных электромагнитных сил с частотой в два раза выше

частоты колебаний поверхности металла ведет к успокоению этих колебаний. По нашему мнению, этот эффект можно было бы использовать для повышения стабильности работы электролизера. Модулирование сил можно реализовать путем периодического поднимания и опускания анодного массива или его отдельных блоков или модулируя часть электрического тока текущего через ванну электролизера.

Стабильность также можно повысить, снижая силовой параметр $S\gamma$, а это может оказаться не выгодным. Как было показано ранее, стабильность можно повысить, повышая вязкость электролита, но наилучшим способом повышения стабильности является снижение его плотности. Как показывают численные эксперименты, достаточно снизить плотность электролита на 5%, как критическое значение МПР снижается с 5 до 4 см.

Следует отметить, что было бы заманчиво избавиться от протяженного слоя жидкого металла и перенести область действия электромагнитных сил только в слой электролита. При этом проблема стабильности границы металл - электролит просто отпадает. Такая ситуация может быть реализована в конструкции Рис.3.36, где между анодом и катодной площадкой (выступающей над дном ванны и совпадающей по площади и конфигурации с анодным массивом) располагается лишь слой электролита. Получающийся в процессе электролиза жидкий алюминий скатывается с катодной площадки и накапливается в каналах расположенных по ее периферии, а также делящих ее на несколько частей. При этом алюминий располагается вне действия объемных сил, и проблема нестабильности границы раздела не возникает. Однако, в этом случае катод уже не будет защищен слоем жидкого алюминия и для того, чтобы он не разрушался жидким электролитом его необходимо изготавливать из специального, стойкого материала.

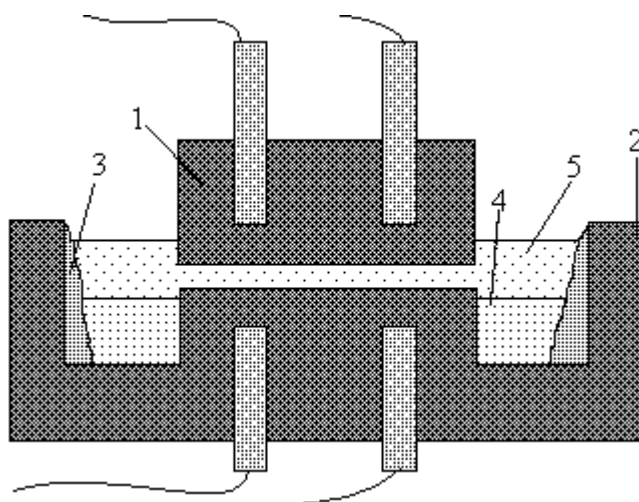


Рис.3.36. Конструкция электролизера, в которой электрический ток протекает только в слое электролита: 1-анодный блок, 2 –ванна, 3 –настель, 4 –жидкий алюминий в боковом кармане, 5 -слой электролита.



В современных мощных алюминиевых электролизерах электрический ток, протекающий по его токоведущим элементам и расплаву в ванне, создает магнитное поле. Электрический ток в расплаве при взаимодействии с этим магнитным полем генерирует электровихревое движение, которое оказывает существенное влияние на работу электролизера.

Большое влияние на интенсивность и топологию электровихревого течения расплава в ванне электролизера оказывает геометрия ванны, анода, расположение элементов ошиновки и растекания электрического тока в электролите и жидком алюминии. В процессе работы в электролизерах наблюдается так называемое явление неустойчивости в процессе которой на границе раздела металл электролит возникают возмущения приводящие к замыканию межполюсного промежутка и возникновению аварийной ситуации. По мнению автора это явление обусловлено главным образом двумя механизмами.

Первый механизм (условно названный «циркуляционным») обусловлен нелинейным взаимодействием вихревых течений расплава с волновыми возмущениями на границе раздела.

Второй механизм (условно названный «токовым») обусловлен большой разницей в электрической проводимости жидкого металла и расплавленного электролита, и вследствие этого взаимным влиянием возмущения границы раздела и электромагнитных сил в расплаве.

4. ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ МГД-НАСОСЫ И ПЕРЕМЕШИВАТЕЛИ

В настоящее время у нас и за рубежом, как и раньше, процесс розлива магния в слитки осуществляется в основном традиционным способом. На большие расстояния (из цеха производства к месту розлива в слитки) магний транспортируется при помощи вакуумных ковшей, перевозимых на каргах и вагонетках. Этот способ вследствие своей простоты, надежности и относительно не высокой стоимости, по-видимому, еще долгое время сохранит свою привлекательность.

Розлив в литейные формы осуществляется при помощи ручного ковша (вручную) или переливом из раздаточного тигля при помощи специальных гидравлических механизмов наклоняющих тигель Рис.4.1.



Рис.4.1. Розлив жидкого магния в слитки на конвейере из ковша, наклоняемого гидравлическим механизмом.

В некоторых случаях для опорожнения тиглей или для розлива магния в слитки применяют механические центробежные насосы Рис.4.2. При всей простоте используемых методов они имеют недостатки. При переливе из

наклоняемых тиглей сложно регулировать скорость разливаемого металла, в то же время, разливаемый металл, имея большую открытую поверхность, загазовывает атмосферу цеха и интенсивно окисляется. Окислы и расплавленные флюсы на поверхности металла попадают в приготавливаемые слитки, снижая их качество.

Применение механических центробежных насосов позволяет забирать более чистый металл из-под поверхности расплава, перекачивать металл по трубам, снижая его окисление. Однако, наличие вращающихся частей насоса, непосредственно соприкасающихся с внешним объемом жидкого металла, приводит к нежелательному перемешиванию металла в тигле с донными осадками, загрязнению металла и, как следствие, снижению качества разливаемых слитков.



Рис.4.2. Розлив жидкого магния в слитки на конвейер при помощи механического центробежного насоса (на переднем плане).

Применение МГД-насосов для подачи металла на конвейер разливки магниевых слитков позволит перекачивать магний по трубам, тем самым

снизить его окисление, и забирать металл более чистым из-под поверхности расплава. МГД-насос не имеет движущихся частей, поэтому металл не перемешивается и поступает на конвейер более чистый. Кроме того, МГД-насос позволяет удобно управлять процессом розлива слитков, он позволяет максимально изолировать металл от внешней атмосферы и не допускать попадание вредных газов в атмосферу литейного цеха, снижая риск профессиональных заболеваний.

Магнитогидродинамические насосы перекачивают металл при помощи специально создаваемых в жидком металле электромагнитных сил, поэтому не имеют подвижных частей и могут перекачивать металл (как было сказано выше), не вызывая перемешивания всего объема тигля.

По способу подвода электрического тока к каналу для создания электромагнитных сил МГД-насосы подразделяются на кондукционные и индукционные. В цветной металлургии, в частности при работе с жидким магнием, наиболее удобно использовать кондукционные насосы. Эти насосы просты в изготовлении и эксплуатации, они так же устойчивы к воздействию высоких температур и агрессивной атмосферы литейного цеха.

В кондукционных насосах электрический ток от внешнего источника подается в канал насоса, который заполнен жидким металлом. В канале электрический ток взаимодействует с магнитным полем, созданным сторонним источником, либо этим же током, который протекает в канале. В последнем случае насосы не имеют специальных электрических обмоток для создания магнитного поля и называются безобмоточными.

С конца 60-х годов и по сегодняшний день на ОАО «АВИСМА» для розлива магния из печи солевого разогрева на конвейере используется безобмоточный кондукционный насос (так называемый «насос Кабакова» [89]). Многолетний опыт эксплуатации насоса выявил ряд недостатков и пожеланий по улучшению его рабочих характеристик. Недостатками насоса являлись: малая величина создаваемого насосом расхода (3-4 т/час) и напора (порядка 2-3 метра магниевых столба), необходимость предварительного

вакуумирования канала для его запуска; наличие громоздких медных шин, соединенных с каналом из нержавеющей стали с помощью сварки (в месте соединения шин с каналом происходит интенсивное тепловыделение и, как следствие, коррозия и отгорание шин), отсутствие системы регулировки расхода жидкого металла. Трансформация этого насоса в погружной ([90] насос конструкции Мищенко), к сожалению, только добавила недостатков в эту конструкцию. Так, например токоподводные шины, которые подводят ток к каналу и проходят в защитном корпусе через жидкий металл, пришлось изготавливать из нержавеющей стали, а это привело к сильному перегреву конструкции и выходу ее из строя.

Однако, большинство этих недостатков можно избежать, если в качестве токоподводных шин в подобных насосах использовать те же трубы, по которым перекачивается жидкий металл.

Вследствие отсутствия обмоток такие насосы возможно (в защитном кожухе) опускать ниже уровня жидкого металла, делая их погружными. Жидкий металл, двигаясь по трубам, будет уносить тепло электрического тока, не допуская их перегрева. Погружные насосы удобны в эксплуатации, так как для своего запуска они не нуждаются в вакуумировании при предварительном заполнении канала металлом. Вследствие того, что канал такого насоса всегда заполнен жидким металлом, насос начинает работать сразу после включения электрического тока.

В главе 1 и 2 рассматривались различные случаи электровихревых течений в плоских каналах различной конфигурации с ферромагнитными сердечниками. Как мы могли видеть, во многих случаях в таких каналах генерировался перепад давления, и канал мог перекачивать электропроводную жидкость. В этой главе остановимся на возможном использовании этого эффекта для практических целей, например для создания МГД-насосов. Кроме насосов, в которых используется электровихревое течение для создания насосного эффекта, рассмотрим насосы, которые также используют эффект взаимодействия электрического

тока с собственным магнитным полем, но электровихревое течение, даже если оно и существует в канале, не является определяющим в их работе. Для простоты мы нарушим строгость в определении, и все насосы (использующие эффект взаимодействия тока с собственным магнитным полем) будем называть электровихревыми насосами. Обычно канал таких насосов является плоским. По каналу течет переменный или постоянный электрический ток. Канал охватывает ферромагнитный сердечник, магнитное поле от тока в канале усиливается и специфическим образом искажается этим сердечником, после чего оно взаимодействует с электрическим током и обуславливает работу насоса.

Турбулентное течение в таких каналах будем описывать при помощи математической модели приведенной в главе 2 (течение в канале будем рассчитывать при помощи приближенных уравнений 2.6, а вызывающие их электромагнитные силы будем находить при помощи модели описанной в параграфе 2.21).

Эксперименты с физическими моделями МГД-насосов, в которых определялись напорно-расходные характеристики, проводились на специальном галлиевом контуре Рис.4.3, который представлял собой петлю из нержавеющей труб с внутренним диаметром 20 мм.

Контур включал: блок приборов для измерения давления, прибор для измерения расхода жидкого металла, прибор для варьирования перепада давления на насосе (дроссель), систему очистки металла, систему для заполнения и опорожнения контура, систему охлаждения, вакуумную и газовую систему.

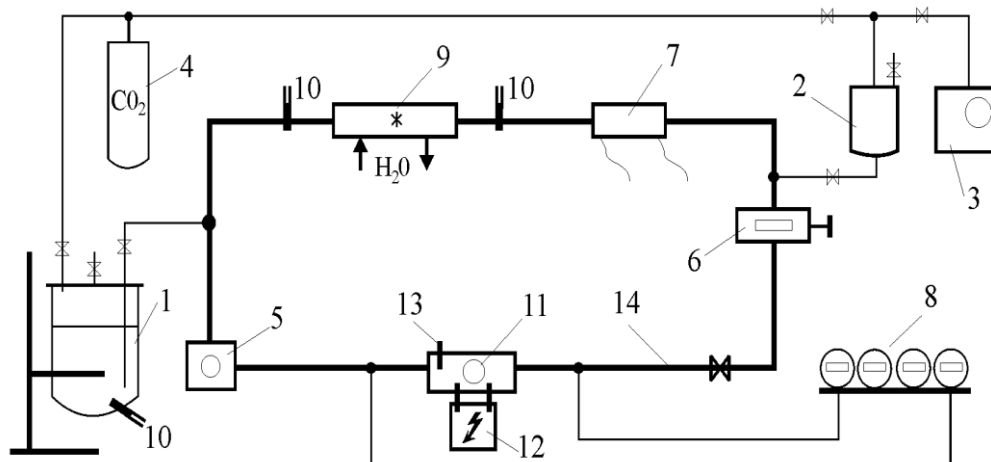
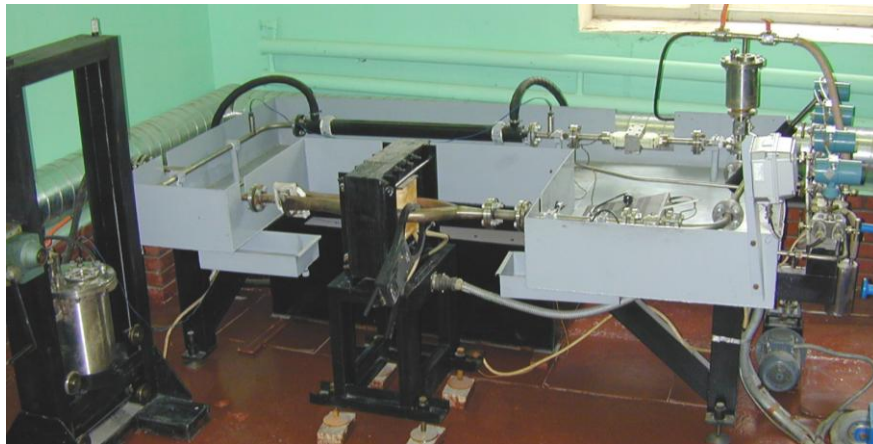


Рис.4.3. Галлиевый контур для испытания МГД-насосов. 1-емкость для жидкого галлиевого сплава, 2-расширительный бачок, 3-форвакуумный насос, 4-баллон с углекислым газом, 5-фильтр, 6-дроссель, 7-расходомер, 8-блок манометров, 9-холодильник, 10-датчик температуры, 11-испытываемый МГД-насос, 12-датчик силы тока, 14-металлопровод контура.

4.1. Насос с проводящими перегородками

Для того, чтобы МГД канал превратился в насос (как было показано в 2.5.1), необходимо сделать так, чтобы линии электрического тока в канале не совпадали с линиями транзитного течения жидкого металла через канал. При этом, чем ближе угол пересечения этих линий к прямому углу, тем эффективней насосный эффект в канале. «Развязать» линии тока жидкости и

линии электрического тока в канале насоса можно, введя в канал, проводящие перегородки (Рис.4.4.) [126].

Перегородки проницаемы для электрического тока и не проницаемы для тока жидкости, поэтому эти линии расцепляют на некоторый угол, в результате чего проекция электромагнитных сил на направление движения жидкости становится отличным от нуля. Как видно из рисунка, давление в таком канале можно наращивать, увеличивая общее число перегородок с надетыми на канал сердечниками (Рис.4.4).

Насос, состоящий из пяти секций и с размерами указанными на Рис.4.4, был изготовлен в лаборатории. Для этого насоса была рассчитана напорно-расходная характеристика Рис.4.5, а также поле скоростей (Рис.4.6) в его канале. Как показал эксперимент, на галлиевом контуре экспериментальная напорно-расходная характеристика (точки на Рис.4.5) близка к расчетной (сплошная линия).

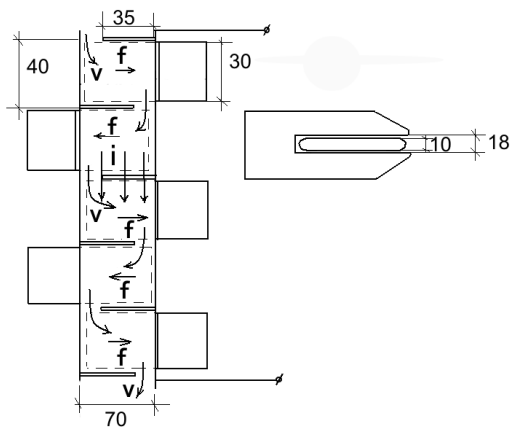


Рис.4.4

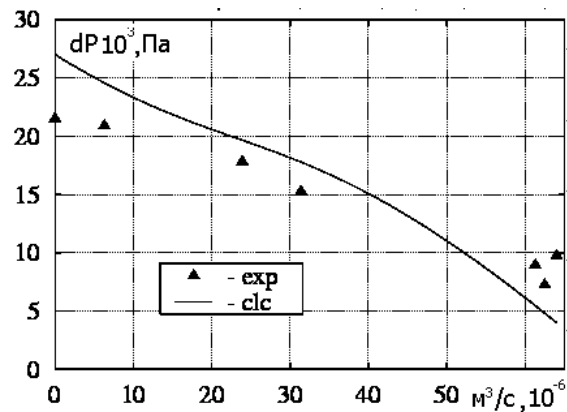


Рис.4.5

Электровихревой насос с перегородками внутри плоского канала и напорно-расходная характеристика электровихревого насоса с каналом, имеющим проводящие перегородки. Канал содержит 5 секций. Ток 2000А.

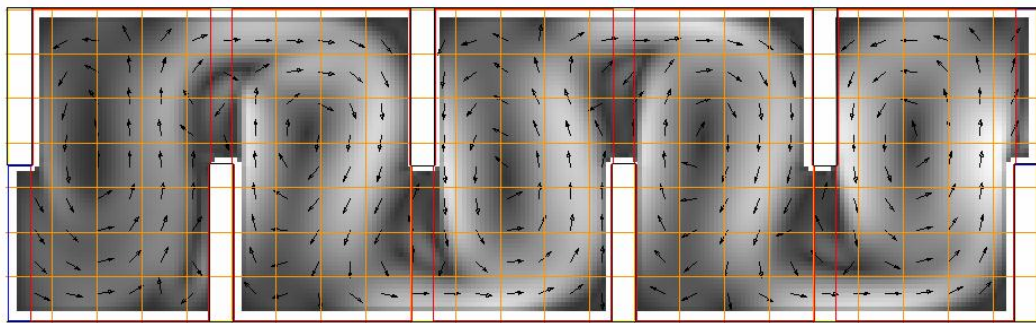


Рис.4.6. Картина течения в канале электровихревого насоса с перегородками при токе в 2000 А.

Как видим, такой насос имеет приемлемые для промышленного использования характеристики. Однако, неудобство заключается в том, что, из-за наличия большого количества перегородок внутри канала, он обладает достаточно большим гидравлическим сопротивлением. Кроме того для работы такого насоса необходимы ферромагнитные сердечники в количестве равном числу перегородок, что ведет к удорожанию насоса.

Насос, состоящий из 11 насосных секций и заключенный в защитный кожух для погружения в жидкий металл, был изготовлен в нашей лаборатории и испытывался на Соликамском магниевом заводе Рис.4.7. Этот, так называемый погружной насос, не нуждался для своего запуска в предварительной операции по заполнению канала металлом и запускался сразу, без предварительного вакуумирования. Во время испытаний было выяснено, что в процессе работы насос очищает металл от неметаллических включений, однако его канал засоряется неметаллическими частицами, после чего он выходит из строя. Так как канал насоса содержит большое число перегородок, его очистка является трудной проблемой.



Рис.4.7. Заливка жидкого магния в изложницу крупногабаритного слитка при помощи погружного МГД-насоса с проводящими перегородками в канале.

4.2. Безобмоточный насос конструкции Кабакова

Как уже говорилось в начале главы, с конца 60^х годов и по сегодняшний день на ОАО «АВИСМА» для розлива магния из печи солевого разогрева на конвейере используется безобмоточный кондукционный насос (конструкция Г.Кабакова). Этот насос Рис.4.8 не имеет электрических обмоток. В нем электрический ток течет по плоскому каналу, охваченному П-образным ферромагнитным сердечником. Электрический ток, взаимодействуя со своим полем, искаженным и усиленным этим сердечником, создает объемные силы, втягивающие металл в канал и обуславливающие работу насоса.

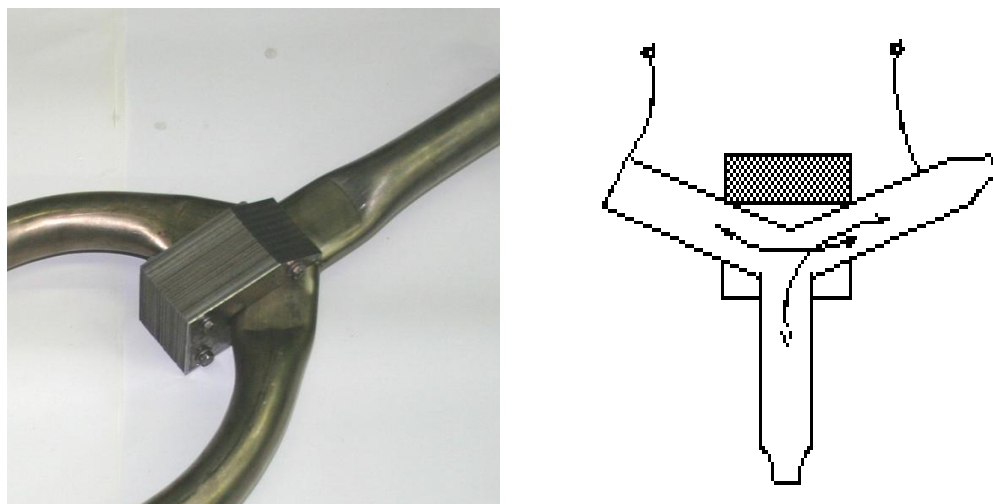


Рис.4.8. Фото и схематический эскиз насоса Кабакова.

Насос состоит из трех плоских патрубков сваренных концами под углом 120° . По двум патрубкам протекает электрический ток силой 4-5кА. П-образный сердечник, который надет на эти патрубки, усиливает магнитное поле тока в канале и направляет его в канал. В канале электрический ток взаимодействует с магнитным полем и генерирует электромагнитные силы, которые втягивают металл из третьего патрубка. Таким образом, насос перекачивает металл.

Нами был изготовлен экспериментальный образец насоса Кабакова. Он был изготовлен из трубы (1X18H9T) диаметром 42мм Рис.4.8. Сердечник, шириной 32 мм с межполюсным зазором 16 мм, был набран из пластин трансформаторной стали. Электрический ток к каналу (с толщиной проходного сечения 9мм и общей толщиной верхней и нижней стенки 6 мм) подводился по тем же трубам, что и перекачиваемый металл.

Используя разработанную нами математическую модель, была найдена картина течения Рис.4.9, и рассчитана напорно расходная характеристика экспериментальной модели (сплошная линия на Рис.4.10).

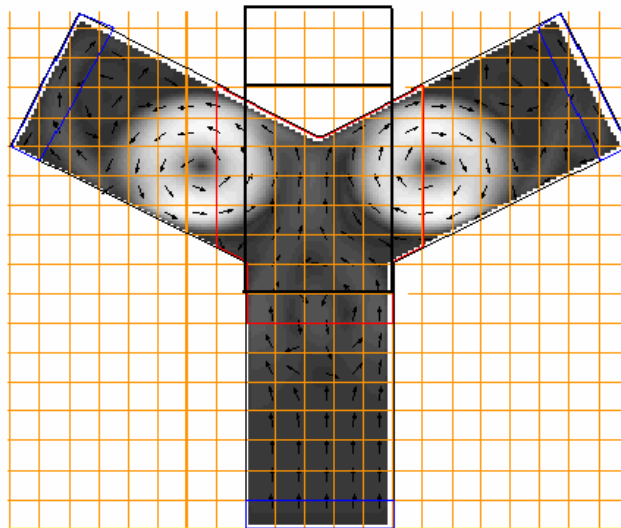


Рис.4.9. Картина течения в канале насоса «Кабакова».

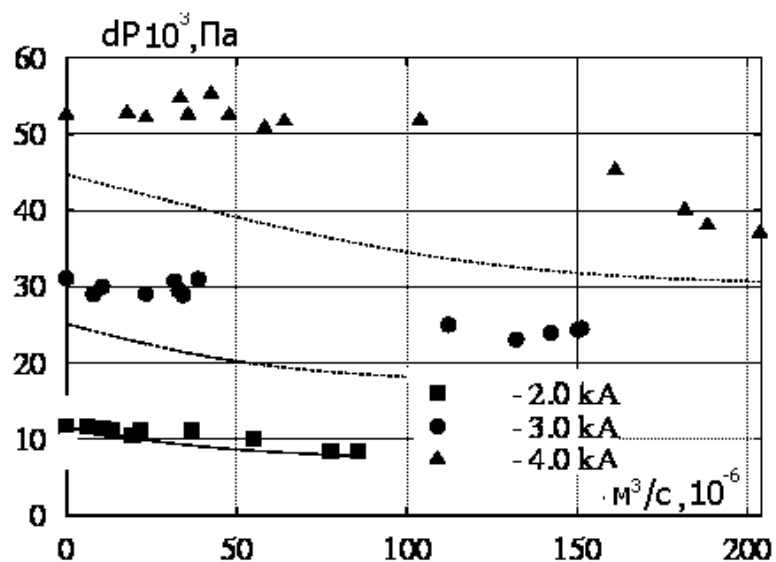


Рис.4.10. PQ-характеристика (на галлии) насоса Кабакова. Немагнитный зазор 16 мм, внешняя толщина канала 15 мм, внутренняя 9 мм, ширина канала 50 мм. Ширина сердечника 32мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

На галлиевом контуре были получены напорно-расходные характеристики модели насоса конструкции Кабакова для разных значений электрического тока в канале (точки на Рис.4.10.) и для разных значений глубины паза в П-образном сердечнике Рис.4.11.

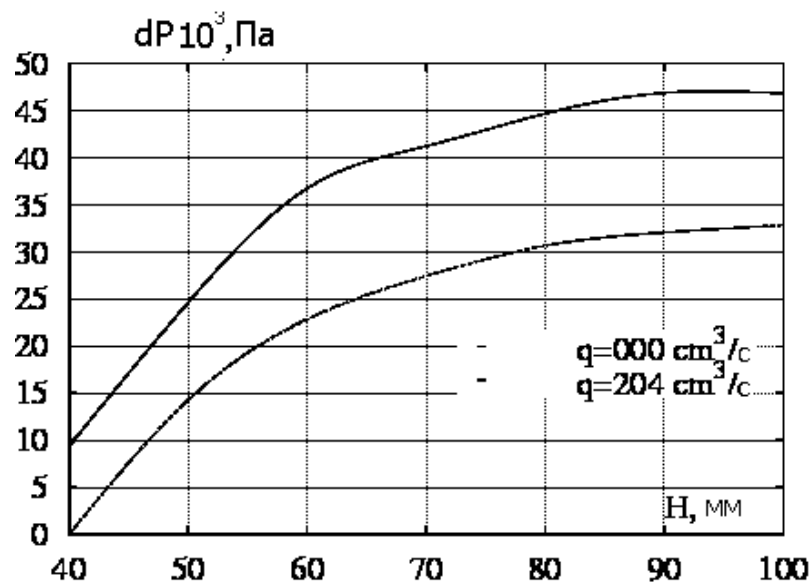


Рис.4.11. Зависимость перепада давления от глубины паза для электровихревого насоса Кабакова на галлии. Немагнитный зазор 16 мм, внешняя толщина 15 мм, внутренняя 9 мм, ширина канала 50 мм. Ширина сердечника 32мм. Линии – расчет. Верхняя кривая – стопорный режим, нижняя соответствует расходу $q=204 \text{ см}^3/\text{с}$.

Как видно из результатов испытаний на галлиевом стенде и численных экспериментов, максимальное давление, развиваемое таким насосом не велико. Такой насос очень прост в изготовлении и эксплуатации, однако имеет свои особенности и недостатки:

1. Для своего запуска насос требует предварительного заполнения канала жидким металлом.
2. Электрический ток подводится специальными шинами (обычно медными) к каналу, нагретому до высокой температуры и, поэтому место сварки шин, быстро разрушается.
3. Насос создает невысокий напор.

Для того чтобы повысить напор, можно соединить последовательно два насоса. Однако, для того, чтобы удобно соединить два насоса в последовательную цепь, необходимо, чтобы второй насос не втягивал металл как первый, а выталкивал его из себя. Это возможно сделать, если канал

подобный каналу насоса Кабакова охватить двумя П-образными сердечниками, но такими, которые охватывают канал с противоположной (чем в насосе Кабакова) стороны. Рис.4.12. Безобмоточный насос по этой схеме работает на том же принципе, что и насос Кабакова, но перекачивает металл, не втягивая его, а выталкивая его из канала.

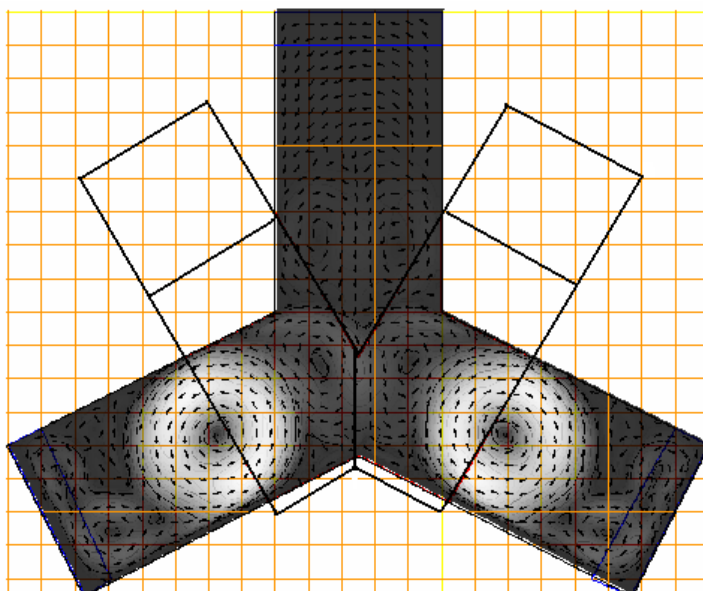


Рис.4.12 . Картина течения в канале с расположением сердечников противоположным конструкции насоса «Кабакова».

Нами была рассчитана напорно-расходная характеристика модели насоса такой схемы Рис.4.13, и зависимость развиваемого насосом давления от силы рабочего тока Рис.4.14.

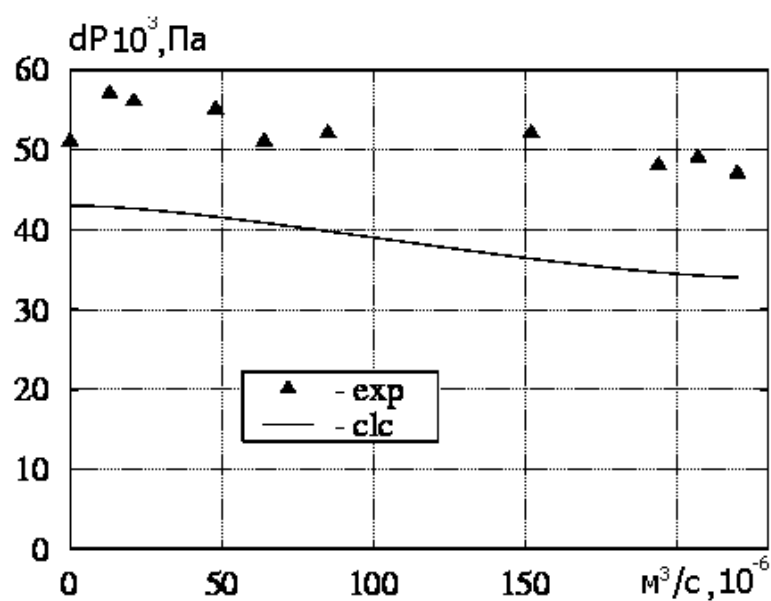


Рис.4.13 . P/Q- характеристика безобмоточного насоса. Сплошной кривой показана расчетная зависимость. Точками показаны результаты физических испытаний на галлиевом стенде.

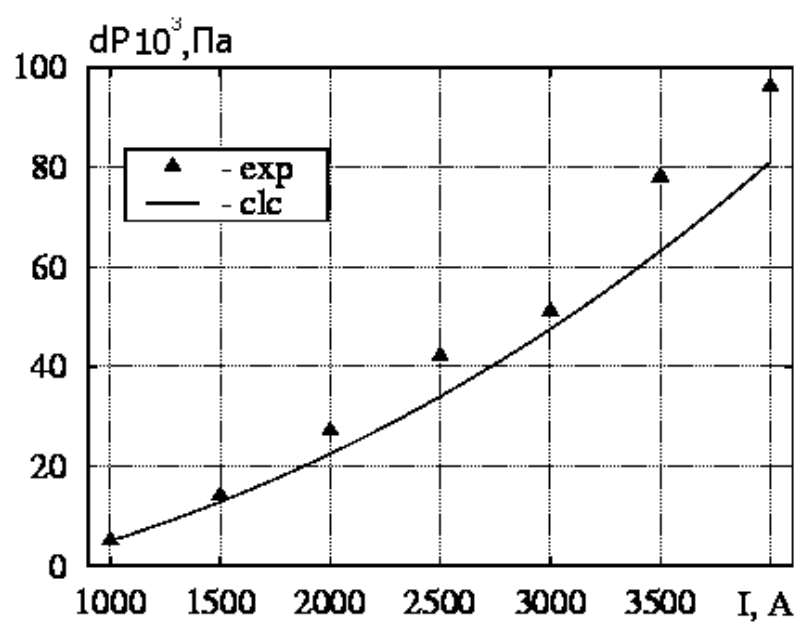


Рис.4.14 . Зависимость напора от силы рабочего тока для безобмоточного насоса. Сплошной кривой показана расчетная зависимость. Точками показаны результаты физических испытаний на галлиевом стенде.

Насос этой схемы легко совмещается с насосом по схеме Кабакова. Как видно картина течения в канале подобно течению в канале насоса Кабакова. На рисунках видны два интенсивных вихря, генерируемые краями ферромагнитных сердечников. Это электровихревое течение не играет определяющей роли при создании насосного эффекта в каналах этих насосов, но помогает в создании насосом давления.

4.3. Безобмоточный насос Пуш-пул

С целью увеличения развиваемого МГД-насосом давления мы объединили в последовательную гидравлическую цепь насос, описанный выше, и насос конструкции Кабакова. В результате мы получили новый насос, который в дальнейшем будем называть Пуш-пул [98].

Безобмоточный насос наружного расположения Пуш-пул представляет собой вытянутую замкнутую петлю из металлической трубы (1) Рис.4.15. На противоположных концах петли труба имеет сплюснутые участки (2,3), к которым подходят входной и выходной патрубки (4,5).

Сплюснутую часть трубы (2) с входным патрубком (справа Рис.4.15) охватывает П-образный ферромагнитный сердечник (6), а сплюснутую часть трубы (3) с выходным патрубком (5) (слева Рис.5.15.) охватывают два П-образных сердечника (7). Силовой трансформатор (8) индуцирует в петле электрический ток. Электрический ток создает магнитное поле, которое усиливается П-образными сердечниками и которое, взаимодействуя с электрическим током (в сплюснутой части (2) с входным патрубком), создает втягивающие электромагнитные силы, действующие на жидкий металл, а в сплюснутой части (3) с выходным патрубком создает выталкивающие силы. Этот процесс является физическим принципом работы насоса Пуш-пул.

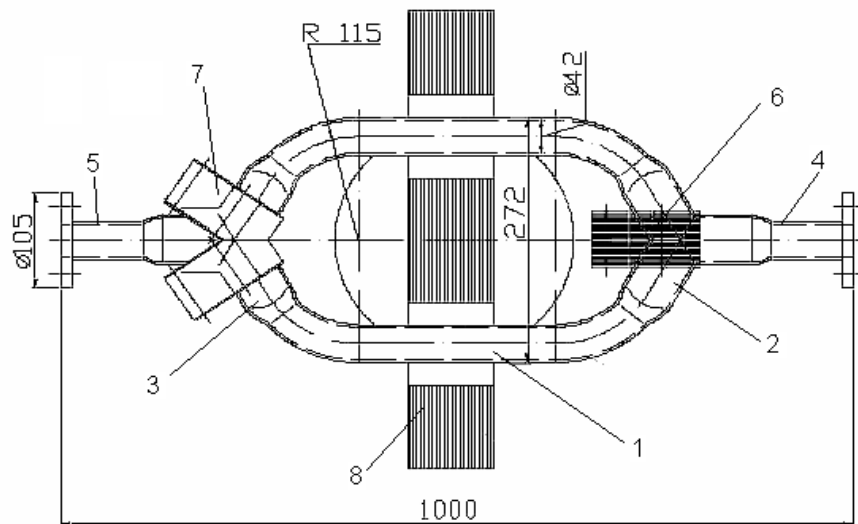


Рис.4.15. Безобмоточный насос наружного расположения Пуш-пул.

4.3.1. Физическая модель насоса Пуш-пул

Была изготовлена физическая модель насоса Рис.4.16. Межполюсной зазор составлял 18 мм, внешняя толщина канала в сплюснутых частях была 16 мм, внутренняя часть была 8 мм. Канал был изготовлен из нержавеющей немагнитной трубы диаметром 42 мм. Рис.4.16.

Рабочие характеристики модели были рассчитаны с использованием нашей математической модели процесса. Модель прошла испытания на галлиевом контуре. Как показали лабораторные испытания и расчеты, насос развивает давление и расход, удовлетворяющие потребностям литейного производства Рис.4.17.



Рис.4.16. Физическая модель насоса Пуш-Пул.

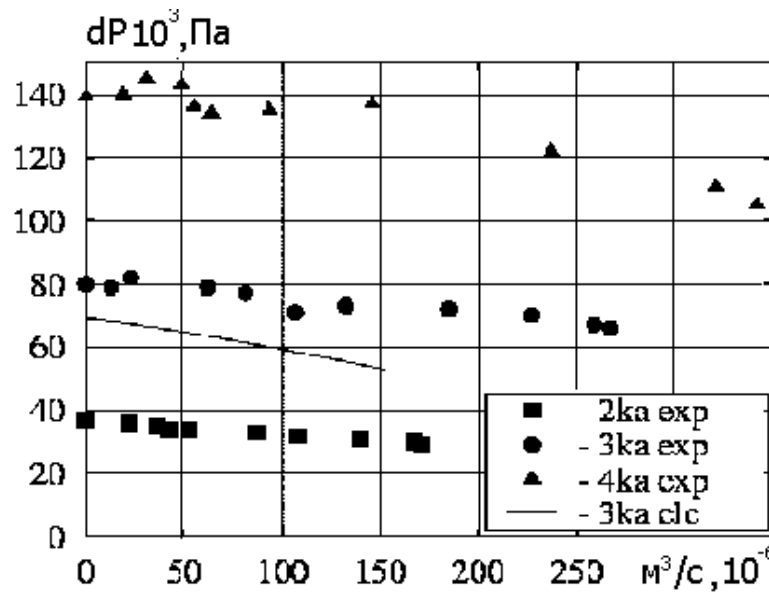


Рис.4.17. Напорно-расходная характеристика насоса Пуш-Пул, полученная на галлиевом контуре. Точки результаты эксперимента. Сплошная кривая – расчетная зависимость.

4.3.2. Заводские испытания насоса наружного расположения Пуш-пул

Для проверки работоспособности насоса в промышленных условиях были проведены его испытания и пробная эксплуатация в литейном цеху Соликамского магниевого завода при литье крупногабаритных слитков Рис.4.18., а так же производилось литье слитков на литейном конвейере Рис.4.19-4.21.



Рис.4.18. Крупногабаритные слитки магния, отлитые при помощи МГД-насоса Пуш-пул.



Рис. 4.19. Слитки розлитые МГД-насосом на литейном конвейере

Простой по конструкции и в обслуживании насос наружного расположения Пуш-пул, может успешно применяться для оперативных целей, когда необходимо перекачивать металл из тиглей, когда он имеет длительные перерывы в работе и его приходится переносить из тигля в тигель. Так как в момент старта канал насоса принудительно заполняют жидким металлом, а электрический ток в петле металлопровода наводится трансформатором, работа насоса не зависит от окисных пленок на стенках внутри канала, (в отличие от других кондукционных насосов), и большие перерывы в использовании не влияют на его работу.

В отличие от центробежного или погружного насосов других конструкций, насос Пуш-пул не нуждается в предварительном прогреве в соляном расплаве. Заборный патрубок этого насоса можно сразу (медленно) опускать в жидкий магний. После опускания необходимо некоторое время для того, чтобы образовавшаяся в момент опускания пробка из застывшего магния расплавилась. После установки насоса на тигель или печь к нему подсоединяют силовые кабели (от пульта управления) и сливной патрубок. Затем осуществляют прогрев его металлопровода, путем пропускания электрического тока через сливной патрубок, через ветви петли металлопровода и заборный патрубок насоса. Для разогрева необходим ток в

1000А, разогревающий металлопроводы насоса до рабочей температуры за 10 минут. После того как насос разогрет, ток разогрева отключают, подсасывают с помощью вакуумной ловушки жидкий магний и включают насос. (Как показал опыт работы с насосом, для прогрева бывает достаточно включить его до заполнения канала металлом, после чего подсасывают металл и насос начинает работать.)



Рис.4.20. Момент розлива магния в изложницы на конвейере при помощи насоса.

Как показали испытания, насос развивает расход до 8 тонн жидкого магния в час при перепаде давления порядка метра магниевых столба (в стопорном режиме насос способен поднять магний на высоту более 6 метров). Расход насоса можно плавно регулировать от нуля до максимального. Насос прост в управлении и обслуживании, каких либо дополнительных сложностей в работе не обнаружено Рис.4.21.



Рис.4.21. Насос наружного расположения Пуш-пул установлен на тигле перед литейным конвейером.



Рис.4.22. Выход слитка с литейного конвейера при литье магния насосом.

Как показали испытания, качество крупногабаритных слитков улучшается при использовании МГД-насоса в сравнении с традиционными способами литья. Так, например, уменьшаются солевые включения внутри и на поверхности слитка Рис.4.23, Рис.4.24.



Рис.4.23. Солевые включения на поверхности слитка отлитого обычным способом (слева). Чистая поверхность слитка (без солевых включений) отлитого МГД-насосом (справа).

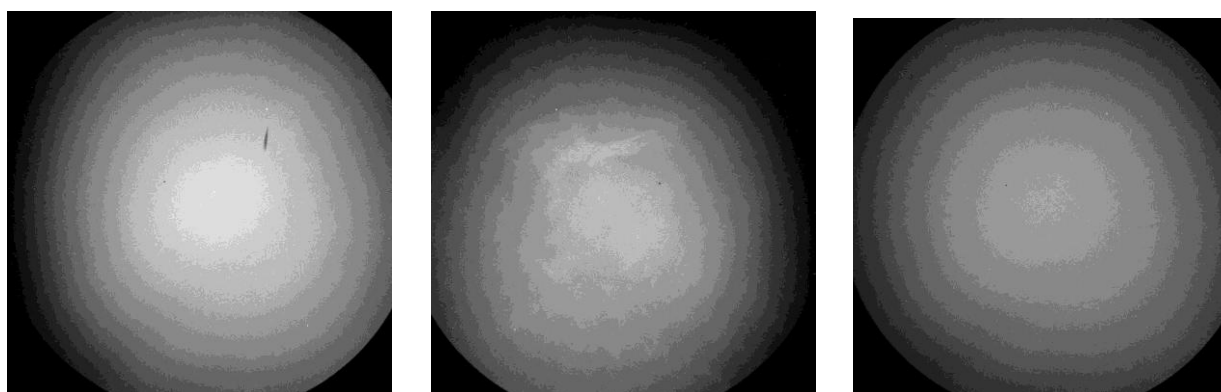


Рис.4.24. Рентгенограмма внутреннего объема слитков. Слева два слитка отлиты обычным способом. В первом видно солевое включение. Во втором видно неметаллическое включение. Справа снимок слитка отлитого МГД-насосом. Включения отсутствуют.

Канал насоса и металлопровод изготавливаются из нержавеющей стали, содержащей никель. Существовало опасение, что никель из стенок металлопровода будет вымываться и загрязнять магний, однако, превышения содержания никеля, сверх допустимого предела (как и других элементов), в перекачиваемом магнии не обнаружено.

Включения	Al	Mn	Fe	Cu	Ni	Si
Стандарт	0,02	0,03	0,04	0,004	0,001	0,009
После МГД-насоса	0,005	0,004	0,03	0,0004	0,0005	0,002

Насос наружного расположения может быть успешно применен в установке подачи магния на литейный конвейер, а также для литья крупногабаритных слитков на магниевом производстве.

4.4. Безобмоточный насос «Зигзаг»

Выше, в параграфах 4.1-4.3. были описаны безобмоточные МГД-насосы, в которых объемные электромагнитные силы, обусловленные взаимодействием электрического тока в канале со своим магнитным полем, имеют составляющую направленную вдоль линий тока потенциального течения в канале. Это является следствием того, что линии электрического тока и линии тока потенциального течения жидкости в канале пересекаются. В этом случае работа насоса главным образом определяется потенциальной частью электромагнитных сил в канале. Однако, в некоторых случаях (см. п.п.2.3.1, 2.3.2, 2.3.3) в МГД-канале может возникнуть насосный эффект, даже когда проекция электромагнитных сил на линии тока потенциального течения в канале отсутствует. Это возможно в случае, когда в канале генерируется электровихревое течение. В случае, когда вдоль продольной оси канала создана асимметрия вихревой структуры течения в этом направлении возникает перепад давления, который и определяет насосный эффект в канале. В параграфах 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3 описаны варианты МГД-каналов, в которых эта ситуация реализована. Эти варианты можно использовать для конструирования МГД-насосов, в которых насосный эффект будет создаваться электровихревым течением.

Если взять плоский канал, с охватывающим его П-образным ферромагнитным сердечником (Рис.4.25), пропустить вдоль него (от входного патрубка к выходному) электрический ток, то как было показано в 2.3.3, в канале возникнет слабый насосный эффект и, если канал не заперт, то через него (снизу вверх Рис.4.25) начнет прокачиваться жидкий металл.

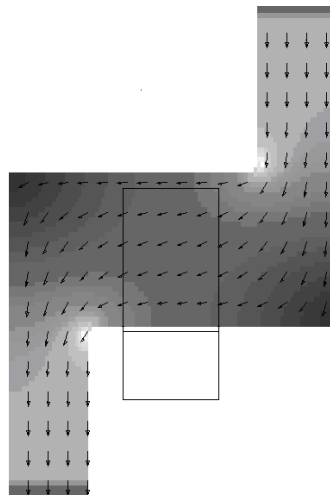


Рис.4.25. Z-образный канал с охватывающим его П-образным сердечником. Вдоль канала протекает электрический ток, и в области сердечника возникает электровихревое течение. В канале возникает насосный эффект.

Если П-образный сердечник отклонить от вертикальной оси в сторону (так как показано на Рис.4.26), то асимметрия вихревой структуры возрастет, и насосный эффект значительно усиливается.

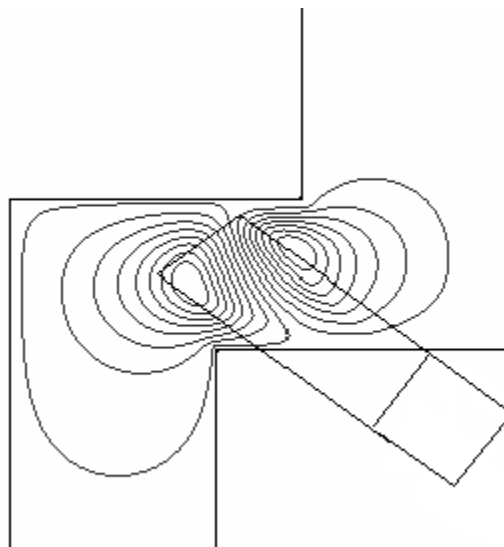


Рис.4.26. Z-образный канал с охватывающим его П-образным сердечником. Сердечник отклонен в сторону.

В этом случае, такой канал можно рассматривать как реальный МГД-насос [99]. Если эти насосы расположить друг за другом (Рис.4.27.), то можно

создавать конструкции, развивающие приемлемые для практического использования давления и расходы жидкого металла.

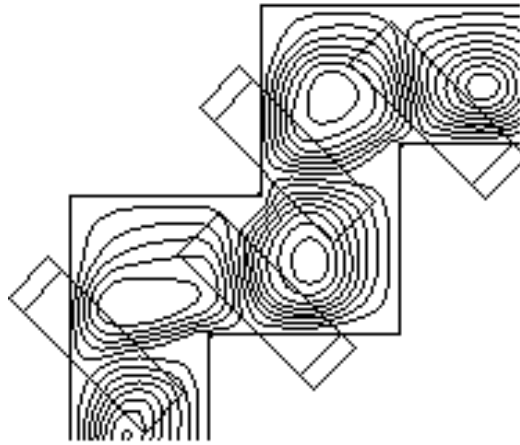


Рис.4.27. Схема Электровихревого МГД-насоса, в котором качающие Z-образные каналы расположены последовательно друг за другом.

Нами был изготовлен из стеклотекстолита плоский и зигзагообразный в плане канал (Рис.4.28). Ширина и высота канала были соответственно 71 мм и 8мм. Канал охватывали (как показано на Рис.4.28) четыре П-образных ферромагнитных сердечника. Ширина сердечников и их полюсов были 40 мм, межполюсной зазор равнялся 16 мм.

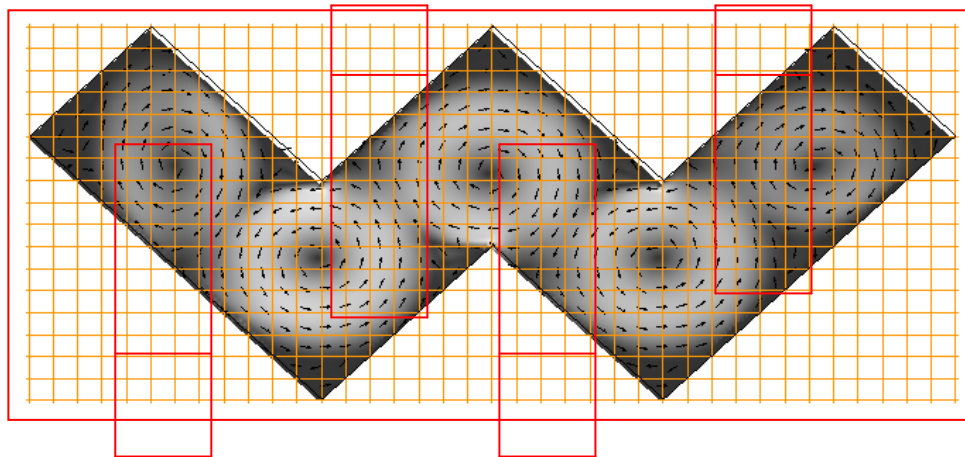


Рис.4.28. Картина течения в плоском зигзагообразном канале. Линиями обозначены контуры ферромагнитных сердечников

Используя разработанные математические модели для определения объемных сил и турбулентного течения жидкости в плоском канале, были произведены расчеты поля скоростей (Рис.4.28) и расходно–напорной

характеристики (Рис.4.29) экспериментальной модели. Испытания ее на галлиевом контуре показали близость рассчитанной характеристики к экспериментальным данным [127].

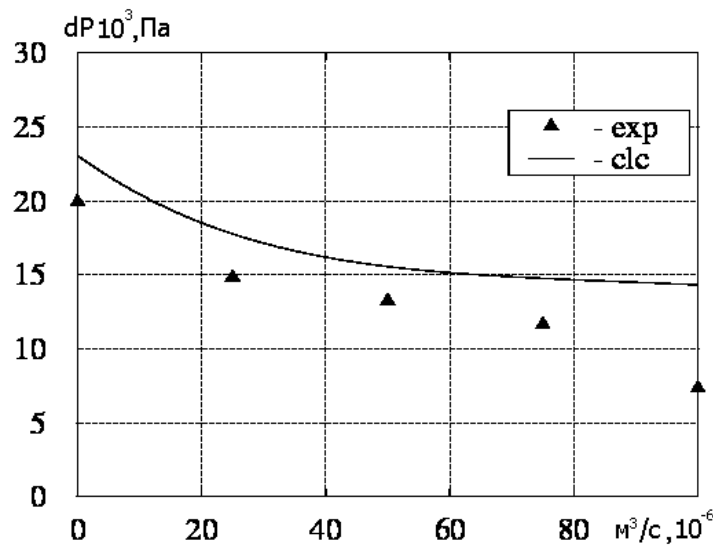


Рис.4.29. Расходно – напорная характеристика электровихревого насоса с зигзагообразным каналом. Вдоль канала течет ток 2500А.

Для выяснения особенностей предлагаемого насоса были проведены численные и физические эксперименты. Численные эксперименты были выполнены с использованием разработанной математической модели. Для проведения физических экспериментов, были сделаны экспериментальные модели с каналами из нержавеющей стали, которые затем испытывались на галлиевом контуре.

У экспериментальных моделей был плоский зигзагообразный канал, выполненный из сплюсненной нержавеющей трубы. Угол между прямыми участками канала составлял 90° . Ширина «узкого» канала составляла 33 мм (Рис.4.30). Ширина «широкого» канала была 59мм (Рис.4.31). Высота внутреннего просвета каналов была 8,5 мм, толщина стенок каналов была 2,5 мм. Прямые участки каналов попеременно с обеих боковых сторон охватывали четыре П-образные сердечника. Ширина сердечника и межполюсной зазор у сердечника «узкого» канала, соответственно, были 30 мм и 13мм, у сердечника «широкого» канала соответственно 50мм и 15 мм.

Насос устанавливался на галлиевом контуре и вдоль канала пропусклся переменный электрический ток. В физических экспериментах определялся перепад давления, развиваемый насосом Рис.4.30, 4.31, 4.32. В численных экспериментах находился перепад давления в стопорном режиме для нескольких вариантов конфигурации канала насоса Рис.4.30,4.31.

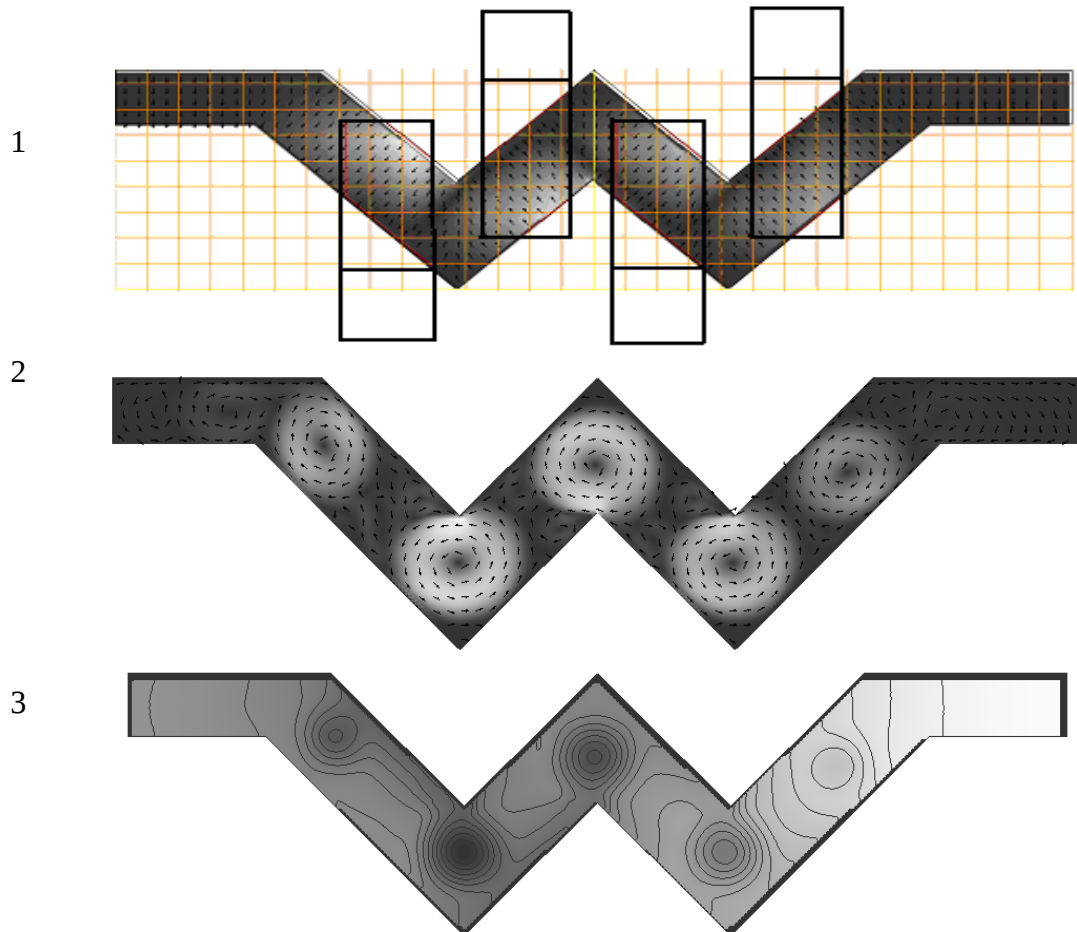


Рис.4.30. На рисунке последовательно приведены: 1) поле сил (в одной клетке сетки 10 мм), 2) поле скорости и 3) поле давления. Расчет: $\Delta P = 32.58$ кПа, эксперимент: $\Delta P = 34 \pm 4$ кПа ($I = 1500$ А, высота просвета канала - 0.0085 м, ширина канала – 33 мм, ширина сердечника – 30 мм, межполюсной зазор – 0.013 м, рабочая среда – галлиевый сплав).

На галлиевом контуре были проведены эксперименты с электровихревым насосом, имеющим широкий зигзагообразный канал с четырьмя П-образными сердечниками, результаты экспериментов были

близки к расчетным Рис.4.31. В экспериментах так же была получена напорно-расходная характеристика этого насоса Рис.4.32.

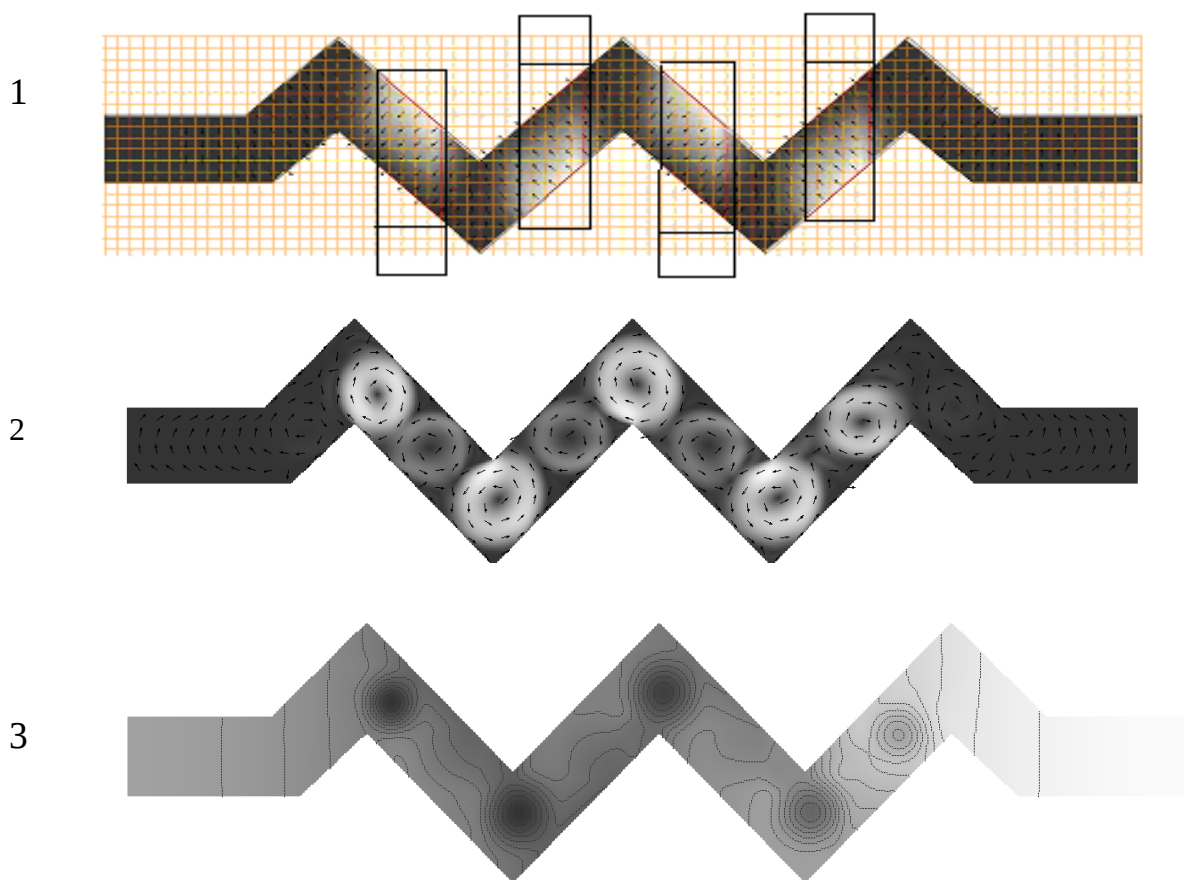


Рис.4.31. На рисунке последовательно приведены: 1) поле сил (в одной клетке сетки 10 мм), 2) поле плотности тока, 3) поле скорости и 4) поле давления. Расчет: $\Delta P=27$ кПа, эксперимент: $\Delta P=19,8\pm 3$ кПа ($I=1500$ А, высота просвета канала - 0.0085 м, ширина канала – 59 мм, ширина сердечника – 50 мм, межполюсной зазор – 0.015 м, рабочая среда – галлий).

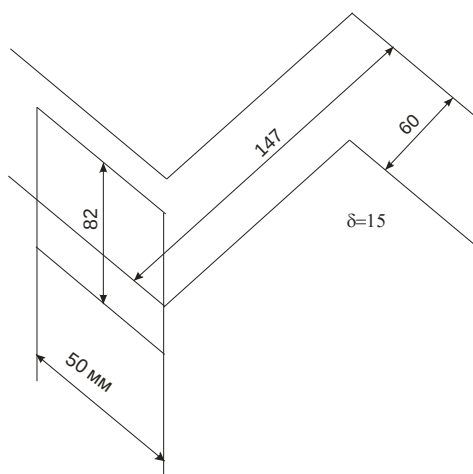


Рис.4.32.а. Схема канала электровихревого насоса.

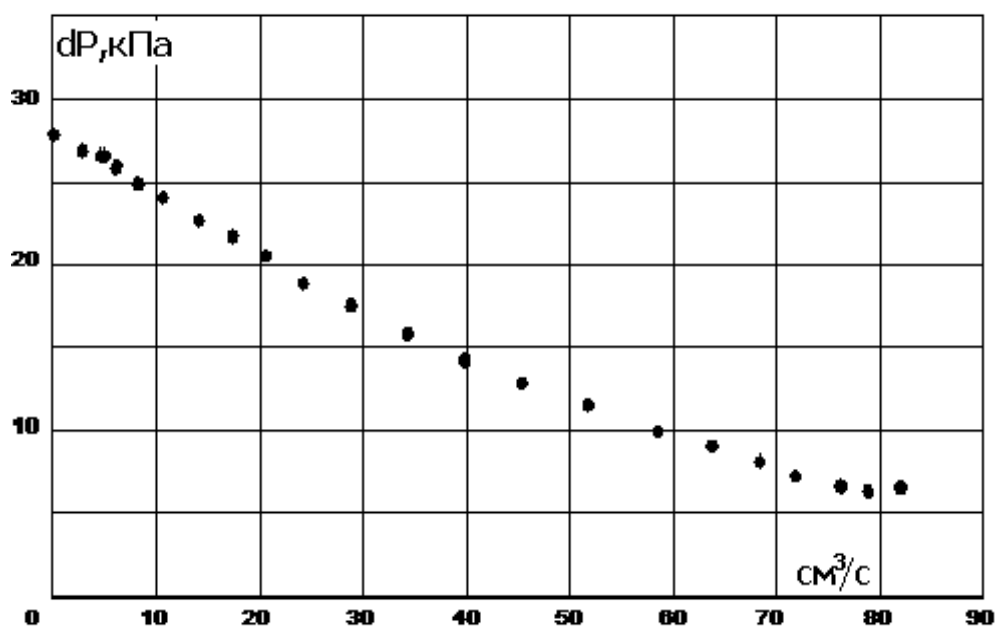


Рис.4.32б. Напорно-расходная характеристика на галлиевом сплаве электровихревого насоса с четырьмя сердечниками при токе через канал в 2000А.

С использованием нашей математической модели, были рассчитаны перепады давления, создаваемые зигзагообразным каналом с различным числом П-образных сердечников, с различным их расположением на канале и с различными сочетаниями этих сердечников Рис.4.33.

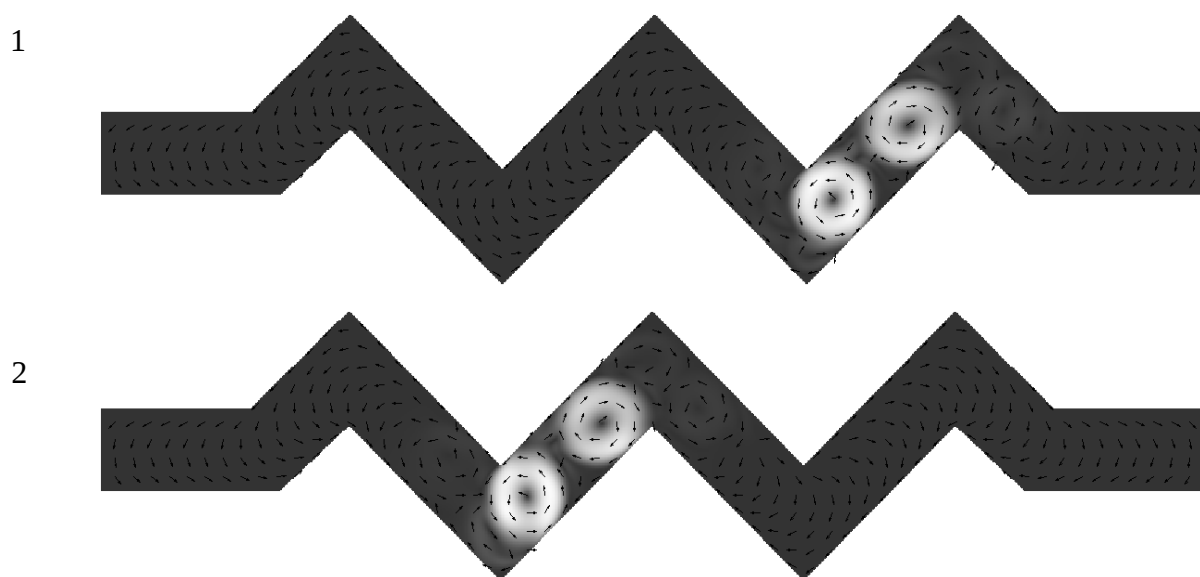


Рис.4.33а. Один сердечник (ширина 59мм.). Поле скорости. Расчет: 1 - $\Delta P=6.06$ кПа; 2 - $\Delta P=6,57$ кПа.

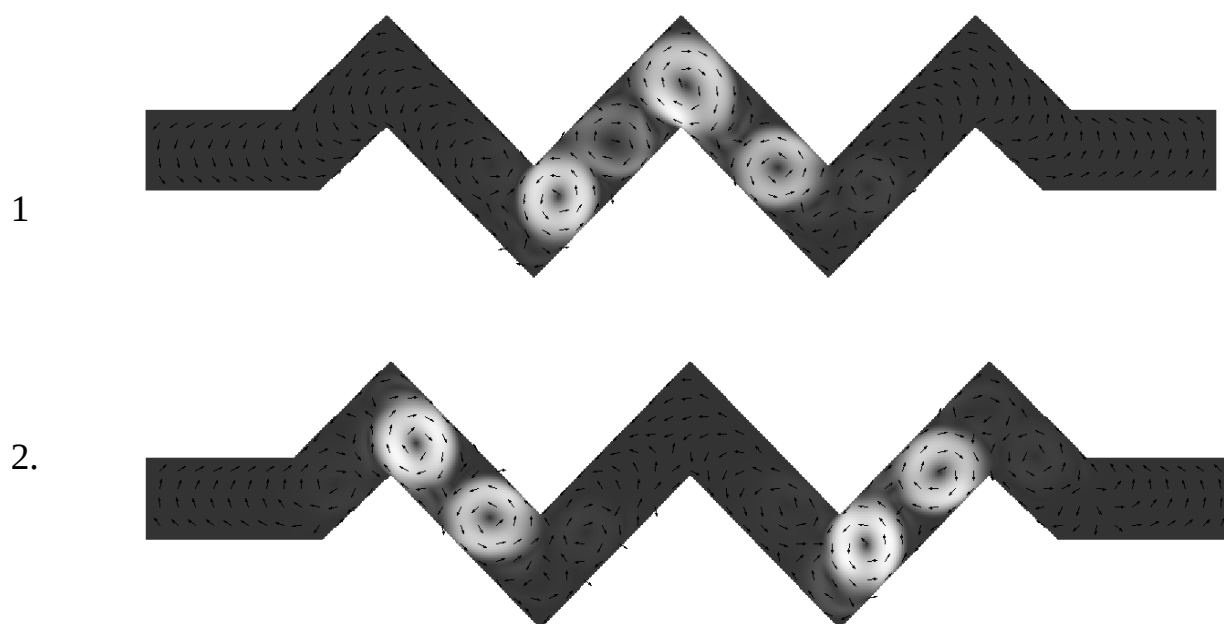


Рис.4.33.б. Два сердечника (ширина 59мм.). Поле скорости. Расчет: 1 - $\Delta P=13.50$ кПа; 2 - $\Delta P=12.70$ кПа.

Результаты численных экспериментов показали, что давление создаваемое насосом практически пропорционально числу качающих секций в насосе, а зависимость давления, развиваемого одной качающей секцией, от расположения в канале насоса не является сильной.

Электромагнитные силы в канале зигзаг (Рис.4.30) перпендикулярны (во всей области канала) линиям потенциального тока жидкости, поэтому причиной начала проточного течения жидкости в канале они быть не могут. Однако, в силу того, что эти силы имеют вихревую составляющую, в канале генерируется электровихревое течение, таким образом, начальные условия в канале меняются (по сравнению с условиями традиционной схемы насосов), и уже это электровихревое течение создает в канале насосный эффект.

В случае рассматриваемого в этом параграфе электровихревого насоса, в его плоском зигзагообразном канале возбуждается электровихревое течение. В результате специальной формы канала и специального расположения П-образных сердечников при протекании электрического тока в канале (как видно из Рис.4.26, 4.27), возбуждается система вихрей имеющих асимметрию. Как показывают результаты численных и физических экспериментов, в канале такого насоса возникает существенный насосный эффект. В этом случае каждый прямой участок канала со своим сердечником является элементарным насосом (Рис.4.33). При соединении таких элементарных насосов в последовательную цепь насосный эффект, производимый ими, складывается (Рис.4.31,4.33).

Как показали физические эксперименты с моделями насосов на галлиевом контуре, электровихревые насосы с зигзагообразным каналом имеют характеристики позволяющие использовать их на реальном производстве для литья жидких металлов (таких, например, как магний и подобных ему металлов и сплавов). Кроме того, характеристики насоса можно изменять, увеличивая количество качающих элементов, поднимая силу тока, изменяя ширину канала, меняя угол между прямыми участками и т. д.

Электровихревой насос с зигзагообразным каналом легко превратить в погружной насос, который располагается ниже уровня жидкого металла. При этом старт его происходит сразу после включения электрического тока, без предварительной операции по заполнению жидким металлом канала, что

является удобным при его эксплуатации. Для этого он без специальных сложностей может быть заключен в обсадную трубу, а электрический ток может подаваться по металлопроводу. Канал такого насоса очень прост в изготовлении, а его форма позволяет осуществлять без особых сложностей периодическую очистку от неметаллических включений, которые со временем работы засоряют канал любого МГД-насоса.

4.5. Электровихревой насос с непроводящими перегородками

Асимметрию вихревой структуры, которая создается в плоском канале с электрическим током, П-образными сердечниками, можно создать введением в канал поперечных непроводящих перегородок Рис.4.34.

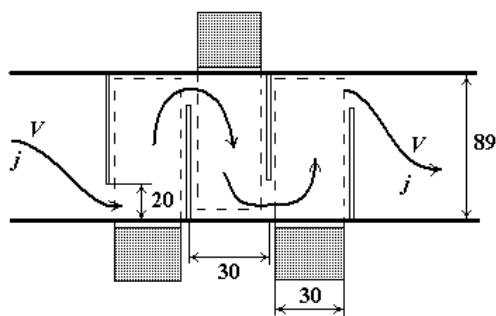


Рис.4.34. Электровихревой насос с непроводящими перегородками.

Величина межполюсного зазора – 20 мм, толщина слоя жидкого металла в канале – 10 мм.

При этом, как было показано в 2.3.1, такой канал при протекании электрического тока будет создавать напор, а если этот канал не заперт, то он будет создавать расход жидкого металла. Если в плоском канале расположить друг за другом несколько таких секций с перегородками, то напор, создаваемый таким каналом, возрастет пропорционально количеству секций и его уже можно рассматривать как МГД-насос.

Экспериментальная модель представляла плоский канал с прямоугольным поперечным сечением (Рис.4.34) выфрезерованный в текстолитовой плите. Ширина канала была 89мм, глубина 10мм. В канале

располагались (на расстоянии 30 мм друг от друга) непроводящие перегородки. В перегородках поочередно (то у одного края канала, то у другого) были сделаны окна шириной 20 мм. Области между перегородками (то с одной стороны канала, то с другой его стороны) охватывались П-образными сердечниками.

В модели было три секции с перегородками и три П-образных сердечника. Ширина сердечников была 30 мм, толщина межполюсного зазора была 20 мм. Канал устанавливался на галлиевом контуре. В эксперименте определялась напорно-расходная характеристика канала при протекании вдоль его оси электрического тока силой 1580 А. В эксперименте Рис.4.35 было получено, что такой канал развивает максимальный напор в 320 Па и относительно небольшой расход.

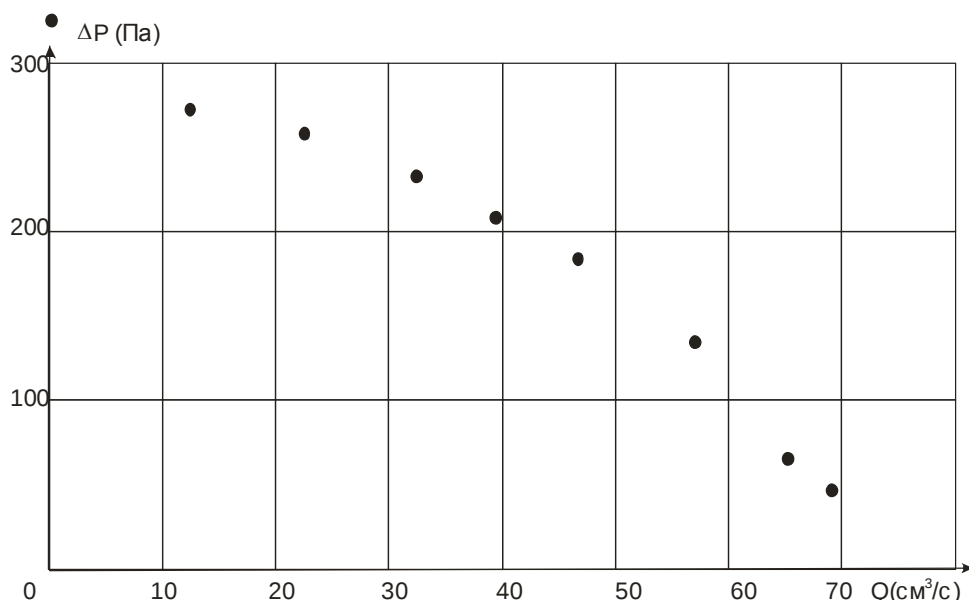


Рис.3.35. Напорно-расходная характеристика электровихревого насоса с непроводящими перегородками полученная на галлиевом контуре при токе в 1580 А.

Такой насос является малоэффективным МГД-насосом. Для создания приемлемого для практического применения напора необходимо последовательное включение большого числа секций, что ведет к

увеличению гидравлического сопротивления канала. Однако, такие насосы могут быть применены для специфических операций. Например, такой насос можно использовать, как сепаратор жидкого металла от неметаллических включений. Известно, что любой МГД-насос очищает жидкий металл от металлических включений, а объединение многих элементарных насосов (которыми являются секции с перегородками) в сочетании со сложным каналом должно усиливать эффект сепарации.

4.6. Центробежный электровихревой насос с одной камерой

Если в плоском канале возбудить электровихревое течение, то между центром вихря и его периферией вследствие действия центробежных сил, возникнет перепад давления. Этот эффект использован для создания центробежного электровихревого насоса [96].

4.6.1. Конструктивная схема насоса

МГД-канал насоса представляет собой плоскую цилиндрическую камеру Рис.4.36.

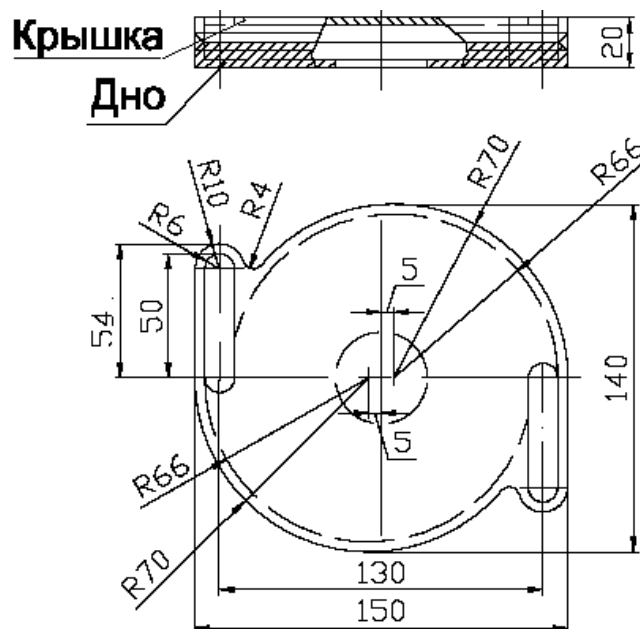


Рис.4.36. Цилиндрическая камера электровихревого центробежного МГД-насоса.

В центре донной части выполнено отверстие, соединенное с подающим патрубком. На периферии камеры напротив друг друга имеются два выходных отверстия, соединенные с выходными патрубками. Области канала вблизи выходных патрубков охватывают П-образные ферромагнитные сердечники Рис.4.37.

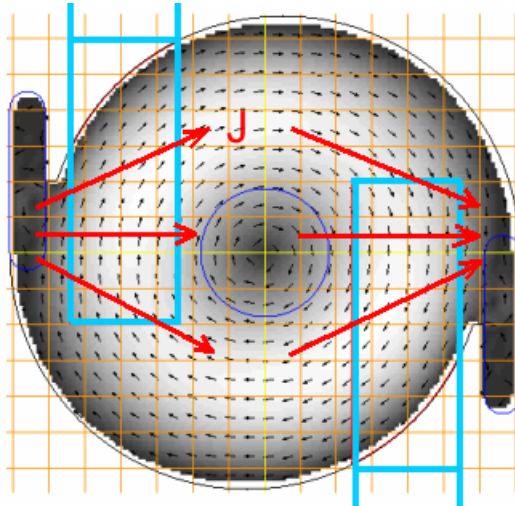


Рис.4.37. Схема цилиндрического канала электровихревого насоса с двумя П-образными ферромагнитными сердечниками.

Выходные патрубки идут вертикально вверх и, охватывая центральный стержень силового трансформатора, объединяются в один выходной патрубок Рис.4.38. Канал с выходными патрубками заключен в защитный пенал, который крепится к крышке. На крышке также размещается силовой трансформатор.

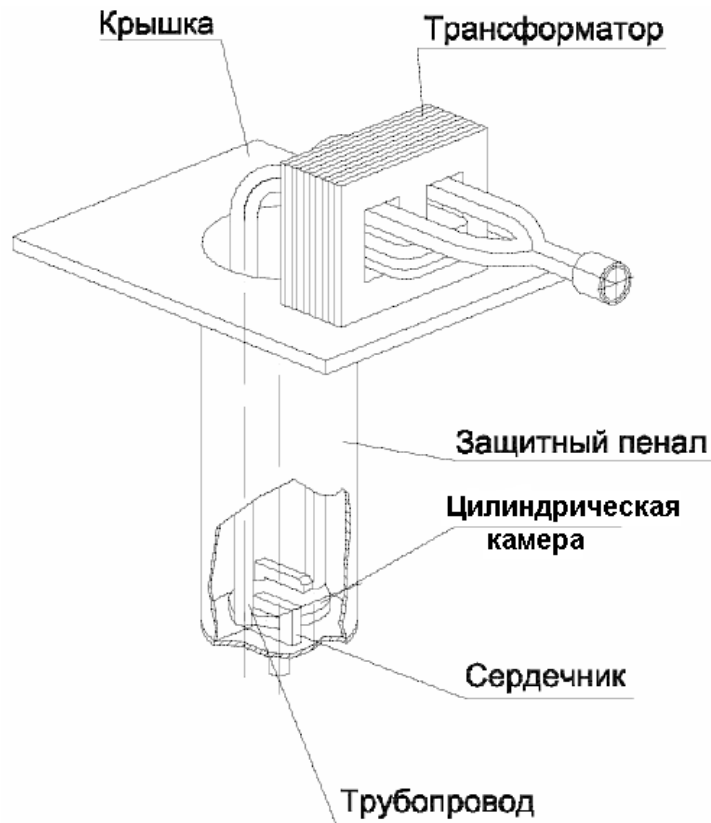


Рис.4.38. Схема погружного центробежного электровихревого насоса.

4.6.2. Принцип работы насоса. Расчетные картины течения в канале и характеристики однокамерного электровихревого насоса. Сравнение с экспериментом

Силовой трансформатор наводит в петле из выходных патрубков и канала (рис.4.38. и 4.39) электрический ток, который течет в канале от одного выходного отверстия на периферии канала к другому (Рис.4.37 стрелки). Электрический ток создает магнитное поле, которое усиливается ферромагнитными сердечниками и взаимодействует с этим током. В результате возникают объемные силы, вращающие жидкий металл в канале, и вследствие центробежного эффекта жидкий металл прокачивается через канал от центрального заборного патрубка к выходным. Канал насоса с патрубками помещен в защитный пенал, и поэтому насос может быть погружен в жидкий металл. Жидкий металл заполняет канал насоса, и насос

может запускаться в работу сразу без предварительной операции по заполнению канала жидким металлом.

Для проверки адекватности используемой математической модели и методов расчета были рассчитаны течения в каналах однокамерных электровихревых насосов для двух конструктивных вариантов канала, а также их напорно расходные характеристики. В одном варианте выходные патрубки канала были плоскими (Рис.4.40), а в другом были круглыми (Рис.4.41).



Рис.5.39. Экспериментальная модель электровихревого центробежного насоса. На фото справа виден цилиндрический плоский канал с входным патрубком и двумя П-образными сердечниками. Выходные патрубки (круглые) соединяются в петлю, в которой специальным трансформатором (на фото отсутствует) индуцируется рабочий электрический ток.

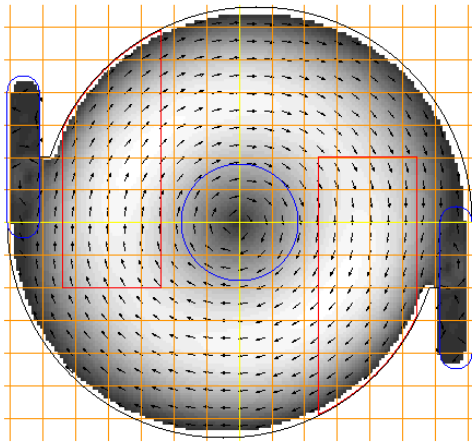


Рис.4.40.

Поле скорости для электровихревого насоса с плоскими патрубками.

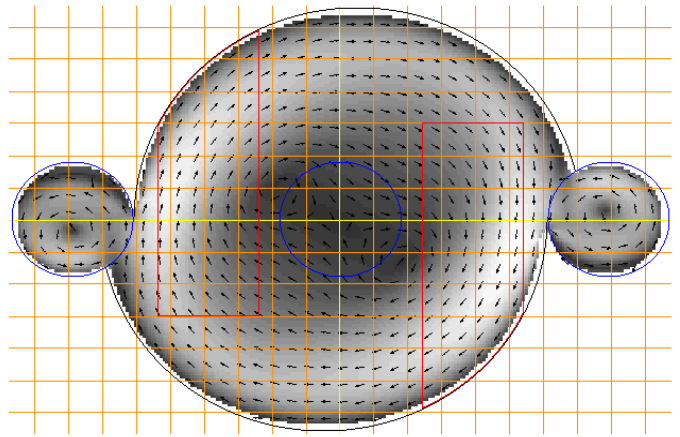


Рис.4.41.

Поле скорости для электровихревого насоса с круглыми патрубками.

Результаты расчета характеристик насоса были сопоставлены с результатами экспериментов, проведенных на галлиевом контуре (Рис.4.42, 4.43).

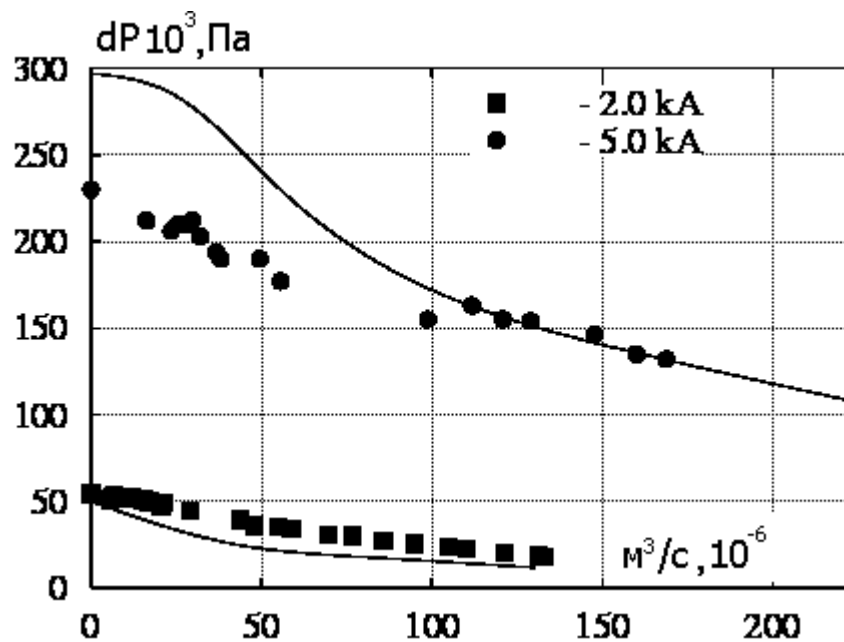


Рис.4.42. PQ-характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Плоские патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 22 мм, внешняя толщина 20 мм, внутренняя 14 мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

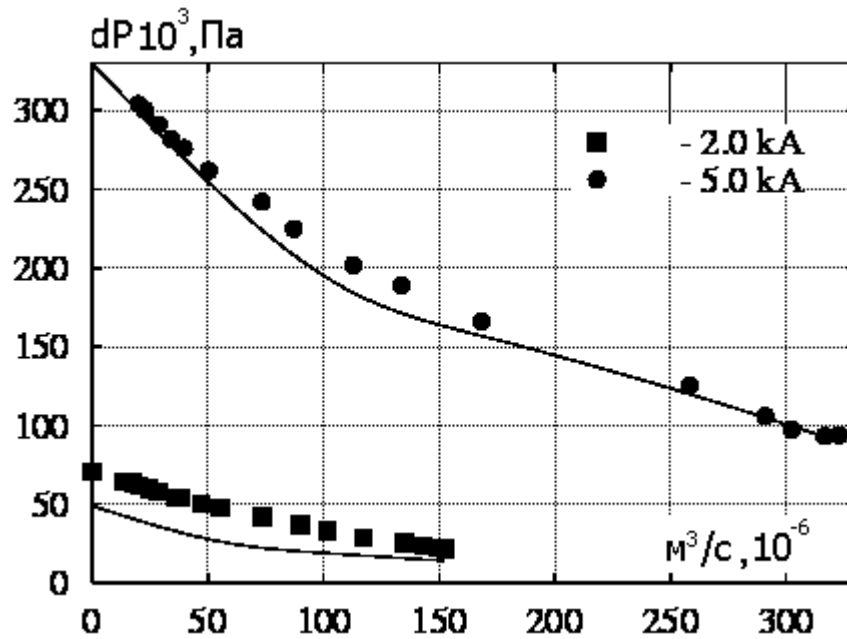


Рис.4.43. PQ-характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 22 мм, внешняя толщина 20 мм, внутренняя 14 мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

Сравнение результатов численных и физических экспериментов, показывает, что используемые нами математическая модель и методы расчета, достаточно адекватно отражают реальные гидродинамические процессы в канале электровихревого центробежного насоса. В дальнейшем мы будем пользоваться ими для того, чтобы исследовать, как влияют различные конструктивные факторы на работу этого МГД-насоса.

4.6.3. Влияние различных конструктивных параметров на работу центробежного электровихревого МГД-насоса

1. Влияние диаметра входного отверстия на работу насоса.

Расчеты производились в предположении, что давление имеет одинаковую величину по всему сечению входного патрубка. В этом случае полагалось, что ток в канале $I = 5000 A$, радиус канала $R = 60 \text{ мм}$, толщина слоя металла в канале $d = 10 \text{ мм}$, межполюсной зазор $\delta = 17 \text{ мм}$, шаг спиральности $b = 5 \text{ мм}$,

расстояние от вершины «зуба» у выходного патрубка до горизонтальной линии, проходящей через центр канала $W = 20$ мм (Рис.4.44).

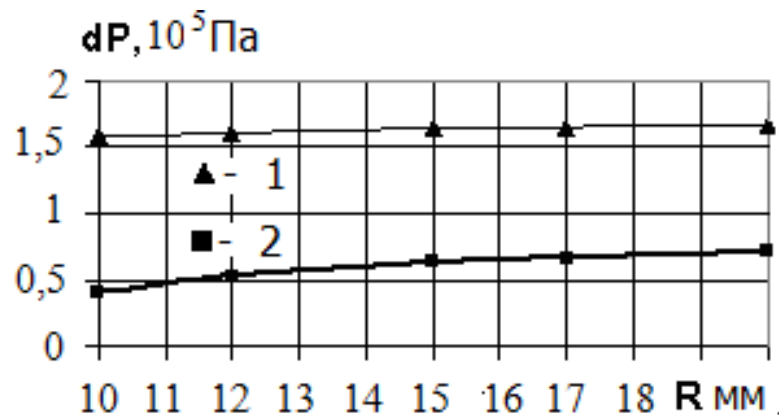


Рис.4.44. Расчетная зависимость перепада давления от диаметра входного отверстия для расхода жидкого металла. 1 - 0,5 л/с и 2 - 1 л/с.

Как видно из результатов численного эксперимента, диаметр входного патрубка в пределах исследованного диапазона размеров почти не оказывает влияние на характеристики насоса.

2. Влияние высоты «зуба» на работу насоса.

Для МГД-канала с прежними размерами и током и диаметром входного патрубка в 30 мм численно исследовалось влияние высоты «зуба» в канале на его рабочие характеристики, для расходов 0 и 0,5 л/с (Рис.4.46). Под зубом будем понимать клиновидный выступ Рис.4.47, отделяющий цилиндрический канал от выходного патрубка.

На Рис.4.47 представлены картины течения в канале с уменьшающейся высотой «зуба» (с возрастанием W) для расхода 0,5 л/с. оказывает влияние на картину течения в канале и характеристики насоса.

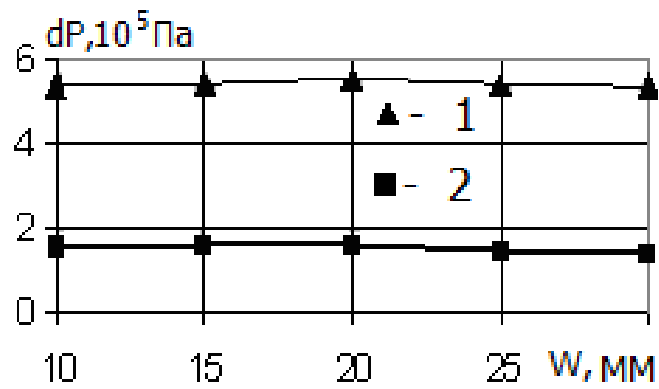


Рис.5.46. Расчетная зависимость перепада давления от величины «зуба» для разных расходов (1 - 0 и 2 - 0,5 л/с).

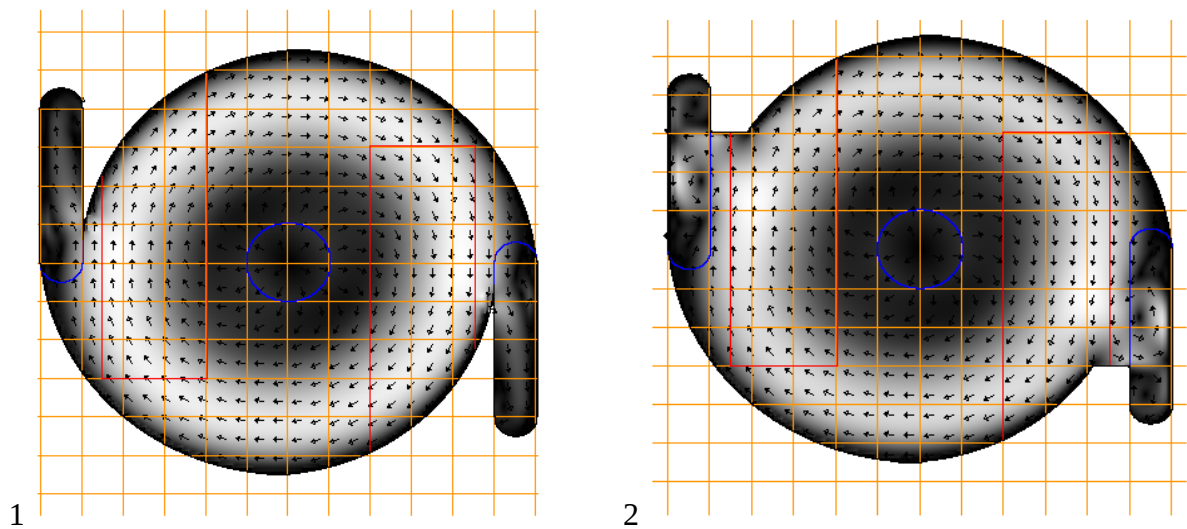


Рис.4.47. Поле скорости в канале насоса с разной высотой «зуба» (1,2).
Расход 0,5 л/с.

3. Влияние спиралевидности канала на характеристики насоса.

Численно исследовалось влияние спиральности канала на величину развиваемого каналом напора Рис.4.48.

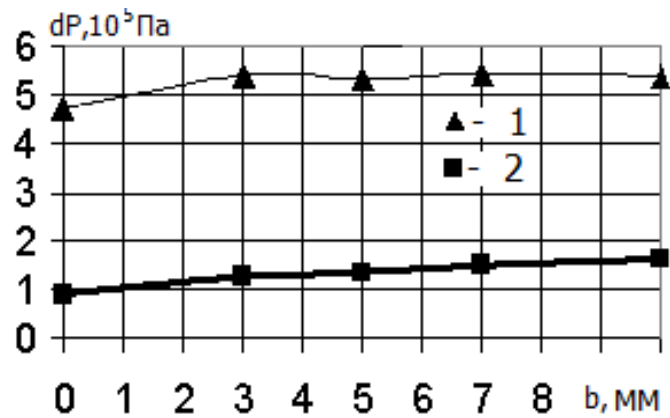


Рис.4.48. Расчетная зависимость перепада давления от спиральевидности МГД-канала b для расходов 1- 0 и 2 - 0,5 л/с.

На Рис.4.49. показано расчетное поле скоростей в МГД-канале при различной спиральевидности b , для расхода 0,5 л/с.

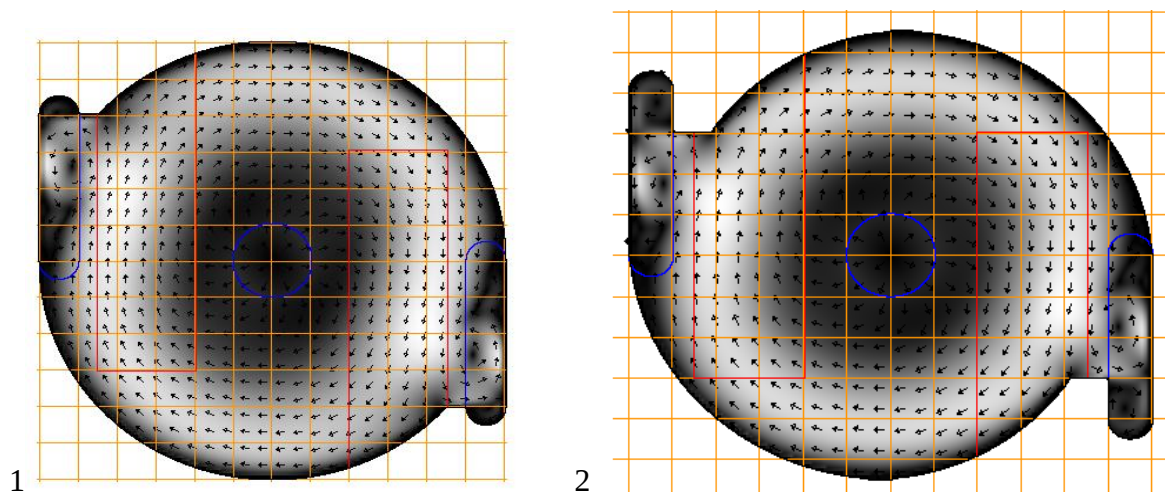


Рис. 4.49. Картина течения при минимальной (1) и максимальной (2) спиральевидности канала. Расход = 0,5л/с.

Как видно из численных экспериментов, изменение спиральности канала слабо влияет на характеристики насоса.

4. Влияние радиуса канала на характеристики насоса.

Численно было исследовано влияние радиуса канала на величину создаваемого насосом давления для расходов 0 и 0,5 л/с (Рис.4.50).

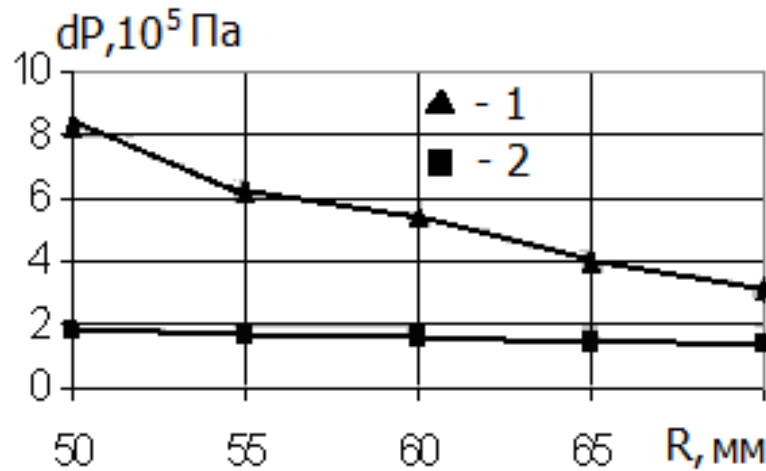


Рис.4.50. Расчетная зависимость развиваемого насосом напора от радиуса канала. 1- расход 0 л/с; 2 – расход 0,5 л/с.

На Рис.4.51. показана картина течения при разных радиусах МГД-канала для расхода равного 0 и 0,5 л/с, соответственно.

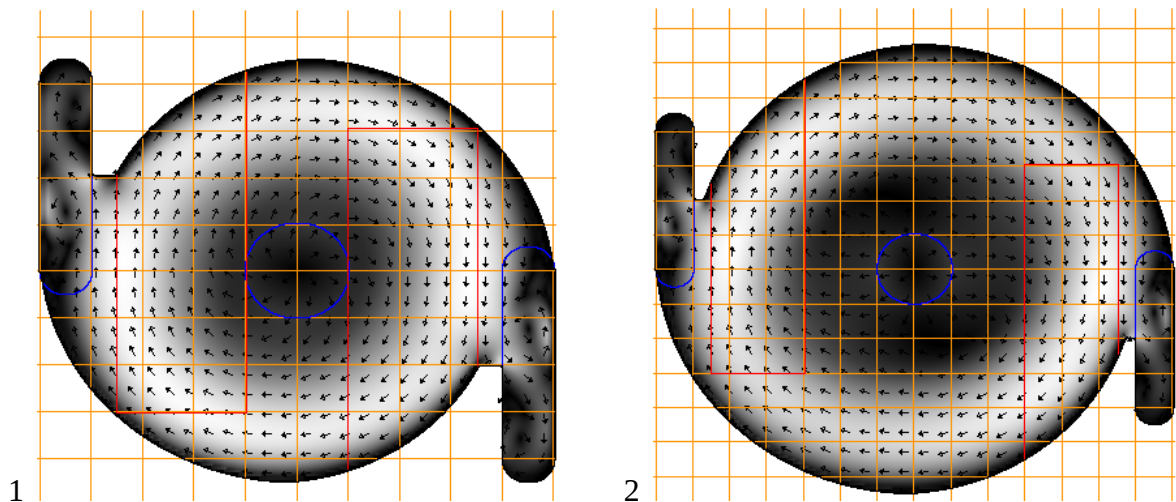


Рис. 4.51. Картина течения при минимальном (1) и максимальном (2) радиусе канала. Расход 0,5л/с

Таким образом, из численных экспериментов мы видим, что при уменьшении радиуса канала создаваемое им давление растет. Однако и здесь существует предел, меньше которого делать радиус канала не целесообразно. Этот предел существующая математическая модель определить не может, но

он есть и определяется диаметром входного патрубка, а также соотношением между толщиной канала и его радиусом, после которого канал уже нельзя считать плоским.

5. Влияние толщины слоя жидкого металла в МГД-канале на создаваемое насосом давление.

Численные эксперименты показали, что с увеличением толщины слоя металла в канале, давление, создаваемое насосом в стопорном и расходном режиме (0,5л/с), падает (Рис.4.52). Связано это с тем, что плотность тока в жидком металле падает. С увеличением толщины канала растет и межполюсной зазор, поэтому падает и магнитное поле в зазоре. Следствием этого является уменьшение объемных сил действующих на жидкий металл и снижение давления.

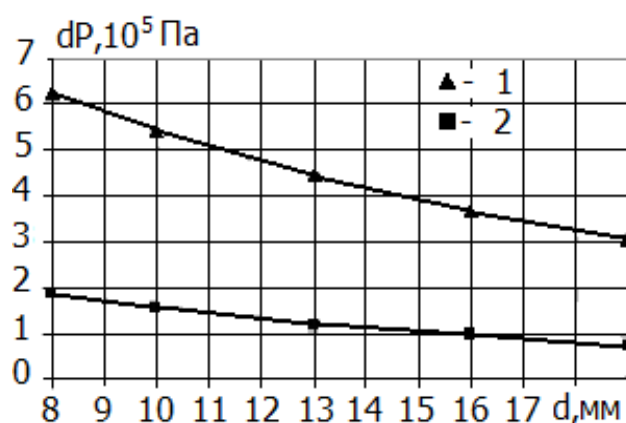


Рис.4.52. Расчетная зависимость перепада давления от глубины слоя жидкого металла. 1-расход 0л/с. 2- расход 0,5 л/с

Следовательно, нельзя делать каналы слишком толстыми - это ведет к снижению напора, но и чрезмерно тонкими делать их также не выгодно, так как это ведет к снижению расхода из-за уменьшения проходного сечения и к увеличению потерь на трение.

5. Влияние формы выходных патрубков на характеристики МГД-насоса. Основные численные и физические эксперименты с МГД-насосами были сделаны с каналами, имеющими плоские выходные патрубки, однако, из-за

технологических соображений делать выходные патрубки круглыми, не сплющивая трубу, удобней. Были проведены численные и физические эксперименты по сравнению P/Q-характеристик насосов с каналами, имеющими плоские выходные патрубки (Рис.4.53), и насосами, имеющими каналы с круглыми патрубками (Рис.4.54) и (Рис.4.55).

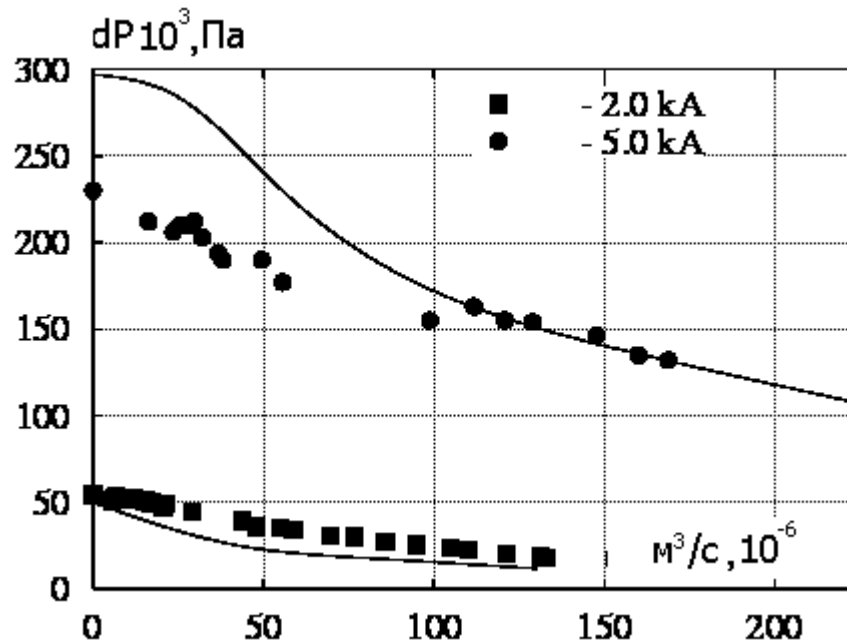


Рис.4.53. PQ-характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Плоские патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 22 мм, внешняя толщина 20 мм, внутренняя 14 мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

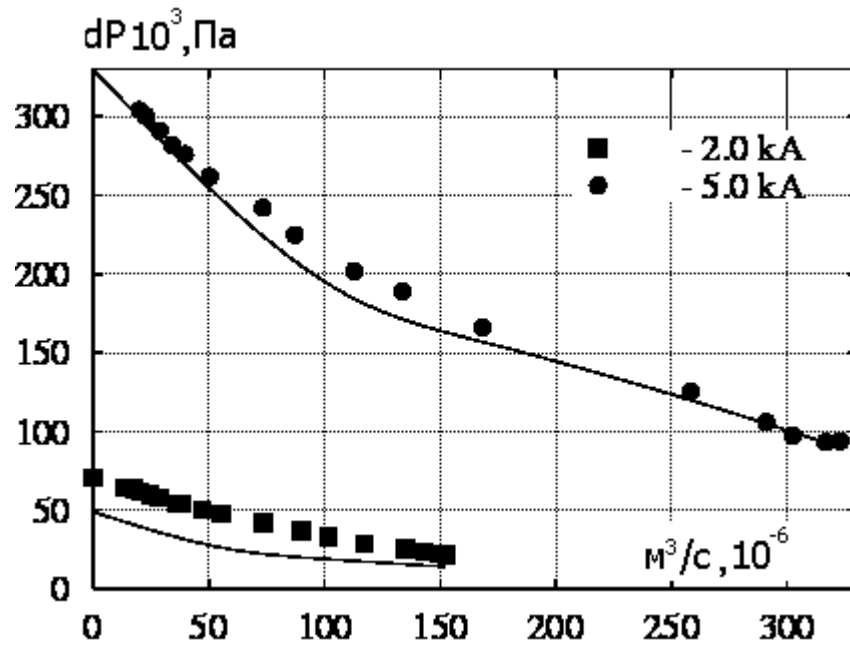


Рис.4.54. PQ-характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 22 мм, внешняя толщина 20 мм, внутренняя 14 мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

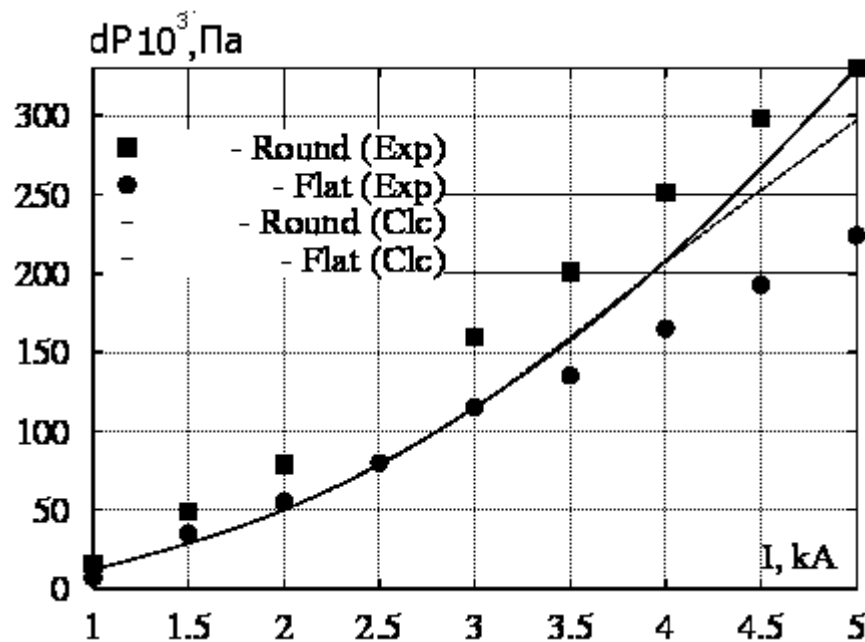


Рис.4.55. Зависимость перепада давления от тока в стопорном режиме для электровихревого центробежного насоса на галлии. Круглые и плоские патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 22 мм, внешняя толщина 20 мм, внутренняя 14 мм. Линии – расчет, точки – эксперимент.

Как видно из численных экспериментов, круглые и плоские патрубки у канала дают схожие характеристики, практически не влияя на них. Физический эксперимент на галлиевом контуре показал, что каналы с круглыми патрубками, тем не менее, создают большее давление, чем каналы с плоскими патрубками.

6. Влияние местоположения полюсов сердечника на работу насоса

Важным фактором, влияющим на работу насоса, является величина перекрытия полюсами сердечника канала насоса и их наклон α по отношению к горизонтальной оси, проведенной через центр канала от одного выходного патрубка к другому. Примем за H длину (насколько полюса выходят за горизонтальную линию, проведенную через центр канала) (Рис.4.56). Численный эксперимент показывает, что с ростом H давление растет лишь до некоторого предела, после чего увеличивать H не имеет большого смысла (Рис.4.57).

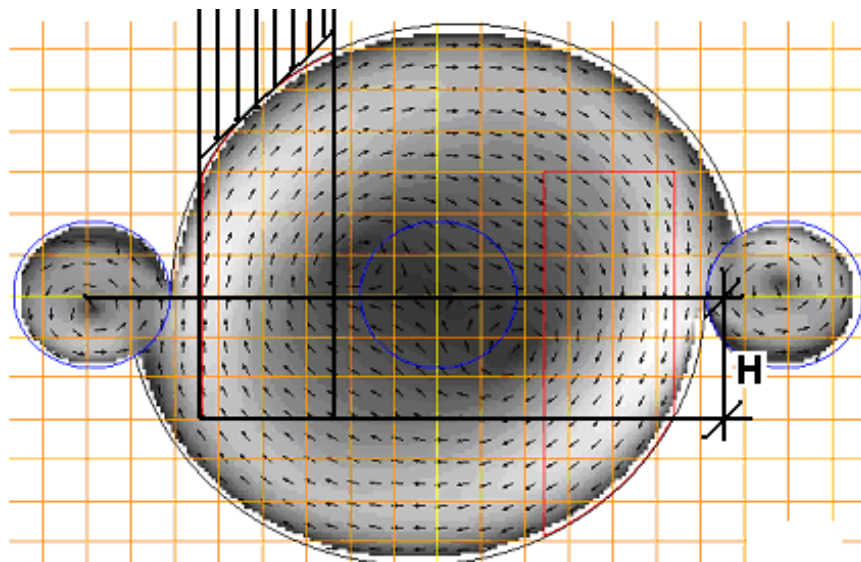


Рис.4.56. Схема канала центробежного электровихревого насоса с круглыми выходными патрубками. Черными линиями обозначен контур П-образного сердечника (второй сердечник не показан). Двумя параллельными линиями показана степень «надвинутости» (H) П-образного сердечника на канал.

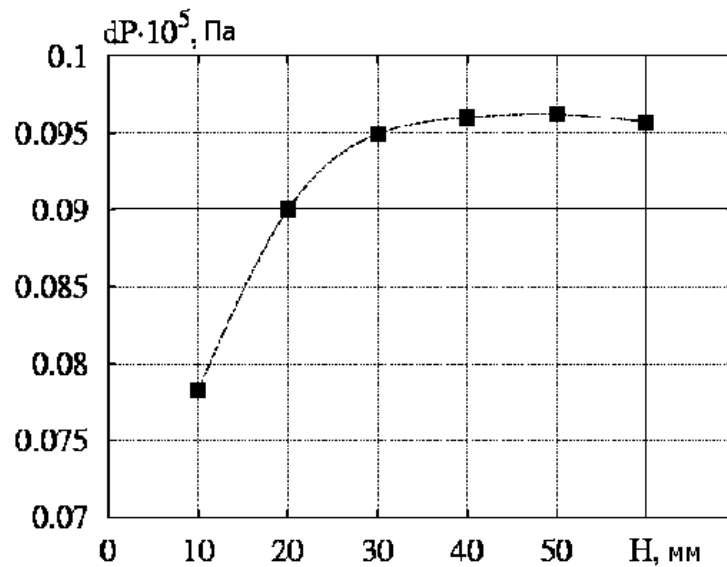


Рис.4.57. Зависимость перепада давления в стопорном режиме от степени надвигания сердечников H . Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 17 мм, внешняя толщина 16 мм, внутренняя 10 мм. Линии и точки – расчет и эксперимент. Ток-800А.

Наклон сердечника также имеет свое наилучшее значение (Рис.4.58)

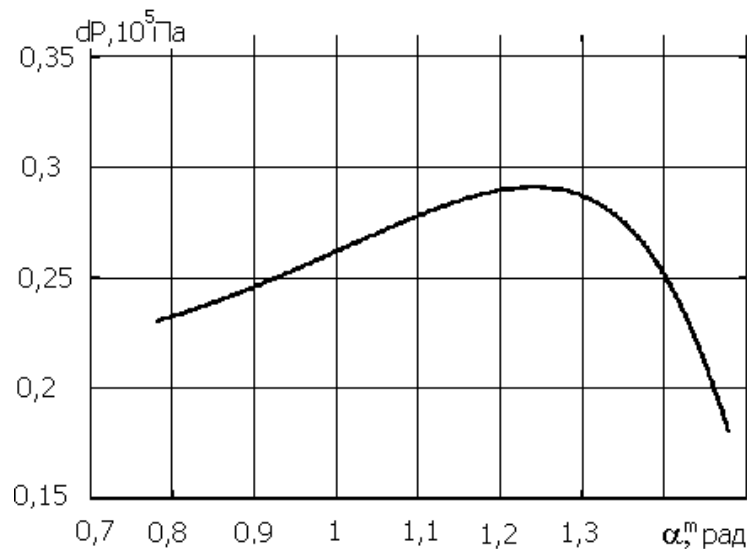


Рис.4.58. Расчетная зависимость перепада давления в стопорном режиме насоса от угла наклона сердечников α^m . Сердечник наклонялся на угол α^m влево от вертикали (Рис.4.56). Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 17 мм, внешняя толщина 16 мм, внутренняя 10 мм. Ток 800 А.

8. Материал стенок МГД-канала насоса

Обычно стенки канала изготавливают из нержавеющей, немагнитной стали, но эта сталь имеет высокую цену и в жидком магнии она отдает в расплав (хоть и малое количество) никель, присутствие которого в магнии не желательно. Нами были поставлены специальные эксперименты (на галлиевом контуре) по использованию в качестве материала канала ферромагнитную сталь. Как показали эксперименты (Рис. 4.59 и 4.60), ферромагнитная сталь так же может быть использована для этих целей. Некоторое снижение давления при этом (в экспериментах с галлием) объясняется небольшим шунтированием боковыми стенками канала магнитного потока. Однако, при работе с жидким магнием, стенки будут нагреты выше точки Кюри, и этого шунтирования происходить не будет. Насос будет обладать теми же характеристиками, что и насос с каналом, изготовленным из немагнитной стали.

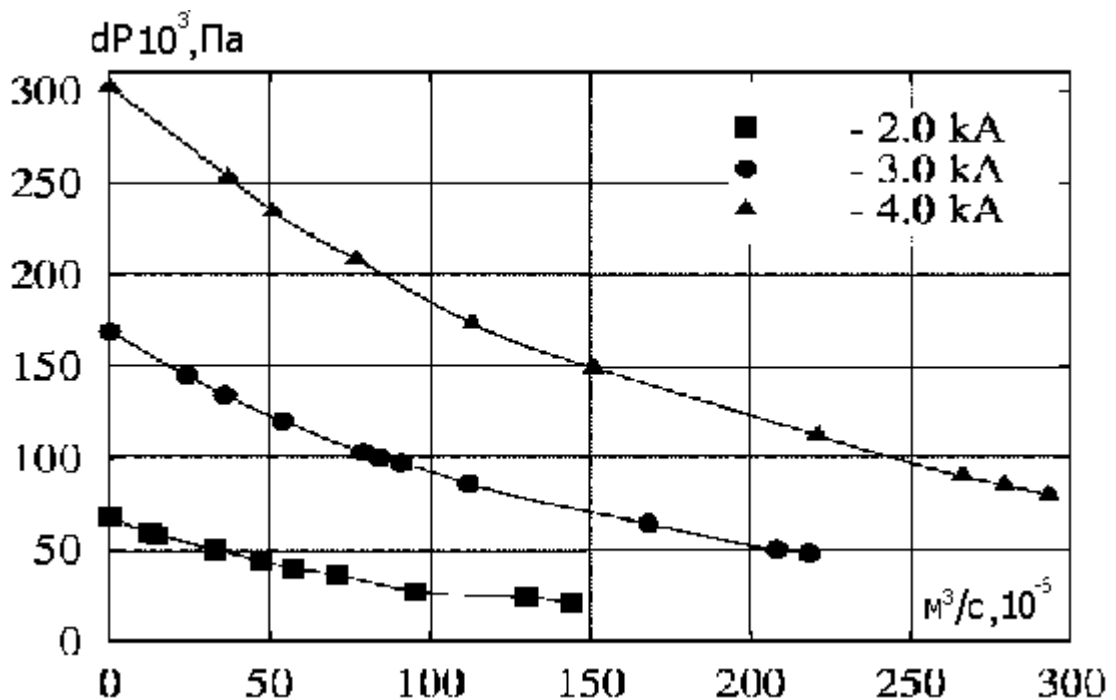


Рис. 4.59. PQ –характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 17 мм, внешняя толщина канала 16 мм, внутренняя 10 мм. Линии и точки – эксперимент. Канал выполнен из немагнитной стали.

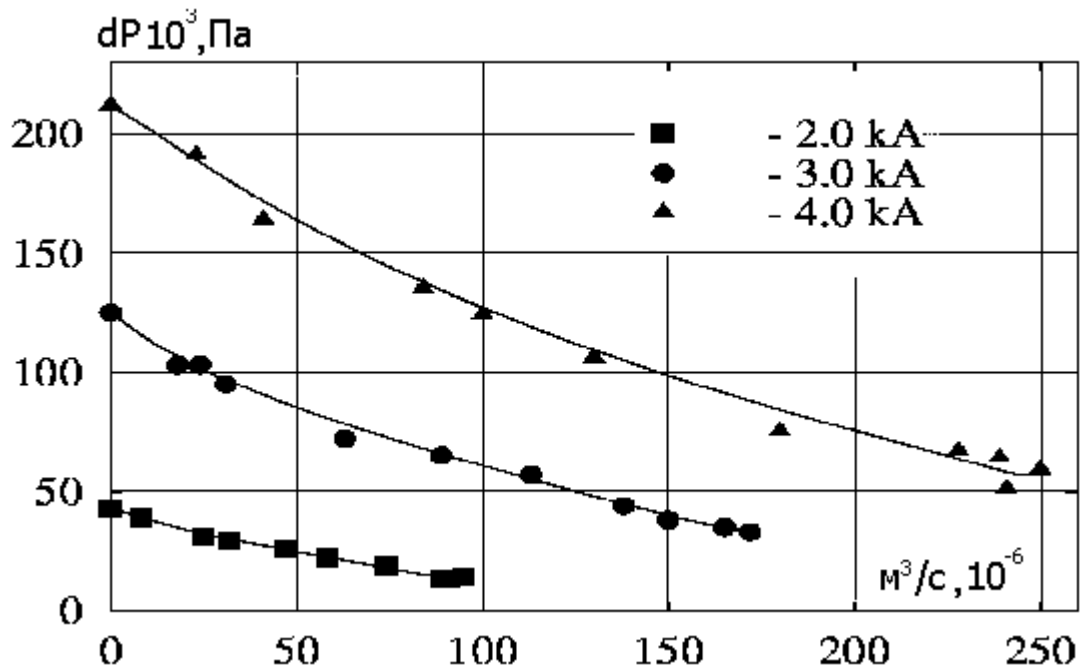


Рис. 4.60. PQ-характеристика для электровихревого центробежного насоса на галлии. Круглые патрубки. Средний диаметр 150 мм, немагнитный зазор 17 мм, внешняя толщина канала 16 мм, внутренняя 10 мм. Линии и точки – эксперимент. Канал выполнен из ферромагнитной стали.

4.6.4. Пуск погружного электровихревого центробежного насоса

Как уже говорилось ранее, электровихревой центробежный насос легко превращается в погружной. Для этого достаточно петлю из выходных патрубков удлинить, а канал и патрубки поместить в защитный пенал, погружаемый в жидкий металл. При этом трансформатор, наводящий в петле и канале электрический ток, остается сверху и в металл не погружается (Рис.4.38). Достоинства такой схемы очевидны: так как канал насоса постоянно заполнен жидким металлом, то насос начинает работать сразу после включения, и не нуждается в дополнительной операции предварительного вакуумирования. Однако есть особенности пускового процесса такого насоса.

Связано это с тем, что петля из выходных патрубков, где индуцируется рабочий ток, заполнена жидким металлом в начале процесса лишь частично и есть верхняя часть петли (выше уровня металла), которая в начальный момент пустая. Это значит, что в начальный момент времени электросопротивление петли велико и в ней наводится относительно небольшой ток. Под действием этого тока металл поднимается на малую высоту и лишь частично заполняет выходные патрубки, но это ведет к уменьшению сопротивления петли и увеличению тока, а значит к дальнейшему поднятию уровня металла в трубах петли. Процесс заполнения петли металлом должен ускоряться со временем, и при полном заполнении петли насос начинает работать в штатном режиме. В процессе промышленных испытаний этот процесс наблюдался при каждом включении насоса. Рабочий ток канала, который в испытаниях контролировался, сначала очень медленно нарастал, а потом очень быстро достигал рабочего значения. Этот пусковой процесс обычно длился 20-30 секунд.

Разберем это явление более подробно. Для начала нужно определить, как меняется сила тока от высоты столба жидкого металла в трубе, учитывая, что установка имеет два электрически последовательно подключенных трубопровода. Обозначим через R_0 – сопротивление полностью заполненного трубопровода длиной L , а через $R(h)$ – частично заполненного, где h – высота столба жидкого металла. Тогда сопротивление и ток $I(h)$ будут определяться следующим образом

$$R_0 = R_1 R_2 / (R_1 + R_2), \quad R_1 = L / 2\pi c_1, \quad R_2 = L / \sigma_0 2\pi r_1^2, \quad I(h) = I_0 R_0 / R(h), \quad (4.1)$$

где $c_1 = \sigma_w (r_2^2 - r_1^2)$, r_1 и r_2 – внутренний и наружный радиусы трубопровода, соответственно, σ_w и σ_0 – удельная электропроводность труб и жидкого металла. Тогда, для сопротивления частично заполненного трубопровода будет справедлива зависимость

$$R(h) = (L-h) / 2\pi c_1 + h / 2\pi (\sigma_0 r_1^2 + c_1) = 1 / 2\pi c_1 (L - h(\sigma_0 r_1^2 / (\sigma_0 r_1^2 + c_1))). \quad (4.2)$$

В этом случае сила тока будет зависеть от высоты столба жидкого металла в трубах в соответствии со следующим выражением

$$I(h)=I_0/(c_2-c_3h/L), \quad c_2=(c_1+\sigma_0r_1^2)/c_1, \quad c_3=\sigma_0r_1^2/c_1. \quad (4.3)$$

В процессе пуска насоса высота жидкого металла в трубах выходных патрубков изменяется со временем, а следовательно величина тока тоже изменяется со временем. В качестве примера, найдем эту зависимость для пускового процесса магниевого насоса с трубами радиусами $r_1=0.017\text{м}$, $r_2=0.02\text{м}$ из нержавеющей стали ($\sigma_w=10^6 \text{ См}$) длиной $L=1.5\text{м}$ при максимальном токе $I_0=5000 \text{ А}$ и начальном токе (при пустых трубах) $I_s=384 \text{ А}$. (Рис.4.61).

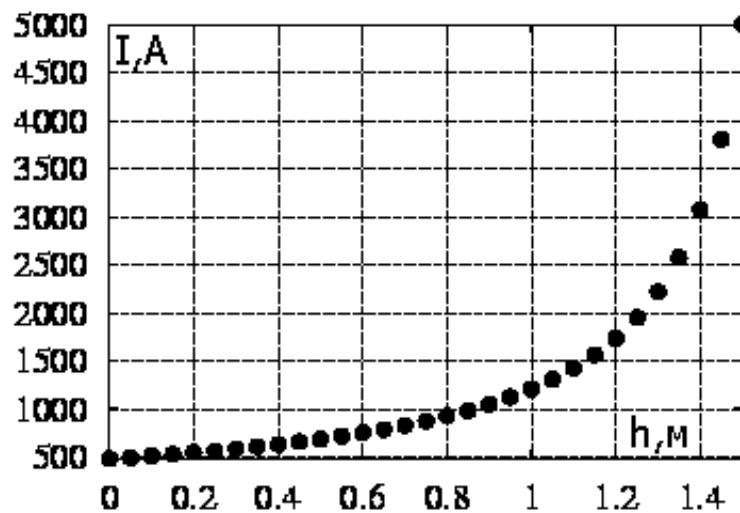


Рис.4.61. Зависимость силы тока от высоты подъема жидкого металла в трубах.

Для этого разобьем процесс работы насоса в пусковой период на малые промежуточные этапы, в которых, при достаточно большом числе разбиения N_d , достигается квазистационарное состояние.

1. Выбираем число разбиения ($N_d=30$) и делим высоту трубы на отрезки $\Delta h=l/N_d$. Определяем зависимость $I_j(h_j)$ (Рис.4.61), где $h_j=j/\Delta h$.
2. Зная начальное значение тока $I_{j=0}=I_s=384\text{А}$, определяем максимальный расход по расходно-напорной характеристике, соответствующей данному току $Q_{j=0}$ (при этом $P_{j=0}=0$).

3. Итак, мы знаем расход Q_j . Далее рассчитываем расходно-напорную характеристику для тока I_j и определяем по ней значение расхода Q_{j+1} , соответствующее давлению «на вершине» малого столбика жидкости $P=h_{j+1}\rho_M g=(h_j+\Delta h)\rho_M g$.
4. Определяем средний расход металла на данном участке $\langle Q_j \rangle=(Q_j+Q_{j+1})/2$, и определяем время, необходимое для подъема на этот малый столбик $t_j=\Delta h/\langle Q_j \rangle \pi r_1^2$.
5. Делаем следующий шаг ($j=j+1$) и переходим к пункту 3.

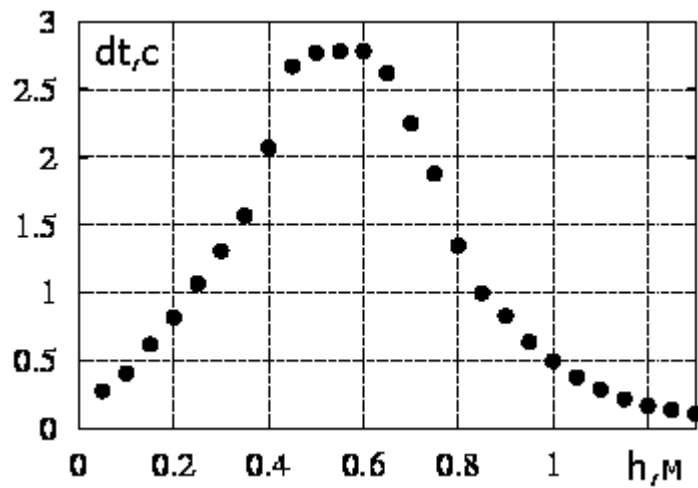


Рис.4.62. Зависимость временного интервала t_j от высоты подъема жидкого металла в трубах.

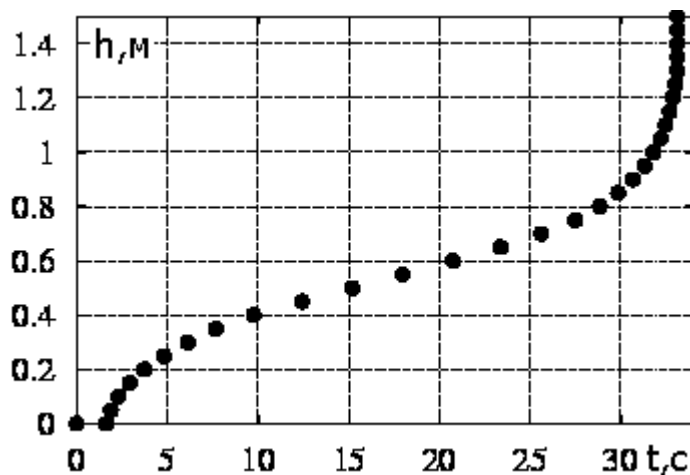


Рис.4.63. Зависимость высоты подъема жидкого металла от времени.

После окончания счета получаем зависимость временных интервалов t_j от высоты подъема жидкости (Рис.4.62). Предлагаемый метод подразумевает расчет $N_d=30$ расходно-напорных характеристик. Но, конечно же, они вычислялись не полностью, а лишь в определенной окрестности вокруг предполагаемой точки на характеристике. Это весьма сокращало время счета, превращая метод из чисто вычислительного в графически-вычислительный. В результате исследования были получены зависимости высоты подъема жидкого металла (Рис.4.63.) и значения силы тока от времени (Рис.4.64). На последнем графике отчетливо виден почти горизонтальный участок в начале процесса – где сила тока нарастает очень слабо, и быстрое нарастание функции к концу процесса, что и было обнаружено при работе с реальной перекачивающей установкой.

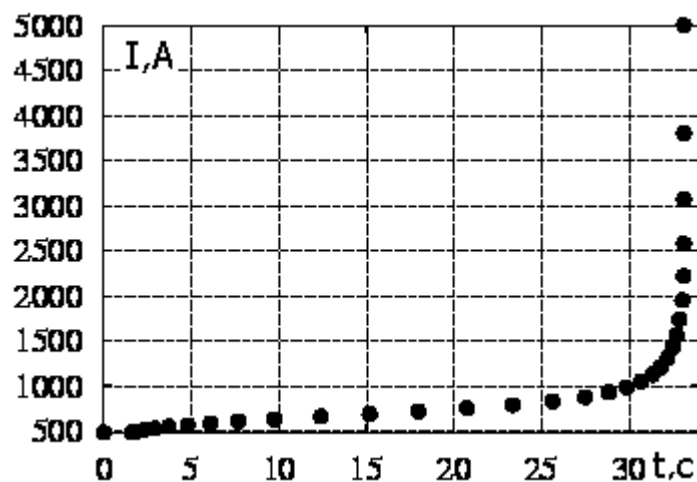


Рис.4.64. Зависимость силы тока от времени подъема жидкого металла по трубам.

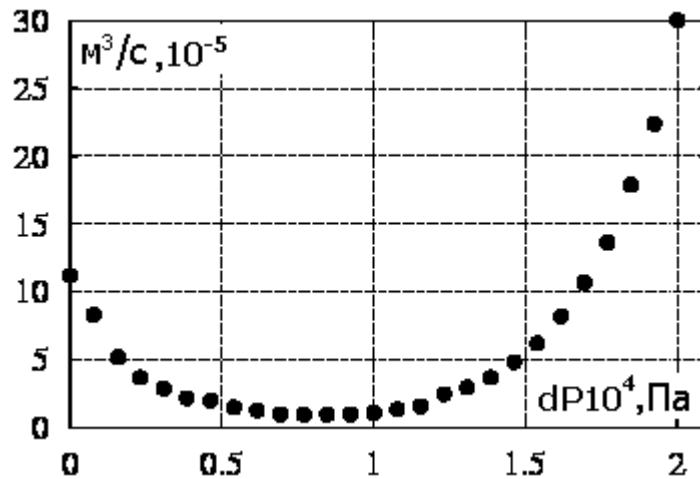


Рис.4.65. Значения расхода и перепада давления на каждом из малых участков разбиения трубопровода.

Объяснить это явление только из анализа расходно-напорных характеристик можно следующим образом. В начале процесса ток слабее, относительно его же значения в конце процесса на порядок и нарастает с увеличением высоты медленно, что видно на рис.4.61. При этом расходно-напорные характеристики, соответствующие этим слабо изменяющимся токам, изменяются тоже слабо. Перепад давления же с каждым шагом от тока растет квадратично и, таким образом, жидкости надо преодолеть все больший и больший напор столба – и расход в начале падает. Это хорошо видно на рис.4.65, где изображены точки, соответствующие значениям расхода и перепада давления на каждом из малых участков разбиения. Процесс «уходит» в крутую часть расходно-напорной характеристики, расположенную близко к оси ординат, где давление с изменением расхода изменяется быстро. Затем, когда ток с ростом высоты столба начинает нарастать сильнее, процесс «возвращается» на пологие участки расходно-напорных характеристик, где давление изменяется медленно, и, тем самым, расход увеличивается.

Данное явление, с одной стороны, не осложняет эксплуатацию насоса, с другой стороны, при проектировании и тепловых расчетах необходимо знать

время и характер заполнения труб насоса в момент пуска, чтобы предотвратить возможную кристаллизацию (в результате остывания) расплавленного металла в трубах.

4.6.5. Работа погружного центробежного насоса с одной камерой в условиях литейного магниевого производства

В нашей лаборатории был разработан и изготовлен погружной электровихревой центробежный МГД-насос (МГД1001), предназначенный быть в составе установки подачи жидкого магния. Рис.4.66.



Рис.4.66. Погружной МГД-насос (слева) и пульт управления (справа)

Для проверки работоспособности насоса в промышленных условиях были проведены испытания насоса в литейном цехе Соликамского магниевого завода при литье крупногабаритных слитков Рис.4.67,4.68,4.69, а также в опытной установке непрерывного литья круглых слитков Рис.4.70.



Рис.4.67. Литье крупногабаритных слитков из тигля при помощи погружного МГД-насоса.



Рис.4.68. Крупногабаритный Т-образные слитки магния, отлитые при помощи однокамерного электровихревого погружного МГД-насоса.



Рис.4.69. Крупногабаритные круглые слитки магния, отлитые при помощи однокамерного электровихревого МГД-насоса



Рис.4.70. Однокамерный центробежный электровихревой (погружной) насос (на переднем плане справа) подает магний в установку непрерывного литья круглых магниевых слитков (на заднем плане).

Перед началом работы насос устанавливался на тигле с расплавом соли (MgCl). После прогрева всех погружаемых в металл частей, насос поднимался над тиглем. Если расплавленная соль выливалась из входного отверстия насоса расширяющимся конусом, это говорило о том, что погружаемая часть насоса хорошо прогрета и металлопровод насоса и его канал не имеют пробок. После прогрева в соли насос переносился и устанавливался на тигель с жидким магниевым сплавом, разогретым до температуры 720⁰С. После установки на тигель к насосу подсоединялся силовой кабель от пульта управления и сливной патрубок, направленный в изложницу для крупногабаритного слитка. После подсоединения кабеля и патрубка включался обогрев металлопровода насоса. Температура термоизолированной петли металлопровода контролировалась визуально через специальные окна в теплоизоляции по покраснению металлопровода (параллельно осуществлялся контроль температуры с помощью термопарного измерителя температуры). Температура сливного патрубка, так же контролировалась визуально. После прогрева всех частей металлопровода осуществлялся пуск насоса через пульт управления. В первый момент времени, когда петля металлопровода еще не заполнена и ток идет только по стенкам этой трубы, его сила составляла 500-600А. По мере заполнения петли металлом ток рос и после полного заполнения достигал 4000-5000А. Период заполнения составлял 10-15 секунд, после чего насос начинал перекачивать металл в изложницу. Средний перепад давления был порядка 1 метра магниевого столба, а расход жидкого металла создаваемого насосом мог плавно меняться (посредством пульта управления) от 6 - 7 тонн жидкого магния в час до нуля. При заполнении изложницы расход насоса плавно снижался до нуля, после чего насос поворачивался, и конец сливного патрубка направлялся в следующую пустую изложницу. При испытаниях насос показал себя простым в управлении и удобным в работе. Любой рабочий литейщик, получив небольшую инструкцию, мог управлять работой

насоса Рис.4.71. После работы с жидким магнием насос вынимался из тигля и несколько раз окунался в расплав соли. При этом магний оставшийся на внутренних стенках канала и металлопровода насоса из него вымывался. После промывки в соли насос устанавливался на стапель.

Однако, ряд заводских испытаний выявил существенную особенность погружного насоса.

При быстром погружении в соль перед началом работы насоса в металлопроводе насоса возможно образование пробки из застывшей соли. Для ее удаления необходимо длительно прогревать насос в соляном расплаве.

Если насос после работы длительное время не используется, то на внутренней поверхности канала и металлопровода появляется слой окислов, препятствующий электрическому контакту с жидким металлом и создающий трудности при повторном запуске насоса. Эту сложность можно преодолеть либо промывкой насоса раствором азотной или соляной кислоты, либо первичным запуском насоса путем подсасывания металла в металлопровод насоса. После того как насос некоторое время поработает, и жидкий магний смывает слой окислов, повторные запуски насоса проходят без затруднений.



Рис.4.71. Рабочий литейщик управляет работой погружного МГД-насоса в процессе литья круглых крупногабаритных слитков.

Специальные исследования показали, что при использовании в качестве материала стенок никельсодержащей нержавеющей стали, в процессе работы насоса, никель вымывается из тонкого (несколько микрон) слоя стальной стенки канала. На поверхности канала появляются микропоры, куда проникает магний. После остановки насоса и слива металла, магний в этих микропорах окисляется и образует поверхностный оксидный слой, прочно сцепленный с поверхностью канала. Электросопротивление этого слоя может достигать нескольких мегом и препятствовать протеканию электрического тока из стенок канала в жидкий металл в момент пуска насоса. Это и является основной причиной затруднений при запуске насоса после длительного перерыва. Таким образом, наиболее приемлемым материалом для канала насоса и металлопроводов могут быть безникелевые хромосодержащие жаростойкие стали, например 015X18M2Б ферритового класса (ЭП882) [260].

Эта сталь не образует сплавов с магнием, поэтому пористой структуры на ее поверхности не должно образовываться [260] и окисная пленка MgO будет менее прочной. Сплавы железа и хрома имеют точку Кюри 650°C , добавки молибдена понижают температуру. Таким образом, при рабочих температурах стенки канала насоса будут немагнитными. Возможно, применение стали 08X13 ферритной структуры (ЭИ496). Следует отметить, что нержавеющие безникелевые стали значительно дешевле никельсодержащих сталей.

Компромиссным вариантом материала трубопровода является сталь 08X22Н6Т (ЭИ 67), жаростойкая и коррозионностойкая, с небольшим содержанием никеля (6%). Эта сталь несколько хуже по необходимым свойствам, но проще сваривается.

Важным элементом подготовки насоса к работе является очистка внутренней поверхности канала насоса от окисной пленки MgO на его поверхности. Как показал опыт, промывка насоса в расплаве карнолита или MgCl_2 помогает очистить канал лишь от застывшего магния, остатков соли и других механических включений. Однако, этот расплав практически не взаимодействует с пленкой MgO и такая промывка малоэффективна.

Для эффективной промывки насоса с целью очистки канала и удаления с его внутренней поверхности непроводящей пленки целесообразно применять промывку насоса в расплаве эвтектической смеси, масс. %: BaCl_2 (51,3) + CaCl_2 (48,7) с температурой плавления 595°C . Эти соли дешевы и доступны. После обработки канала трубопровода расплавом указанного состава можно сразу же приступить к перекачке магния. Достоинством этой солевой смеси является то, что даже если следы солей CaCl_2 и BaCl_2 попадут в электролит электролизной ванны, они практически не будут влиять на рабочие параметры электролиза, так как будут незначительными компонентами солевого расплава.

Из вышесказанного следует, что погружной однокамерный центробежный насос может использоваться в технологических процессах

литейного магниевого производства. С целью уменьшения времени подготовительных операций его целесообразно использовать на стационарных печах, где он устанавливается стационарно, не вынимается из расплава магния и работает без длительных перерывов.

4.7. Центробежный электровихревой насос с двумя камерами

В некоторых случаях в технологических процессах таких как, например, непрерывное литье крупногабаритных магниевых слитков необходимы погружные МГД-насосы, которые могут создать расход жидкого магния больший, чем создает однокамерный центробежный электровихревой МГД-насос. С этой целью был разработан, испытан в лаборатории и в условиях реального литейного производства на ОАО «АВИСМА» двухкамерный центробежный электровихревой погружной МГД-насос для жидкого магния [97].

Цель достигалась тем, что в отличие от предыдущего центробежного электровихревого насоса новый насос имел не одну, а две дисковые камеры параллельно работающие и перекачивающие металл Рис.4.72. Каждая камера имела центральное и два диаметрально противоположных боковых отверстия, одно из которых соединялось с металлопроводом, а другое – с боковым отверстием соседней камеры. Устройство снабжено П-образными магнитопроводами, охватывающими дисковые камеры в областях между центральным и боковыми отверстиями.

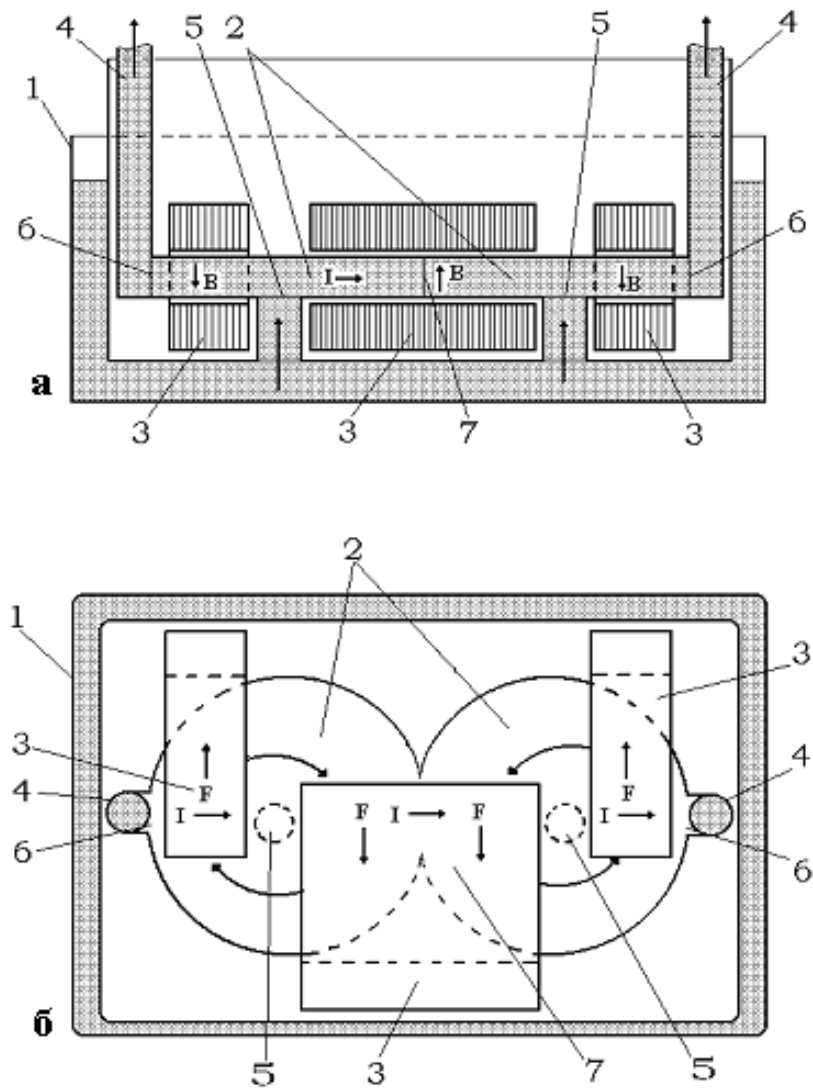


Рис.4.72. Устройство электромагнитной разливки металла: а) вид сбоку (разрез), б) вид сверху.

На Рис.4.72 показано устройство двухкамерного электровихревого центробежного насоса в разрезе - а и вид дисковых камер сверху - б. Насос содержит защитный кожух 1, внутри которого установлены две дисковые камеры 2, с магнитопроводами 3 и металлопроводами 4. Дисковые камеры имеют центральные (заборные) отверстия 5 и по два боковых отверстия 6 и 7, расположенные в каждой камере 2 диаметрально противоположно друг другу. В области жидкого металла металлопроводы 4 имеют электроизоляцию (на Рис.4.72 не показано). Для подвода рабочего тока к

дисковым камерам 2 использованы металлопроводы 4. Магнитопроводы 3 охватывают дисковые камеры 2 в областях между центральными и боковыми отверстиями.

Насос работает следующим образом:

Рабочий ток I , подведенный к металлопроводам 4, протекает в дисковых камерах 2 между боковыми отверстиями 6 через боковые отверстия 7 и возбуждает между полюсами П-образных магнитопроводов 3 аксиальное магнитное поле B . В результате взаимодействия рабочего тока I и аксиального магнитного поля B , в металле возникает направленная по касательной электромагнитная сила F , величина которой пропорциональна произведению плотности тока и величины индукции магнитного поля. Магнитопроводы 3 охватывают дисковые камеры 2 между центральными 5 и боковыми 6 и 7 отверстиями таким образом, что сила F , возникающая в жидком металле между полюсами магнитопроводов 3 в областях дисковых 2, расположенных между центральными отверстиями 5, имеет одно направление, в остальных областях - противоположное. Пара противоположно направленных сил F создает в металле в каждой камере 2 электровихревое течение 5, характеризующееся вращением металла в дисковых камерах 2 и центробежные силы, возникающие при этом, создают перепад давления между центральными 5 и боковыми отверстиями 6, 7. Металл одновременно через оба боковых отверстия 6 поступает в металлопроводы 4.

Установка может длительно разливать металл с температурой до 850°C , что достаточно для разливки таких цветных металлов как магний, натрий, олово, и др. Верхняя тепловая граница определяется точкой Кюри материала магнитопроводов; так сплавы 49K2Ф и 65K имеют точку Кюри 980°C , 18KX — 930°C , 27KX — 940°C . При выполнении магнитопроводов из кобальта эта температура может быть поднята до $1000-1100^{\circ}\text{C}$. Разливка металла с большей температурой возможна при использовании принудительного охлаждения магнитопровода.

Опытный лабораторный насос испытывали на галлиевом контуре. Внутренний диаметр дисковой камеры был 110 мм, внешняя и внутренняя толщина канала были, соответственно, 16мм и 10 мм. Толщина немагнитного зазора сердечников составляла 17мм. Насос испытывался при токе в 1800А, и развивал в стопорном режиме давление 32527 Па (0,321 бар), а при давлении 13809 Па (0,136 бар) расход сплава составил 0,89 кг/с Рис.4.73.

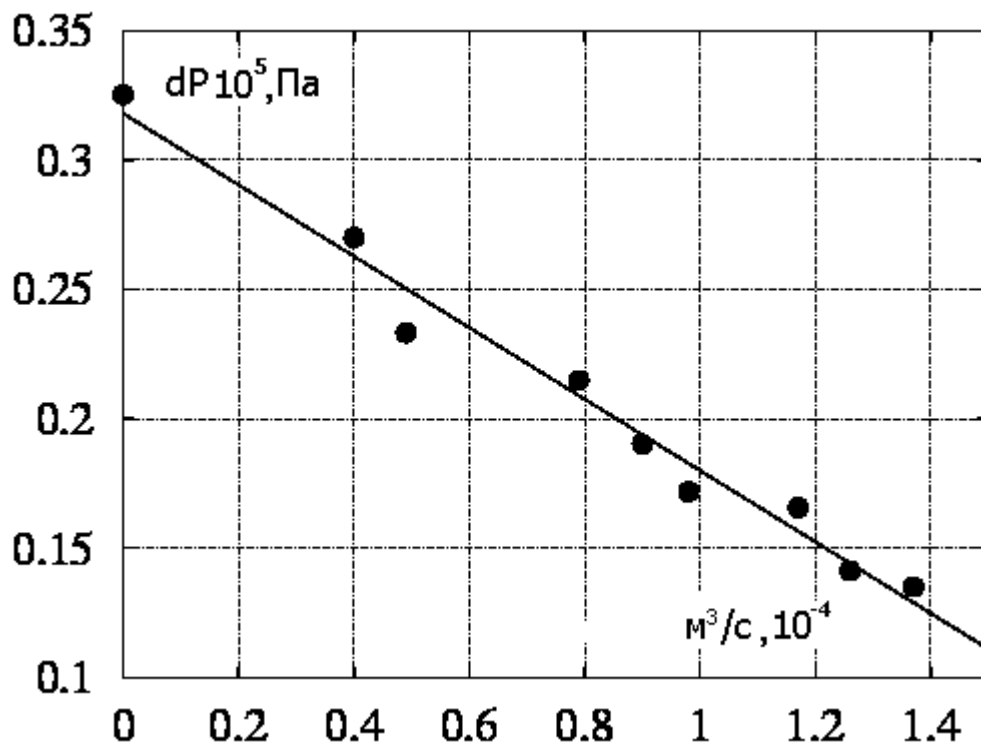


Рис.4.73. Напорно расходная характеристика двухкамерного электровихревого центробежного насоса (точки - эксперимент, линия - расчет).

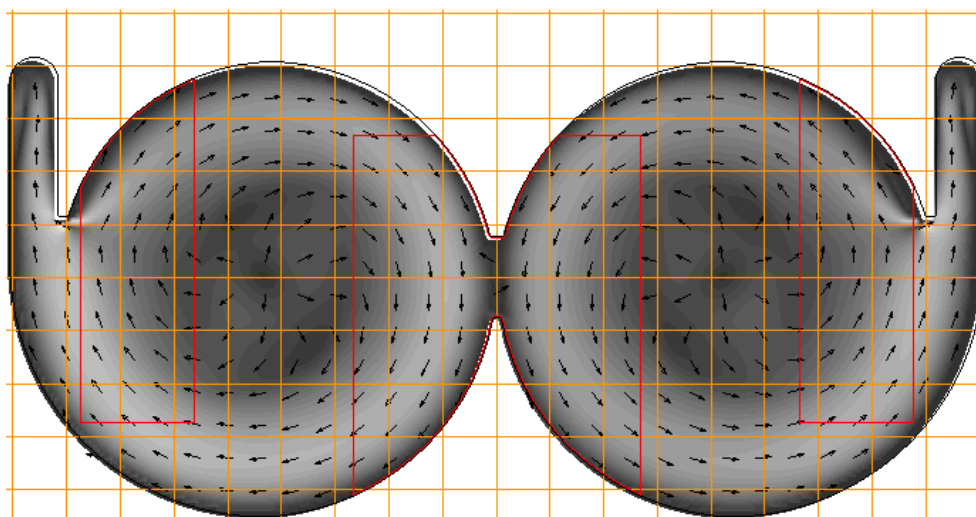


Рис.4.74. Расчетное поле скоростей в канале двухкамерного электровихревого центробежного насоса.

Двухкамерный электровихревой насос был изготовлен в специальном защитном кожухе для того, чтобы он мог работать погруженным в жидкий магний Рис.4.75. Этот насос испытывался на Березниковском титано-магниевом комбинате (ОАО «АВИСМА») для подачи магния на литейный конвейер при литье двенадцати килограммовых магниевых слитков. Производительность насоса в этом процессе поддерживалась на уровне 4,5-5,5 тонн магния в час.



Рис.4.75. Погружной двухкамерный насос для жидкого магния.

Оператор мог плавно менять производительность насоса от 0 до 8 т/ч, он мог останавливать насос и производить его повторный запуск. За время процесса было отлито 50 тонн слитков. Весь процесс продолжался 20 часов за это время насос неоднократно останавливался на необходимые в процессе литья технологические перерывы, после которых он без проблем запускался снова в работу.

Нами были проведены испытания насоса при литье слитков на

карусельной литейной машине Ворсвик. В этом случае насос подавал жидкий магний не в изложницы, а в промежуточную литейную емкость, где при помощи датчика уровня соединенного с блоком управления насоса поддерживался постоянный уровень металла в емкости. За время испытаний насос показал хорошую работоспособность, его расход мог плавно регулироваться, что позволяло автоматически поддерживать жидкий металл на постоянном уровне в раздаточной емкости.

Насос так же испытывался в составе установки полунепрерывного литья крупногабаритных слитков, где он подавал жидкий магний из печи солевого разогрева в раздаточную печь, удаленную от нее на 12 метров. За время испытания насоса было произведено несколько слитков весом 5000кг каждый
Рис.4.76.



Рис.4.76. Двухкамерный погружной электровихревой насос установлен на печи солевого разогрева (слева на переднем плане) подает жидкий магний в раздаточную печь (правый верхний угол) машины полунепрерывного литья крупногабаритных магниевых слитков на ОАО «АВИСМА» (верх задний план).

Во время работы насос показал хорошую работоспособность и был удобен в управлении. Рабочий литейщик после двадцатиминутного обучения мог легко управлять работой этого насоса Рис.4.77. Особенности этого насоса и его недостатки были такими же, как и у однокамерного насоса и о них говорилось в предыдущем параграфе.



Рис.4.77. Рабочий литейщик, управляя насосом, ведет процесс отливки крупногабаритного магниевого слитка (5 тонн) на ОАО «АВИСМА».

4.8. Электровихревой перемешиватель жидкого металла для машины непрерывного литья стали

Эффективным средством улучшения качества стальных слитков при непрерывном литье является перемешивание жидкого ядра слитка в период

затвердевания расплава. За рубежом широкое распространение получил индукционный метод электромагнитного перемешивания расплава (ЭМП) Рис.4.78.*а* [22,54,248,249], основанный на свойстве проводящей жидкости увлекаться бегущим или вращающимся магнитным полем. Существует также другой [155,156,250] (кондукционный) метод, сущность которого состоит в том, что жидкий металл в ядре слитка приводится в движение электромагнитными силами, вызванными взаимодействием пропускаемого по слитку электрического тока и наложенного на слиток магнитного поля. Практические методы реализации кондукционного ЭМП весьма разнообразны. Можно создавать магнитное поле, применяя постоянные магниты или магниты с электрическими катушками намагничивания. Можно пропускать электрический ток, как вдоль оси слитка, так и поперек его оси. В нашей стране получила промышленную апробацию схема кондукционного ЭМП приведенного на Рис.4.78.*б*. Электрический ток по этой схеме пропускается вдоль оси слитка между опорными роликами машины непрерывного литья, расположенными в начале и в конце перемешиваемого участка. Магнитное поле, пронизывающее слиток в поперечном его плоскости направлении, создается с помощью магнитной системы, полюсами которой являются опорные ролики, расположенные между роликами, через которые к слитку подводится электрический ток [252].

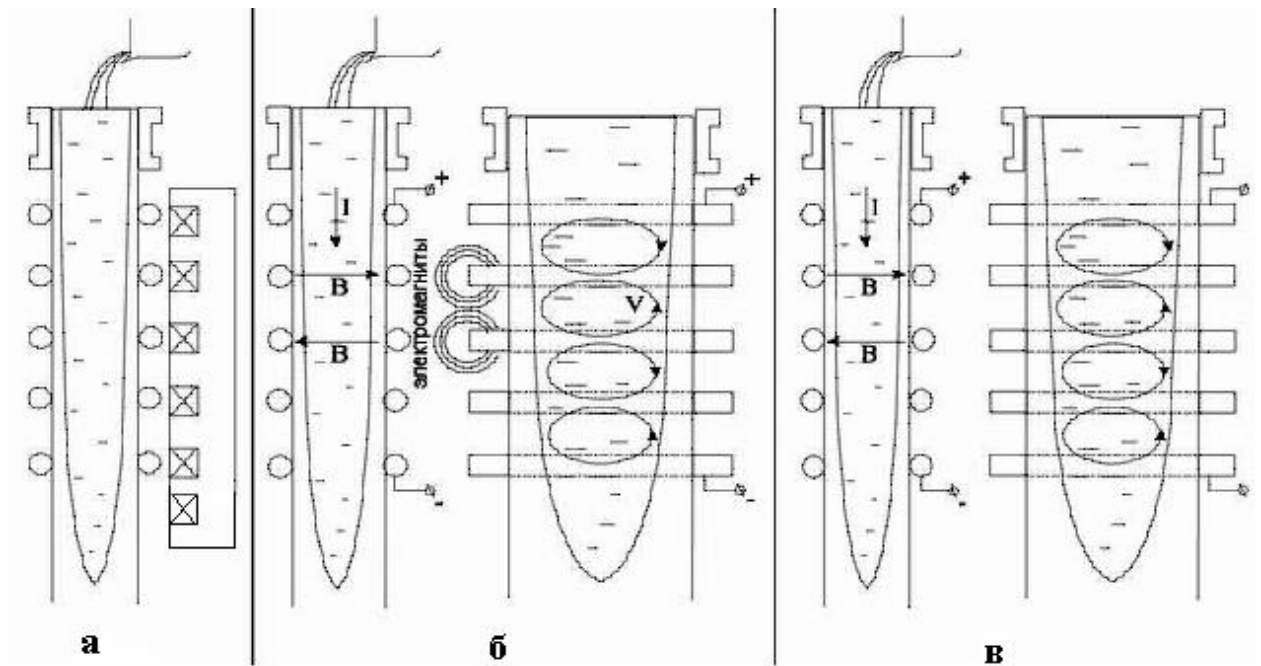


Рис.4.78 МГД перемешиватели жидкого ядра стального непрерывного слитка.

Как показала практика, при прочих равных условиях кондукционный способ ЭМП потребляет в 15-20 раз меньше электроэнергии, чем индукционный способ с применением бегущего поля. Ввиду высокой энергоемкости процесса индукционного ЭМП (при производстве крупных слитков индуктора осуществляющие ЭМП потребляют до 1000 кВт электрической мощности) кондукционный способ перемешивания представляется вполне конкурентоспособными.

Обозначенные выше индукционные и кондукционные схемы перемешивания обладают определенными недостатками, к ним можно отнести сложность электротехнического оборудования, необходимость использования индукторов бегущего магнитного поля с высоким энергопотреблением, катушек намагничивания с водяным охлаждением и др.

Предлагаемый здесь электровихревой способ перемешивания [57] отличается от указанных выше, прежде всего простотой и низкой стоимостью конструктивного исполнения и простейшим способом сопряжения с существующими машинами непрерывного литья. Этот способ

основан на принципе электровихревого течения реализуемого при определенных условиях в жидком ядре непрерывного слитка при протекании по нему электрического тока[150] Рис.4.78.в.

Действительно, если по плоскому каналу с жидким металлом, который охватывается П-образным ферромагнитным сердечником, вдоль оси канала пропустить электрический ток, то в области ферромагнитного сердечника возникнет электровихревое течение. Электрический ток, протекающий по жидкому металлу, взаимодействуя с собственным магнитным полем, создает в жидком металле электромагнитные силы. П-образный сердечник, создавая неоднородность в распределении магнитного поля, обуславливает наличие вихревой составляющей этих сил, которая и генерирует электровихревое течение Рис.4.79.

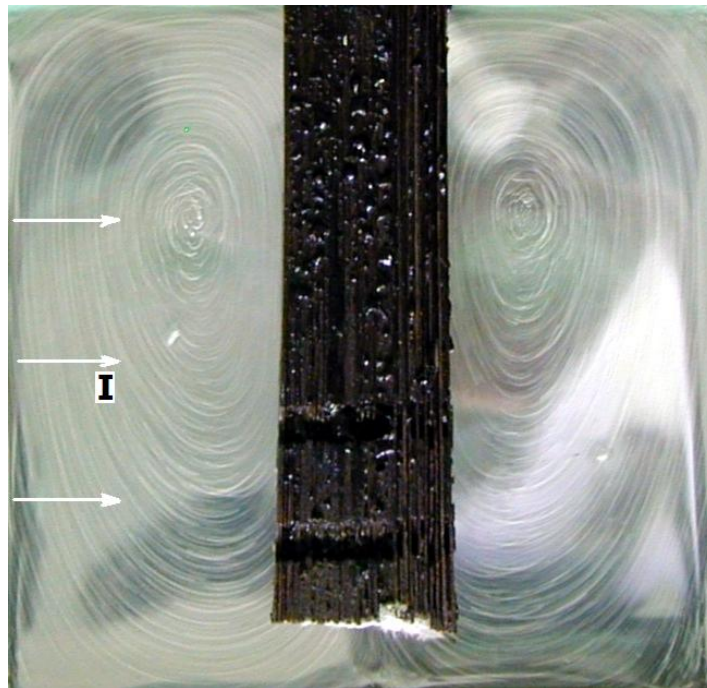


Рис.4.79 Эксперимент наглядно демонстрирует принцип электровихревого перемешивания.

На Рис.4.78.в изображена схема практической реализации электровихревого перемешивания (ЭВП) жидкого ядра слитка в условиях непрерывного литья слитка-сляба. Вместо электромагнитной системы с обмотками здесь используются П-образные сердечники, роль полюсов которых играют опорные ролики машины непрерывного литья.

Электрический ток, пропускаемый вдоль сляба, создает магнитное поле, которое усиливается сердечниками. Ток, взаимодействуя с магнитным полем, создает в металле объемные силы, которые вследствие неоднородности магнитного поля создаваемого сердечниками, имеет вихревую составляющую, и эти вихревые силы генерируют в области сердечников перемешивающее электровихревое течение [146].

Предлагаемый способ перемешивания расплава отличается максимальной простотой – здесь нет водоохлаждаемых (как и других) обмоток возбуждения, что важно в условиях металлургического производства. Как уже говорилось, в качестве ферромагнитных сердечников используются опорные ролики машины непрерывного литья (МНЛЗ), замкнутые с одного конца ферромагнитными ярмами. Это позволяет внедрять метод ЭВП на действующий МНЛЗ без существенной реконструкции последних.

Электромагнитное перемешивание должно удовлетворять определенным требованиям, а именно, необходимо чтобы интенсивность движения расплава перед фронтом кристаллизации была достаточной для оказания должного влияния на процесс кристаллизации слитка, при различных скоростях литья и марок разливаемой стали.

Для получения информации о гидродинамических процессах при электровихревом перемешивании были проведены физические и численные эксперименты [59].

На (Рис.4.80.) изображена схема физической модели устройства ЭВП. Модель состояла из текстолитовой прямоугольной кюветы 2, ограниченной с коротких сторон медными термостатированными электродами 1. Кювета была заполнена жидким галлиевым сплавом 4 и герметично закрыта сверху плоской крышкой из плексигласа. Дно кюветы было покрыто тонкой медной пластиной 3, моделирующей электропроводные свойства твердой корки непрерывного слитка. Толщина пластины выбрана из условия $Q_m \sigma_m / Q_c \sigma_c = Q_t \sigma_t / Q_{жс} \sigma_{жс}$, где $Q_m, Q_c, Q_t, Q_{жс}$ – площади поперечных сечений ,

соответственно, медной пластины, кюветы с галлиевым сплавом, твердой корки и жидкой фазы слитка; $\sigma_m, \sigma_z, \sigma_t, \sigma_{ж}$ - электропроводности меди, галлиевого сплава, твердой и жидкой фазы слитка. Через кювету с галлиевым сплавом с помощью медных электродов пропусклся постоянный электрический ток, который возможно было регулировать по величине. Кювету охватывал П-образный ферромагнитный сердечник 5. В экспериментах использовались два вида сердечников с полюсами в виде параллелепипедов и в виде цилиндров (Рис.4.80. *а, б*). Скорость движения сплава в кювете измерялась трубкой Пито-Прандтля и двухжидкостным дифманометром.

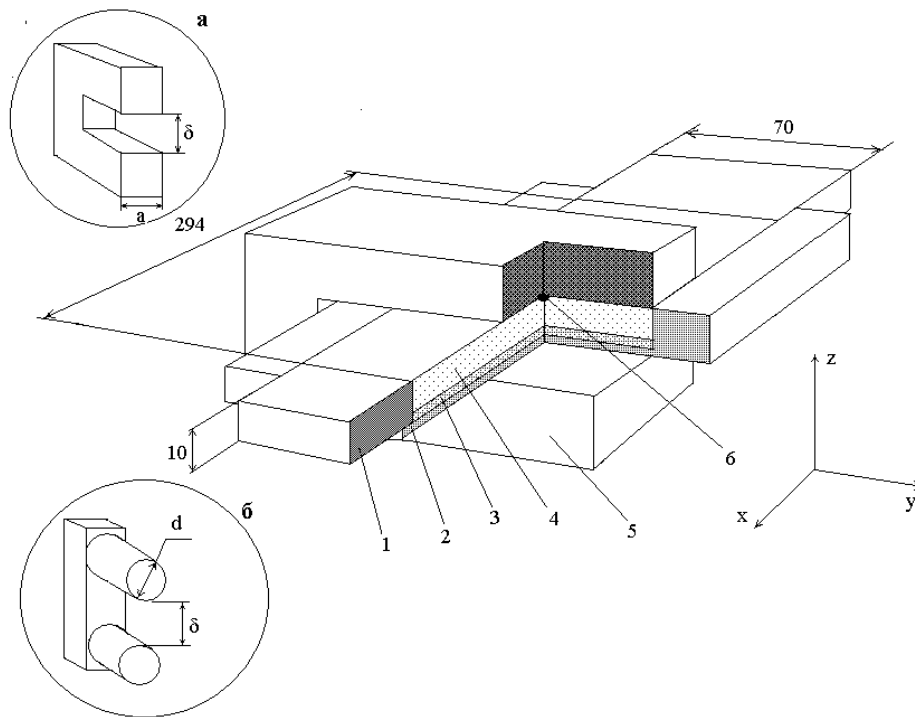


Рис.4.80. Схема экспериментальной модели электровихревого перемешивателя жидкого ядра непрерывного стального слитка. 1- медные электроды 2- стеклотекстолитовая кювета, 3-медная пластина моделирующая твердую корку слитка, 4-слой галлия, моделирующий жидкую фазу слитка, 5-П-образный ферромагнитный сердечник, 6- трубка Пито-Прандтля. *а* – сердечник с прямоугольными полюсами, *б*- сердечник с цилиндрическими полюсами.

Представляя жидкое ядро слитка как плоский слой, ограниченный твердыми проводящими стенками (твердой коркой слитка) Рис.4.81, рассчитаем в нем поле скоростей, используя уравнения (2.6).

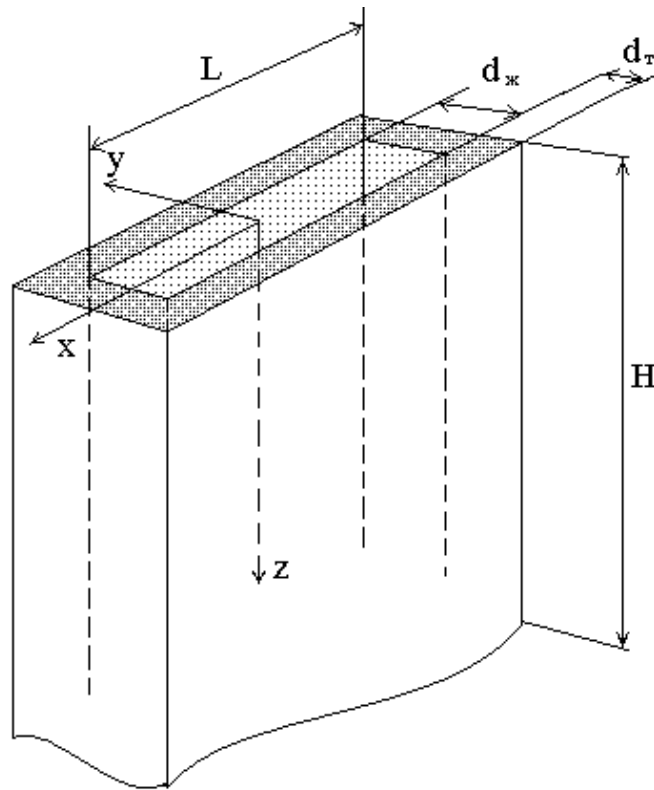


Рис.4.81. Схема непрерывного слитка сляба с жидким ядром.

Определим для нашего случая вид последнего члена уравнениях (2.6), отвечающего за объемные электромагнитные силы. Учтем наличие проводящей корки и индуцированных токов наводящихся в движущемся металле ядра в магнитном поле. В плоскости слоя действуют две компоненты объемных электромагнитных сил

$$\begin{aligned} f_x &= j_{жy} B_z, \quad f_y = -j_{жx} B_z; \\ j_{жx} &= \sigma_{жc} (E_{жx} + v_y B_z), \quad j_{жy} = \sigma_{жc} (E_{жy} - v_x B_z) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь v_x , v_y - планарные компоненты скорости осредненные поперек слоя.

f_x , f_y , $j_{жx}$, $j_{жy}$ - компоненты объемных сил и плотности тока в жидком ядре слитка.

Запишем закон Ома для твердой фазы слитка (для корки):

$$j_{mx} = \sigma_m E_{mx}, \quad j_{my} = \sigma_m E_{my} \quad (4.5)$$

Полагаем, что $E_{mx} = E_{жсх}$, $E_{my} = E_{жсу}$, так как являются тангенциальными компонентами вектора напряженности электрического поля на границе раздела двух сред. Выразим при помощи этих условий и уравнений (4.5) компоненты напряженности электрического поля в жидкой фазе и подставим в (4.4), после этого получим

$$j_{жсх} = \sigma_{жс} (j_{mx} / \sigma_m + v_y B_z), \quad j_{жсу} = \sigma_{жс} (j_{my} / \sigma_m - v_x B_z) \quad (4.6)$$

Полагаем, что протекающий по слитку ток, распределяется между твердой и жидкой фазами следующим образом:

$$I = j_{mx} Q_m + j_{жсх} Q_{жс} \quad (4.7)$$

В поперечном направлении полный ток в слитке равен нулю, поэтому можно записать

$$j_{my} 2d_m + j_{жсх} d_{жс} = 0 \quad (4.8)$$

где d_m , $d_{жс}$ - толщина твердой корки и жидкой фазы слитка, соответственно.

Равенства (4.7), (4.8) написаны в предположении, что индуцированный движением электрический ток замыкается только через твердую корку слитка. Исключив из системы уравнений (4.6)-(4.8) j_{mx} , j_{my} , получим выражения для величины планарных компонент плотности тока в жидкой фазе слитка

$$j_{жсх} = \frac{\sigma_{жс} \sigma_m Q_m}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} v_y B_z + \frac{\sigma_{жс}}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} I \quad (4.9)$$

$$j_{жсу} = \frac{2\sigma_{жс} \sigma_m d_m}{2\sigma_m d_m + \sigma_{жс} d_{жс}} v_x B_z \quad (4.10)$$

Подставляя (4.9), (4.10) в (4.4) получим выражения для электромагнитных сил выраженные только через силу тока подведенного к слитку.

$$f_x = -\frac{2\sigma_{жс} \sigma_m d_m}{2\sigma_m d_m + \sigma_{жс} d_{жс}} v_x B_z^2 \quad (4.11)$$

$$f_y = \frac{\sigma_{жс} \sigma_m Q_m}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} v_y B_z^2 + \frac{\sigma_{жс}}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} I B_z \quad (4.12)$$

Таким образом, с учетом (4.11) и (4.12) система безразмерных уравнений (2.6) примет вид

$$\begin{cases} \frac{\partial V_x}{\partial t} + \frac{\partial V_x^2}{\partial x} + \frac{\partial V_y V_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \Delta V_x + \kappa_1 V_x + \kappa_2 |V| V_x - \zeta V_x B_z^2 \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} + \frac{\partial V_x V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_y^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \Delta V_y + \kappa_1 V_y + \kappa_2 |V| V_y - \Theta V_y B_z^2 - \tilde{S} B_z \\ \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

$$\text{где } \tilde{S} = \frac{\sigma_{жс} d_{жс}^2}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} \frac{I^2 \mu_0}{\rho \nu^2}; \quad \Theta = \frac{\sigma_{жс} \sigma_m Q_m}{\sigma_m Q_m + \sigma_{жс} Q_{жс}} \frac{I^2 \mu_0^2}{\rho \nu}; \quad \zeta = \frac{2\sigma_{жс} \sigma_m d_m}{2\sigma_m d_m + \sigma_{жс} d_{жс}} \frac{I^2 \mu_0^2}{\rho \nu} \quad (4.14)$$

В этих уравнениях магнитное поле создается током, протекающим по слитку, и усиливается П-образными сердечниками. Определяется это поле способом, описанным в параграфе 2.2 главы 2. Можно сделать вывод, что уравнения (4.13) и безразмерные критерии (4.14) в известных приближениях полностью определяют гидродинамическую картину в зоне перемешивания жидкого ядра непрерывного слитка. Поэтому, интенсивность движения расплава, которая характеризуется безразмерным критерием Рейнольдса ($Re = v d_{жс} / \nu$), определяется значениями безразмерных критериев $\zeta, \Theta, \tilde{S}$, входящими в эти уравнения. Эксперименты, проведенные на физической модели с использованием галлиевого сплава Рис.4.82, позволили получить критериальную зависимость ($Re \approx 0,98 \sqrt{\tilde{S}}$ (4.15)), которую можно использовать для оценок при инженерных расчетах электровихревых перемешивающих устройств на промышленных МНЛЗ.

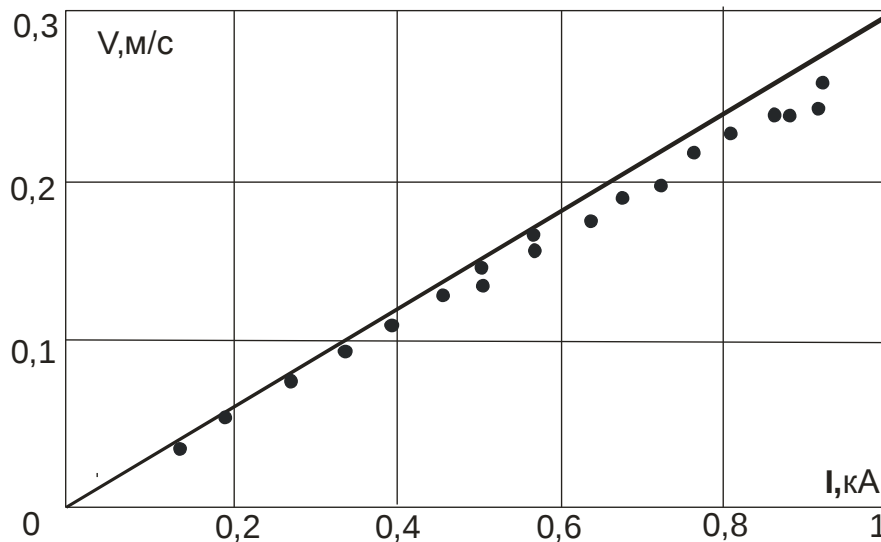


Рис.4.82. Экспериментальная (точки) и теоретическая зависимость скорости движения жидкого металла от величины электрического тока под сердечником при электровихревом перемешивании в физической модели.

Требования, предъявляемые к качеству литого металла, и связанная с этим необходимость управления процессом перемешивания, предполагают создание эффективных методик расчета устройств ЭВП. Такие методики могут быть разработаны только на основе подробной информации (об особенностях гидродинамических полей перемешиваемого расплава), которую можно получить в результате численных экспериментов на основе разработанной нами математической модели. Сопоставление результатов физических и численных экспериментов показало расхождение не более 10% Рис.4.82, что говорит о вполне адекватном описании процесса электровихревого перемешивания при помощи разработанной нами математической модели.

Эта модель, была использована для получения картины течения при электровихревом перемешивании на промышленной МНЛЗ. Производилось моделирование непрерывного стального слитка сечением 1,74X0,24 м, вытягиваемого со скоростью 0,6 м/мин. В качестве П-образных ферромагнитных сердечников в моделируемом случае использовались

опорные ферромагнитные ролики МНЛЗ, замкнутые с одной стороны ферромагнитными ярмами. Зона перемешивания удалена от мениска металла на расстояние до 3 метров. Жидкое ядро слитка в зоне перемешивания имеет сечение $1,61 \times 0,14$ м. Физические характеристики разливаемой стали: $\nu = 6,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$; $\rho = 7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; $\sigma_{\text{ж}} = 6 \cdot 10^5 \text{ см}$; $\sigma_{\text{т}} = 7,2 \cdot 10^5 \text{ см}$.

Результаты расчетов при токе $I = 6000 \text{ А}$, показаны на Рис.4.83 в виде картины линий тока и эпюры скоростей в продольном и поперечном сечении слитка.

На Рис.4.83.*а* представлен случай, когда для перемешивания используется только одна пара роликов. На Рис.4.83.*б* представлен случай, когда для перемешивания используется три пары роликов, причем в этом случае каждая пара роликов создает электромагнитную силу, действующую (на жидкий металл) в противоположном направлении силе соседней пары роликов. Таким образом, в жидком ядре организуется, как видно из рисунка, многоконтурное движение, охватывающее большую площадь, чем в предыдущем случае, но это не ведет к заметному увеличению интенсивности перемешивания жидкости. Расчеты показали, что интенсивность движения возрастает всего на 15%. Практика показывает [252,253], что при эксплуатации электромагнитных перемешивающих устройств важно обеспечить необходимую интенсивность перемешивания расплава. По имеющимся оценкам, эффект улучшения качества литого металла наблюдается в интервале скоростей перемешивания от 0,23 до 0,5 м/с

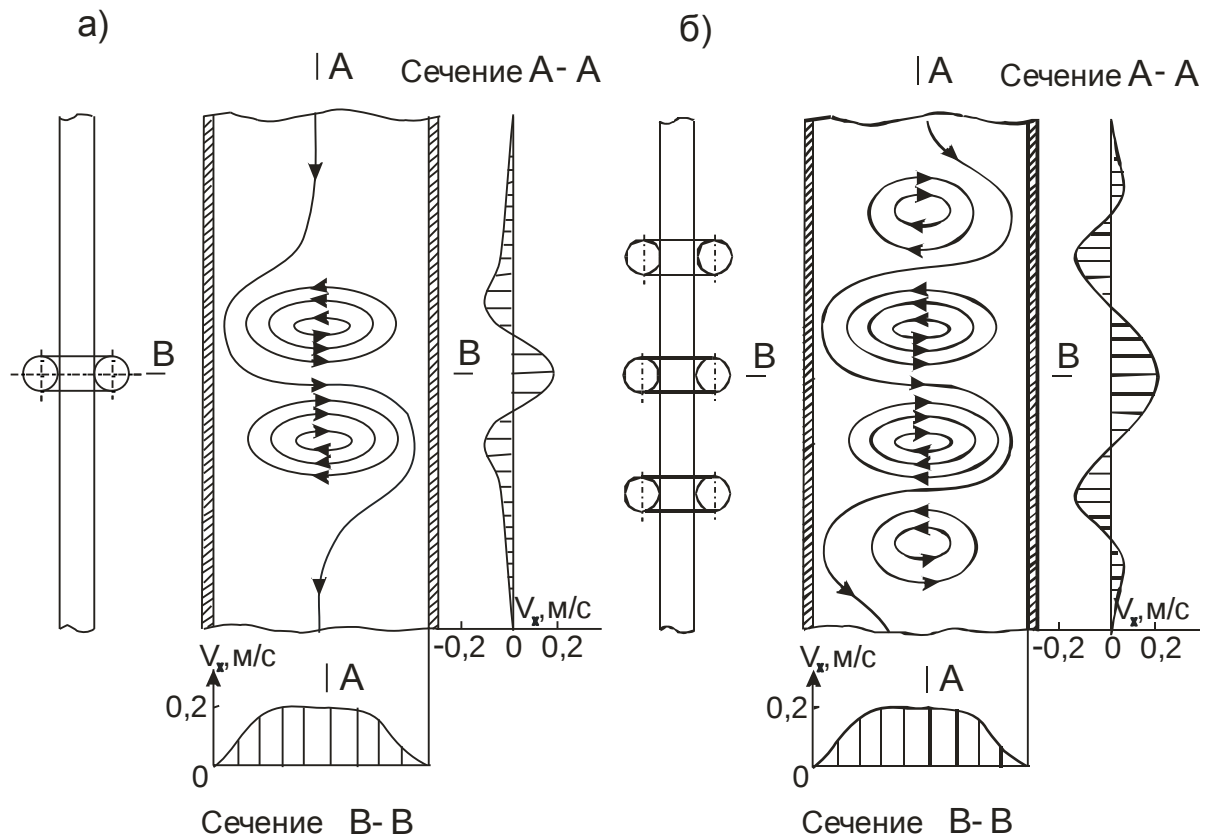


Рис.4.83. Картина линии тока в жидком ядре при ЭВП с одним и с тремя сердечниками.

Пользуясь Рис.4.84, где обобщены результаты нашего математического моделирования, можно видеть что, данный режим при нашей схеме ЭВП наступает при токе от 5 до 11кА. Таким образом, предлагаемый способ электровихревого перемешивания расплава может быть успешно применен на существующих промышленных МНЛЗ.

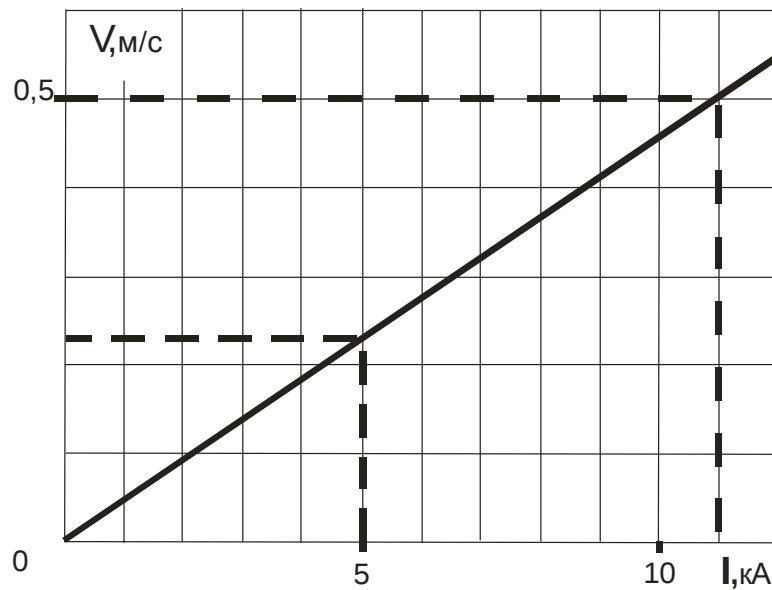


Рис.4.84. Зависимость максимальной скорости перемешивания расплава от величины постоянного тока, пропускаемого через стальной слиток для схемы ЭВП с тремя сердечниками.



Используя принцип взаимодействия электрического тока текущего по МГД-каналу со своим магнитным полем, можно создавать простые и удобные в эксплуатации МГД-устройства для металлургических целей, которые могут перекачивать металл или его перемешивать. Как было показано, наряду с традиционным механизмом создания насосного эффекта в МГД-канале за счет действия потенциальной части электромагнитных сил, можно создавать достаточно сильный насосный эффект за счет действия электровихревого течения, возбуждаемого в МГД-канале. Используя предложенные математические модели, можно рассчитывать рабочие характеристики таких МГД-устройств, и, как показывают специально поставленные физические эксперименты и заводские испытания, предложенные математические модели достаточно адекватно описывают физические процессы в каналах этих устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики // Пер. с англ. Пащенко Н.Т./ под ред. Любимова Г.А.; с предисловием Любимова Г.А.- М.: Мир, 1967. – 320 с.
2. Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. – М.: Наука, 1970. – 379 с.
3. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде // Пер. с англ. Рузмайкина А.А./ под ред. Зельдовича Я.Б./ с предисловием Рузмайкина А.А. и Зельдовича Я.Б. – М.: Мир, 1980. – 332 с .
4. Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Регирер С.А.// Магнитогидродинамические течения в каналах. – М.: Наука, 1970.- 672 с.
5. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения. – Рига.: Зинатне, 1985. – 310 с.
6. Генин Л.Г., Свиридов В.Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. – М.: МЭИ, 2001. – 196с.
7. Гельфгат Ю.М., Лиелаусис О.А., Щербинин Э.В. Жидкий металл под действием электромагнитных сил. – Рига.: Зинатне, 1976. – 246 с.
8. Тананаев А.В. Гидравлика МГД-машин.- М.: Атомиздат, 1970. – 270 с.
9. Гельфгат Ю.М., Горбунов Л.А., Витковский И.В. Магнитогидродинамическое дросселирование и управление жидкометаллическими потоками. – Рига.: Зинатне, 1989. – 311с.
10. Верте Л.А. Электромагнитный транспорт жидкого металла. – М.: Металлургия, 1965. – 236 с.
11. Тир Л.Л., Столов М.Я. Электромагнитные устройства для управления циркуляцией расплава в электропечах. – М.: Металлургия, 1975. – 224 с.
12. Larmor, Sir Joseph, Enginiring, 108, (1919) 461.

13. Hartman J. Hg-dynamics, I. Theory of the laminar flow of an electrically conductive liquid in a homogeneous magnetic field. // Mat.-fys. Medd. K. Danske videnskab, selskab, 1937, bd. 15, №.6
14. Hartman J, Lazarus F. Hg-dynamics, II. Experimental investigations ov the flow of mercury in a homogeneous magnetic field.// Mat.-fys. Medd. K. Danske videnskab, selskab, 1937, bd. 15, №.7 .
15. Elsasser W.M. Hydromagnetism // A review, Amer. J. Phys., 23, (1955), 590; 24 (1956), 85.
16. Lundquist S., Studies in magnetohydrodynamics // Ark. Fys., 5 (1952), 297.
17. Alfven H. Cosmical electrodynamics.- London – New York, 1950.200pp
18. Верте Л.А. Электромагнитная разливка и обработка жидкого металла. – М.: Металлургия, 1967. – 206 с.
19. Повх И.Л., Капуста А.Б., Чекин Б.В. Магнитная гидродинамика в металлургии. – М.: Металлургия, 1974. – 240 с..
20. Верте Л.А. Магнитная гидродинамика в металлургии. – М.: Металлургия, 1975. – 287 с.
21. Толмач И.М. Жидкометаллические МГД-машины для энергетики и промышленности // Магнитная гидродинамика.- 1987.- №1. С.77 – 85.
22. Гельфгат Ю.М. Металлургические применения магнитной гидродинамики //Магнитная гидродинамика. – 1987. №3. С.120 – 137.
23. Shigeo Asai Recent activities on electromagnetic processing of materials in Japan. // MHD. – 1994. – V. 30, №3. – P. 291-299.
24. Garnier M. Present and future prospect in electromagnetic processing of materials. // MHD. – 1996. – V. 32, №2. – P. 131 – 140.
25. Цаплин А.И. Теплофизика внешних воздействий при кристаллизации стальных слитков на машинах непрерывного литья.- Екатеринбург.: УрО РАН, 1995.- 238с.
26. Кулинский А.И., Агалаков В.В. Получение крупных сферических гранул магния методом диспергирования жидкого металла в солевом расплаве // Цветные металлы.-1999. - №5.- С. 64-67.

27. Кулинский А. И., Курносенко В.В., Шундилов Н.Л. Способ получения сферических гранул металла.- Патент 2157298 (РФ). – Оpubл.в Б.И. 2000. - №28.
28. Кулинский А. И., Курносенко В.В., Андреев Г.А. и др. Магнитогидродинамический гранулятор. - Патент 2172229 (РФ). – Оpubл.в Б.И. - 2001. - №23.
29. Agalakov V., Agalakova N., Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S., Kolesnichenko I., Rubel O. Submersible windingless conductive pump // Proc. of 4-th International Conference «Electromagnetic processing of materials». - Lyon (France). - 2003. - P. 327-332.
30. Takatani K. Effect of electromagnetic field on fluid flow, heat transfer and inclusion behavior in continuous casting process // Magnetohydrodynamics. - 1996. - Vol. 32. - No. 2. - P. 153-158.
31. Tanaka Y., Sassa K., Iwai K. and Asai S. Separation of inclusions in molten metal using linear induction motor // Magnetohydrodynamics. - 1997. - Vol. 33. - No. 2. - P. 238-243.
32. Park J. P., Tanaka Y., Sassa K. and Asai S. Elimination of tramp elements in molten metal using electromagnetic force // Magnetohydrodynamics. - 1996. - Vol. 32. - No. 2. - P. 244-250.
33. Miki Y., Fujii T., Kitaoka H., Saito S. and Komamura K. Development of the centrifugal flow tundish for separation of inclusions from molten steel in continuous casting // Magnetohydrodynamics. - 1997. - Vol. 33. - No. 4. - P. 450-456.
34. Бирих Р.В., Брисман В.А., Рудаков В.К. МГД-сепарация во вращающемся магнитном поле // «Применение магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей. - Свердловск, 1977. - P. 16-18.
35. Полищук В.П., Цин М.Р., Борзова Л.В. Устройство для очистки жидкого металла от нематаллических включений. Авт. свид. № 843971/22-2. - Бюлл.изобрет., 1964, 10.

36. Смолин Я.Г. и др. Магнитогидродинамический сепаратор. Авт. свид. № 4287363/23-03. - Бюлл.изобрет., 1989, 8.
37. Кабаков Г.И., Мищенко В.Д., Макаров Г.С., Логинов Л.А. Устройство для очистки жидкого металла от нематаллических включений. Авт. свид. № 1124832/22-1. - Бюлл.изобрет., 1969, 23.
38. Небренчин А.М. Магнитогидродинамический сепаратор. Авт. свид. № 1106403/22-3. - Бюлл.изобрет., 1969, 17.
39. Хрипченко С.Ю., Колесниченко И.В., Сухановский А.Н. Устройство для очистки расплавленного металла от нематаллических включений. Патент РФ № 2198231 - Бюлл.изобрет., 2003.
40. Колесниченко И.В., Сухановский А.Н. МГД-сепаратор для очистки жидких металлов // Всеросс. семинар «Состояние и проблемы производства магния и магниевых сплавов в России». Сб. трудов. - Березники, 2002. - С. 154-166.
41. Krumin' Yu. K., Induced-current distribution in a finite-width band in the travelling magnetic field of a one-sided inductor // Magnetohydrodynamics.- 1993. - Vol. 29. - No. 1.- P.80-87.
42. Krumin' Yu. K., The end effect in a layer within the field of a unilateral inductor // Magnetohydrodynamics. 1991. - Vol. 27.- No. 4. - P. 450-454.
43. Gel'fgat Yu. M., Krumin' Yu. K., Meshkov V. P., Rabinovich B. V. and Tananin Yu. A., Effect of a traveling magnetic field on the rate at which metal is poured into a casting mold // Magnetohydrodynamics. – 1990. - Vol. 26. - No. 2. - P. 250-253.
44. Butsenieks E., Levina M. Ya., Stolov M. Ya. and Shcherbinin E. V. Motion of the metal in a channel-type induction Oven I // Magnetohydrodynamics.1980. -Vol. 16. - No. 3. – P. 324-332.
45. Денисов С.А., Халилов Р.И., Хрипченко С.Ю. Магнитогидродинамический насос// решение о выдаче патента на

изобретение от 30.03.2006г. по заявке №2005106498/09(007942) от 9.03.2005.

46. Dubodelov V., Fixsen V., Slazhntv N., Gorshkov F. Application of electromagnetic force amplitude modulation in the magnetodynamic unit for the aluminium casting technology improvement // The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD. – 2005, Vol. 2, P. 77-82.
47. Polishchuk V.P., Tsien M.R., Horn R.K.// et al. Magnetodynamic Pumps for Liquid Metals . - Kiev: Naukova Dumka. -1989.
48. Kochetkova G. Ya., Stolov M. Ya., Tir L. L. and Chaikin P. M. The circulation of metal in an induction furnace // Magnetohydrodynamics. - 1966. - Vol. 2. - No. 2. - P. 85-87.
49. Mikel'son Yu., Yakovich A. T. and Tir L. L. A method of calculating the velocity distribution in a cylindrical electric induction furnace //Magnetohydrodynamics. - 1977. - Vol. 13. - No. 1. – P. 79-82.
50. Nikiforova N. V. , Pavlov S. I. , Tir L. L. and Yakovich A. T. Numerical determination of melt circulation in an induction furnace with segmented conducting crucible involving the utilization of a meridional section model //Magnetohydrodynamics. - 1990.- Vol. 26.- No. 2. – P.215-221.
51. Tir L. L. Vortex forces in a liquid metal in the field of a single-phase inductor //Magnetohydrodynamics. - 1974. - Vol. 10. - No. 1. – P. 101-107.
52. Kazachkov V., Kolesnichenko A. F., Kuchinskii V. P. and Malakhov V. V. Development of new magnetohydrodynamic and electrodynamic granulators operating on the basis of controlled film decomposition, //Magnetohydrodynamics. - 1991. - Vol. 27.- No. 3. – P. 333-339.

53. Kolesnichenko A. F. and Kuchaev A. A. An electromagnetic installation to study electrophysical processes in a liquid disperse medium/ / Magnetohydrodynamics. - 1989. - Vol. 25.- No. 3. – P. 413-414.
54. Lehman A., Sjoden O., Kuchaev A. Electromagnetic equipment for non-contacting treatment of liquid metal in metallurgical processes// The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD.- 2005. - Vol. 2. P. 27-30.
55. Денисов С. А., Манн М.Э., Хрипченко С.Ю. МГД перемешивание жидкого металла в цилиндрическом кристаллизаторе со свободной поверхностью // Магнитная гидродинамика.- 1997.- Т.33.- №2.- С.365-374.
56. Хрипченко С.Ю., Денисов С.А. Роготнев М.Ю. Устройство для перемешивания электропроводных жидких сред и холодильник для него// ПАТЕНТ РФ № 2270074 от 20.02.2006.
57. Долгих В. М., Кирко И. М., Самойлович Ю. А., Хрипченко С. Ю., Ясницкий Л. Н. Авт. свид. № 1253719 (СССР) от 29.10.85.
58. Альмухаметов В. Ф., Хрипченко С. Ю. Устройство для электромагнитного перемешивания. Авт. свид. № 1329809 (СССР) от 10.06.85.
59. Кирко И.М., Самойлович Ю.А., Долгих В.М., Хрипченко С.Ю., Ясницкий Л.Н. Электровихревой способ перемешивания расплава затвердевающих слитков // Магнит. Гидродинамика.-1985.- №3.

60. Timofeev V.N., Khristinich R.V., Stafievskaya V.V. Non-duct Electro Magnetic Alluminum Alloy Stiring // The 5 PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2002. - Vol. 2. - P. 157-163.
61. Sherbinin E., Kompan Ya. MHD Technologies of electrosrag welding and melting of titanium alloys for aerospace industry// The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005. - Vol. 2. - P. 287-302.
62. Chernega D. Treatment of melts and alloys under solidification by the direct current // The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005.- Vol. 2.- P. 53-56 .
63. Ветюков М.М., Цыплаков Ф.М., Школьников С.Н. Электрометаллургия алюминия и магния.- М.: Metallurgy, 1987.- 320 с.
64. Bojarevics V., Pericleous K. Nonlitar MHD stability of Fluminium redaction cells// The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005. -Vol. 2. - P. 87-90.
65. Munger D., Vincent A. Direct simulation of MHD instabilities in aluminum reduction cells// The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005. - Vol. 2. - P.91-94.
66. Степанов Р. А., Фрик.П.Г., Халилов Р.И., Хрипченко С.Ю. Устройство для определения уровня расплавленного металла. Патент РФ № 2287782, 06.05.2006.
67. Frick P., Khalilov R., Khripchenko S., Solod A., Stepanov R. Diagnostics of liquid metalurgical vessels using alternating magnetic field // The 5th

International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.-
2006. Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 751- 754.

68. B. Dumont, R. Haettel, J. Hamburger, R. Bolcato, J. Etay A Resistive probe for Continujus Veasurement of Electroconductive Liquid Level faced tj Electromagnetic Fields // International Workshop on Measuring Techniques for Liquid Metal Flows. Wissenschaftliq Technisch Berichte FZR-278 Dresden – Rossendorf, October 1999.- P.32-33.
69. Корсунский Л.М. Электромагнитные гидрометрические приборы.- М.: Изд. Стандартов, 1964. – 180с.
70. Шерклиф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода / Пер. с англ. С.А.Регирера; Под ред. А.Б.Ватажина; С предисл. Г.Г.Черного. – М.: Мир, 1965. – 268 с.
71. Ricou R., Vives C. Local Velocity and Mass Transfer Measurments in Molten Metals using an incorporeted Magnet Probe. Int. Jo. Heat Transfer.- 1982.-Vol.25.- №.10.- P. 1579-1588.
72. Jakovics A., Javaitis I., Nacke B., Baake E. Simulation of melting proctss in cold and inductor crucible //The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005,- Vol. 2.- P. 15-18.
73. Umbrashko A., Baake E., Nacke B., Kurpo M., Jakovics A. Impruvment of the cold crucible melting process using les modeling//The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applaed MHD.- 2005.- Vol. 2.- P. 23-26.

74. Bojarevics V. and Pericleous K. Magnetic levitation fluid dynamics //The 4th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD.- 2000.- Vol.1.- P. 143 – 148.

75. Gelfgat Yu. M., Grants I., Krumins Yu. and Mikelsons A. Stability of levitation of solid and liquid conducting spheres in high frequency electromagnetic fields. 1. Computational Results // Magnetohydrodynamics.- 1999. - Vol. 35.- No. 2.- P.105-114.

76. von Ammon W., Gelfgat Yu., Gorbunov L., Muhlbauer A., Muiznieks A., Makarov Y., Virbulis J., Muller G. Application of magnetic fields in industrial growth of silicon single crystals//The 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD.- 2005.- Vol.1. - P.41-54.

77. Miki Yuji. Applications of MHD to Continuous Casting of Steel // The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.- 2006.- Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 26-30.

78. Cheng-Tsung Liu, Yen-Ming Chen, Jen-Hsin Chen, Muh-Jung Lu
Operational Characteristics Analyses of an In-mold Electro-magnetic Stirrer
// The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.-2006.- Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 126-130.

79. V.Bojarevics, S. Taniguchi and K.Pericleous Droplet Generation with
Modulated AC Electromagnetic Field at Nozzle Exit// The 5th International

Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.- 2006, Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 259-264.

80. Nacke Bernard, Kirpo Maksims, Jakovics Andris LES Study of Flow Characteristics in Induction Furnaces // The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.-2006, Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 541-546.

81. Thess Andre, Kolesnikov Yurii, Karcher Kristian, Votyakov Tvgeny Lorentz Force Velocimetry – A Contactless Technique for Flow Measurement in High-Temperature Melts // The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.- 2006.-Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 731-734.

82. Priede Janis, Buchenau Dominique, Gerbeth Gunter Contactless Electromagnetic Induction Flowmeter Based on Phase Shift Measurements // The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials.- 2006.- Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 735-740.

83. Toppei Okumura, Tjmoki Shibata, Norio Okochi Production of Ti Alloy Gas Atomized Powder by Levitation Melting Furnace with Electric Nozzle // The 5th International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials, 2006, Sendai, Japan, ISU. Proceedings. P. 784-789.

84. Голодов Н.Н., Крауя В.М., Янкоп Э.К. Использование кондукционного насоса постоянного тока для черных металлов в стопорном режиме // Магнитная гидродинамика.- 1971.- №3 С.113-123.

85. Надежников Н.М., Крауя В.М., Янкоп Э.К. Кондукционный МГД-насос переменного тока для черных металлов // Магнитная гидродинамика.- 1979.- №1.- С.121-126.
86. Васенин В.И., Ковалев Ю.Г., Мельников В.С. Кондукционный МГД-насос для получения отливок из титановых сплавов // Магнитная гидродинамика.- 1977.- №1.- С.139 – 140.
87. Бирзвалк Ю.А. Основы теории расчета кондукционных МГД-насосов постоянного тока. - Рига: Зинатне, 1968. – 235с.
88. Долгих В.М., Кирко И.М., Хрипченко С.Ю. Электромагнитный спиральный насос. Авт. свид. 786807 (СССР).
89. Кабаков Г.И. Электромагнитный насос. Авт. свид. № 189688 (СССР) //Опубл. В Б.И..- 1966.- №24.
90. Мищенко В.Д. Электромагнитный насос. Авт. свид.№ 283831 (СССР)// Опубл. В Б.И. - 1971, №31.
91. Микельсон А.Э., Мищенко В.Д. Кондукционный МГД-насос для перекачивания магния // Магнитная гидродинамика.- 1971.-№3.- С. 125-129.
92. Хрипченко С.Ю. Погружной кондукционный МГД-насос без специальных токоподводов к активной зоне // «Семинар по прикладной магнитной гидродинамике» Сб. статей. Тез. докл..-ч.II, Пермь, 1978.- С. 123-125.

93. Миронов О.М. Электромагнитный насос на стягивающем эффекте с постоянной скоростью движения жидкого металла //Магнитная гидродинамика.- 1967.- №2.- С.119-124.
94. Долгих В.М., Кирко И. М., Хрипченко С. Ю. Электромагнитный насос. Авт. свид. № 862792 (СССР), 1981.
95. Денисов С.А., Долгих В.М., Хрипченко С.Ю. Электромагнитный насос.Патент РФ №2159001 от 10 .11.2000.
96. Денисов С.А., Долгих В.М., Хрипченко С.Ю. Устройство для электромагнитной разливки металла. Патент РФ №2160653 от 20 .12.2000.
97. Денисов С.А., Долгих В.М., Хрипченко С.Ю. , Кулинский А.И., Агалаков В.В. Устройство для электромагнитной разливки металла. Патент РФ №2221672 от 20 января 2004.
98. Денисов С.А., Долгих В.М., Хрипченко С.Ю. Электромагнитный насос . //положительное решение о выдаче патента по заявке №2005141646 от 29.12.05.
99. Долгих В.М., Денисов С.А., Колесниченко И.В., Хрипченко С.Ю. "Электромагнитный насос для электропроводных жидкостей" патент РФ № 2325023, зарегистрирован в Гос.реестре изобретений РФ 20.05.2008 (приоритет от 04.10.2006).

100. Баранов Г.А., Глухих В.А., Кирилов Н.Р. Расчет и проектирование индукционных МГД-машин с жидкометаллическим рабочим телом. – М.: Атомиздат, 1978. – 248 с.
101. Верте Л.А. Электромагнитная разливка и обработка жидкого металла. – М.: Metallurgiya, 1965. -236 с.
102. Кириллов И.Р., Лаврентьев И.В. Интегральные характеристики индукционных МГД-машин с плоским каналом // Магнитная гидродинамика.- 1972.- №4.- С. 78-86.
103. Полищук В.П. Промышленное устройство магнитодинамических устройств // Магнитная гидродинамика.- 1975.- №7.- С. 118-128.
104. Бирих Р.В., Бурде Г.И., Якушин В.И. Численное моделирование течения жидкого металла в магнитодинамических насосах // «Восьмое Рижское совещание по магнитной гидродинамике». Сб. статей.- ч.3.- Рига, 1975, с.40-42.
105. Надежников Н.М., Вилнитис А.Я., Стукен А.А. Односекционный насос однофазного тока. – Магнитная гидродинамика, 1972, №1, с. 129-136.
106. Брайнин М.И., Егоров В.Д., Меренков Ю.Ф., Степанов В.Г. О влиянии заполнения зазора проводящей средой в насосах трансформаторного типа // «Уральская конференция по применению магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей. - ч.II.- Пермь, 1974, С. 51-53.

107. Егоров В.Д., Меренков Ю.Ф. Однофазный насос переменного тока с магнитной асимметрией // «Уральская конференция по применению магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей.- т. II.- Пермь, 1974.- С. 53-55.
108. Брайнин М.И., Бреева А.В., Егоров В.Д., Меренков Ю.Ф., Степанов В.Г. Расчет электромагнитного давления в канале насоса с электромагнитной асимметрией при наличии контактного сопротивления // «Восьмое Рижское совещание по магнитной гидродинамике». Сб. статей. - ч. II.- Рига, 1975, С. 141-143.
109. Горн Р.К., Полищук В.П., Шеховцев В.И., Яковлев В.С. Исследование полей скоростей и давлений в магнитодинамическом насосе // Магнитная гидродинамика.- 1973.- №1.- С. 105-110.
110. Тир Л.Л., Столов М.Я. Электромагнитные устройства для управления циркуляцией расплава в электропечах. – М.: Металлургия, 1975. – 224 с.
111. Буцениекс И.Э., Левина М.Я., Столов М.Я., Щербинин Э.В. Исследование движения металла в индукционных канальных печах // Магнитная гидродинамика.- 1980.- №3.- С.123-130.
112. Буцениекс И.Э., Левина М.Я., Столов М.Я., Шарамкин В.И., Щербинин Э.В. О движении металла в индукционных канальных печах под действием электромагнитных сил // Магнитная гидродинамика.- 1977.- №4.- С. 103-106.

113. Левина М.Я., Буцениекс И.Э. Моделирование движения металла в индукционной канальной печи // Электропромышленность. Электротермия, 1978.- вып. 196.- С. 3-4.
114. Буцениекс И.Э., Левина М.Я., Столов М.Я., Щербинин Э.В. Физические основы МГД- и тепловых явлений в индукционных канальных печах. – Саласпилс, 1980. – 47 с. //Препринт/Ин-та физики АН Латв.ССР.: ЛАФИ-021.
115. Арефьева А.В., Буцениекс И.Э., Левина М.Я., Столов М.Я., Шарамкин В.И., Щербинин Э.В. Интенсификация тепло и массо обмена в индукционных канальных печах. – Саласпилс, 1981. – 48 с.//Препринт/Ин-та физики АН Латв.ССР.: ЛАФИ-021.
116. Горн Р.К., Полищук В.П., Яковлев В.С. Решение задачи вихревого течения в боковом канале МДН // «Сборник материалов к VII Таллиннскому совещанию по электромагнитным расходомерам и электротехнике жидких проводников».- Сб. статей. - Таллин, 1977.- т. 7. -С. 36-43.
117. Серебряков С.П., Васенин В.И., Ковалев Ю.Г. Использование кондукционного насоса при получении титановых отливок // Магнитная гидродинамика.-1977.-№1.- С.139-140.
118. Серебряков С.П., Васенин В.И., Ковалев Ю.Г., Гладышев Г.П. Некоторые вопросы литья титана под электромагнитным давлением // «Применение магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей. - Свердловск, 1977.- С. 87-92.

119. Сабадырь Н.П., Демин Г.А., Королев В.И. Индукционная канальная печь. Авт. свид. № 460422 (СССР). – Оpubл. В Б,И., 1975.- №6.
120. Вяткин И.П., Ермаков А.С., Калинин П.А., Столбова А.Д., Хрипченко С.Ю., Пепеляева Г.А. Кондукционный электромагнитный насос рассеянного поля «Тандем» // «Применение магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей. – Свердловск, 1977.- С. 44-45.
121. Вяткин И.П., Столбова А.Д., Мушков С.В. Опыт применения кондукционных МГД-насосов переменного тока в магниевой промышленности // Магнитная гидродинамика.- 1975.- №7.- С.118-128.
122. Хрипченко С.Ю. Некоторые вариации принципа электромагнитного насоса рассеянного поля // «Применение магнитной гидродинамики в металлургии». Сб. статей. Свердловск, 1977.- С. 35-39.
123. Хрипченко С.Ю. Погружной кондукционный МГД-насос без специальных токоподводов к активной зоне // «Семинар по прикладной магнитной гидродинамике» Сб. статей. - ч.II, Пермь, 1978.-С.123-125.
124. Сабадырь Н.П., Демин Г.А., Королев В.И. Экспериментальное исследование напорного канала индукционной печи // «Сборник материалов к VII Таллиннскому совещанию по электромагнитным расходомерам и электротехнике жидких проводников». Сб. статей. - ч.7, Таллин, 1977.- С.44-49.
125. Хрипченко С.Ю. Электровихревые течения в плоских каналах с ферромагнитными сердечниками // Магнитная гидродинамика.-1984.- №3.-С.71-76

126. Денисов С. А., Долгих В.М., Манн М.Э., Хрипченко С.Ю.
Электровихревой способ генерации транзитного течения через плоский
МГД-канал // Магнитная гидродинамика.— 1999. - Т.35.- №1. — С.69-77.
127. Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S. Electrovortex MHD-pumps //
Fourth International PAMIR Conference . “ Magneto Hydro Dynamic at
Dawn of Third Millennium” Presqu’ ile de Crieus, France- 2000.-Volume
2.- P. 687-692.
128. Kolesnichenko I, Khripchenko S Mathematical simulation of
hydrodinamical processes in the centrifugal MHD-pump//
Magnetohydrodynamics.- 2002.- Vol 38.- N 4.- P. 39-46.
129. Denisov S., Dolgikh V., Khriphenko S.and Kolesnichenko I. Electrovortex
mechanism of appearance of pumping effect in MHD-channel // 5-th
International Conference on Fundamental and Applied MHD. Proceedings.
Ramatuelle (France). — 2002. — P. II-125-131.
130. Hartman J., Hg-Dynamics I. Theory of the laminar flow of on electrically
cjnductive liquid in a homogeneous magnetic field. Det. Kgl. Danske
Videnskab. Math-fys. Medd..- 15.- №6 (1937).
131. Hartman J., Lazarus F. Hg-Dynamics II. Det. Kgl. Danske Videnskab.
Math-fys. Medd..-15.- №7 (1937).
132. Повх И.Л., Капуста А.Б., Чекин Б.В. Магнитная гидродинамика в
металлургии. — М.: Metallurgiya, 1974. — 240 с.

133. Shercliff J.A. Steady motion of conducting fluids in pipes under transverse magnetic fields. Proceedings of Cambridge philosophical society. London, 1953.- Vol. 49.- №1.- P. 136-144.
134. Рябинин А.Г., Хожайнов А.И. Нестационарные течения жидких металлов в МГД-устройствах. – Л.: Машиностроение, 1970. – 143 с.
135. Тананаев А.В. Течение в каналах МГД-устройств. – М.: Атомиздат, 1979. -364 с.
136. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды // Методы расчета турбулентных течений.- М.: Мир, 1984. - 464 с. (с. 227 ... 322).
137. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. – М.:Физматгиз, 1962. – 246 с.
138. Лаврентьев И.В. Об усреднении уравнений электромагнитного поля в МГД- устройствах при конечных числах Рейнольдса // Магнитная гидродинамика, 1978.- №3.- С. 92-97.
139. Лаврентьев И.В., Шишко А.Я. Электродинамические процессы в МГД-каналах при больших магнитных числах Рейнольдса // Магнитная гидродинамика, 1980.- №3.- С. 81-106.
140. Валасте Э.В., Веске Т.А. Упрощенный расчет электромагнитных процессов в немагнитном зазоре кондукционного насоса конструкции Кабакова Г.И. // «Труды Таллиннского политехнического института». Сб. статей.VIII.-Таллин.- серия А.- №301.- С. 53-59.

141. Веске Т.А., Таммемяги Х.А. Комплексная мощность и электромагнитные силы кондукционного насоса переменного тока // «Труды Таллиннского политехнического института». Сб. статей. VIII.- Таллин.- серия А.- №301.- С. 61-66.
142. Миронов О.М. Электромагнитный насос на стягивающем эффекте // Магнитная гидродинамика .- 1966.- №1.- С. 132-136.
143. Гельфгат Ю.М., Петерсон Д.Е., Щербинин Э.В. Скоростная структура потоков в неоднородных магнитных полях // Магнитная гидродинамика.- 1978.- №1.- С. 66-72.
144. Хрипченко.С.Ю. Экспериментальное исследование расширяющегося канала с осевым током. // Магнитная гидродинамика.- 1977.- №2.- С. 134-144.
145. Зимин В.Д., Трошин В.М., Хрипченко С.Ю. МГД-насос с плоским каналом имеющим резкое расширение // «Девятое Рижское совещание по магнитной гидродинамике»,. Сб. статей.-ч.I: Тез.докл. Рига,1978.- С. 76-77.
146. Баранников В.А., Хрипченко С.Ю. О механизме возникновения транзитного течения в МГД-канале при протекании по нему электрического тока //Магнитная гидродинамика.- 1981.- №1.- С. 132-135.
147. Миллере Р., Фрейберг Я. Влияние периодического электровихревого течения на ламинарный поток в трубе //Магнитная гидродинамика.- 1980.- №2.- С. 53-56.

148. Фрейберг Я.Ж., Щербинин Э.В. Осесимметричное течение в гофрированной трубе // Магнитная гидродинамика.- 1977.- №4.- С.46-54.
149. Фрейберг Я. Транзитное электровихревое течение в гофрированной трубе с продольным током // Магнитная гидродинамика.- 1978.- №2.- С.27-31.
150. Баранников В.А., Хрипченко С.Ю. Электровихревые течения в плоском закрытом канале // Магнитная гидродинамика.- 1981.-№2. – С.77 -80.
151. Щербинин П., Щербинин Э. Кондукционное перемешивание расплава в осесимметричном магнитном поле // Магнитная гидродинамика.- 1994. – Т.30.- №2. – С.231-236.
152. Цаплин А.И., Рогачиков Ю.М. Моделирование воздействия роликового электромагнитного перемешивателя в машинах непрерывного литья заготовок // Магнитная гидродинамика.- 1993. –№2. – С.105 - 112.
153. Цаплин А.И., Манн М.Э., Смирнов А.А. Динамика циркуляции жидкого ядра кристаллизующегося непрерывного слитка при кондукционном перемешивании // Магнитная гидродинамика.- 1991. – №3. – С.97 - 102.
154. Дементьев С.Б., Скопис О.М., Щербинин Э.В. Интенсификация процесса перемешивания в электродуговых печах постоянного тока // Магнитная гидродинамика.- 1992. –№1. – С.101 - 105.

155. Брыксин В.М., Кабаков З.К., Подорванов А.Г., Самойлович Ю.А., Шифман Э.Р. Закономерности движения жидкой фазы в незатвердевающей части слитков при кондукционном перемешивании // Магнитная гидродинамика.- 1988. – №1. – С.95 - 98.
156. Мургаши М., Покусова М. Прогрессивный метод перемешивания жидкого металла при непрерывной разливке стали // Магнитная гидродинамика.- 1996. – Т.32.- №4. – С.456 -459.
157. Зимин В.Д., Хрипченко С.Ю. Представление уравнений магнитной гидродинамики в двумерном виде для течений в плоских каналах с ферромагнитными сердечниками // Магнитная гидродинамика.- 1979. – №4. – с.117-122.
158. Альмухаметов В.Ф., Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Математическая модель плоских электровихревых течений в двухслойной проводящей жидкости // Магнитная гидродинамика.- 1988.-№1.- С.137-140.
159. Колесниченко В.И., Пичугин А.М., Хрипченко С.Ю. Численное исследование плоских электровихревых течений в двухслойной проводящей жидкости // Магнит. Гидродинамика.- 1989.-№3.- С.64-68.
160. Almukhametov V. F., Krukovsky V. A., Kolesnichenko V. I., Khripchenko S. Yu. Magneto-hydrodynamic Phenomena in Production of Aluminum by Electrolysis// Light metals.- 1990.
161. Хрипченко С.Ю. Электровихревые течения в тонких слоях проводящей жидкости // Магнитная гидродинамика.- 1991.-№1.- С.126-129.

162. Деменьтьев С.Б., Скопис О.М., Щербинин О.В. Интенсификация процесса перемешивания в электродуговых печах постоянного тока // Магнит. Гидродинамика.- 1992.-№1.- С.101 -105.
163. Манн М.Э., Хрипченко С.Ю. Полуэмпирическая модель гидродинамических процессов в ванне алюминиевого электролизера // Магнит. Гидродинамика.- 1992.-№1.- С.87-95.
164. Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Вихревое движение жидкости в плоском слое со свободной поверхностью // Магнит. Гидродинамика.- 1993.-№2.- С.76-80.
165. Долгих В.М., Хрипченко С. Ю. Электромагнитный спиральный насос // Авторское свидетельство № 913527 (СССР) 1982.
166. Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Экспериментальное исследование вихревых движений жидкости в плоской замкнутой полости// Магнитная гидродинамика.- 1989.-№2.- С.69-72.
167. Almukhametov V. F., Krukovsky V. A., Kolesnichenko V. I., Khripchenko S. Yu. Magneto-hydrodynamic Phenomena in Production of Aluminum by Electrolysis// Light metals.- 1990.
168. S.Denisov, V.Dolgikh, S.Khripchenko. Electro vortex MHD-pumps // Fourth International PAMIR Conference . “ Magneto Hydro Dynamic at Dawn of

Third Millennium” Presqu’ ile de Crieus.- France.- 2000.- Volume 2 .-P. 687-692.

169. Кескюла В.Ф. Электромагнитные процессы во вторичной системе индукционного вращения жидкого металла // Труды Таллинского политехнического института.- 1970.- С. 115-124.
170. Partinen J., Szekely J., Vives C., Holappa L. Fluid Flow and Free Surface Phenomena in Rotary Electromagnetic Stirring of a Metallic Melt // ISIJ International.1998- V. 35.- N3.- P. 292-301.
171. Хрипченко С.Ю. Электровихревые течения в плоских каналах между ферромагнитными массивами //Электровихревые течения./ Под ред. Щербинина Э.В. - Рига. - Зинатне, 1985.- С. 289-295.
172. Альмухаметов В.Ф. Хрипченко С.Ю. Механизмы генерации ЭВТ в ванне электролизера со сплошным анодом // Магнитная гидродинамика.- 1987.-№3.- С.101-104.
173. Альмухаметов В.Ф., Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Математическая модель плоских электровихревых течений в двухслойной проводящей жидкости// Магнитная гидродинамика.- 1988. - №1. - С. 137-140.
174. I. Kolesnichenko, R..Khalilov, S.Khripchenko "Vortical flow of conducting fluid driven by an alternating magnetic field in a plane channel", Magnetohydrodynamics, 2007, vol.43, No.1, pp.45-52 .

175. .S.Denisov, V.Dolgikh, S.Khripchenko. Electro-vortex flow in channel. // International Workshop on Measuring Techniques for Liquid Metal Flows. Wissenschaftliq Technisch Berichte FZR-278 November 1999 .- P. 292-295.
176. I.Kolesnichenko, S.Khripchenko, D.Buchenau, G.Gerbeth. Flow in a square layer of conducting liquid // Magnetohydrodynamics. — 2005. —Vol. 41. — No. 1. — P. 39-51.
177. I. Kolesnichenko, S. Khripchenko, D. Buchenau, G. Gerbeth Electro-vortex flows in shallow liquid metal layers // Fundamental and applied MHD, Joint 15-th Riga and 6-th PAMIR International conference, Riga Jurmala, Latvia, June 27 – July 1, 2005. V.1. P.199-202.
178. Хрипченко С.Ю. Границы применимости безындукционного приближения для электровихревых течений в плоских каналах между ферромагнитными сердечниками // Магнитная гидродинамика.- 1981.- №4. С. 82-85
179. Хрипченко С.Ю., Баранников В.А. О механизме возникновения транзитного течения в МГД-канале при протекании по нему электрического тока // Магнитная гидродинамика. -1981.-№1. С.79-85
180. Кирко И.М., Альмухаметов В.Ф. Хрипченко С.Ю. Физическое моделирование неустойчивого состояния границы раздела электролит - металл в мощных алюминиевых электролизерах// Доклады АН. - 1988. -Т.302.-№4. - С.845-847.

181. Альмухаметов В.Ф., Крюковский В.А., Деркач А.С., Хрипченко С.Ю. Циркуляционные течения жидкого металла в алюминиевом электролизере // Цветные металлы.- 1988.- №10.- С.64-67.
182. Альмухаметов В. Ф., Деркач А. С., Крюковский В. А., Колесниченко В. И., Хрипченко С. Ю. Электролизер для получения алюминия. // Авт. свид. SU 1693126 A1 C25 C3108 от 23.11.91 .
183. Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Колебание поверхности жидкого катодного алюминия // // Магнитная гидродинамика.-1989.-№3.- С.125-127
184. Колесниченко В.И., Пичугин А.М., Хрипченко С.Ю. Влияние различных факторов на колебание границы раздела электролит - металл в алюминиевом электролизере// Цветные металлы.- 1990.- №1.- С.58-60.
185. Kolesnichenko I, Khripchenko S MHD-instability of an equilibrium state of a thin conductive liquid layer surface //Magnetohydrodynamics.- 2001.- Vol 37.- N 4.- P. 367-372.
186. S. Khripchenko and I. Kolesnichenko. Surface instability of the plane layer of conducting liquid. // 5-th International Conference on Fundamental and Applied MHD. Proceedings. Ramatuelle (France). — 2002. — P. II-119-125.
187. Kolesnichenko I., Khripchenko S. Surface instability of the plane layer of conducting liquid // Magnetohydrodynamics. — 2003. — Vol. 39. — No. 4. — P. 427-434.

188. Альмухаметов В.Ф., Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю.
Математическая модель плоских электровихревых течений в
двухслойной проводящей жидкости// // Магнитная гидродинамика.-
1988.-№1.- С.137-140.

189. Альмухаметов В.Ф. Хрипченко С.Ю. Электродинамическая модель
перемешивателя трансформаторного типа жидкого ядра слитка//
Магнитная гидродинамика.- 1987.- №2.- С.141-142.

190. S. Khripchenko, R. Khalilov, I. Kolesnichenko Vortex flows generated by
vary-ing magnetic field in a conducting fluid layer // Fundamental and
applied MHD, Joint 15-th Riga and 6-th PAMIR International conference,
Riga Jurmala, Latvia, June 27 – July 1.- 2005.- V.2. - P. 95-98.

191. S.Khripchenko, S.Denisov, V.Dolgikh, I.Kolesnichenko The windingless
MHD-pump “Push-Pull”// The 5th International Symposium on
Electromagnetic Processing of Materials.- 2006.- Sendai.- Japan.- ISU.-
Proceedings. - P. 837-840.

192. Долгих В.М., Кирко И. М., Хрипченко С. Ю. Электромагнитный
спиральный насос // Авторское свидетельство № 786807 (СССР) 1980.

193. Борисов В.Г., Юдаков А.А., Хрипченко С.Ю., Денисов С.А., Зайцев
В.Н. Устройство для введения мелкодисперсных компонентов в
матричный металлический расплав//Патент RU № публикации 2144573
от 20.01.2000 заявка №95109789/02 от 27. 06.1995.

194. Рябинин А.Г., Хожайнов А.И. Турбулентное течение электропроводной
жидкости в трубах прямоугольного сечения под действием

- электромагнитных сил // ЖТФ АН СССР.- М., 1963.- Т.33.- № 1.- С.80 – 89.
195. Баранников В.А., Зимин В.Д. Неустойчивость покоя изотермической проводящей жидкости в щели ферромагнитного массива при протекании электрического тока // Магнитная гидродинамика.- 1982.- № 2.- С. 117 – 122.
 196. Зимин Э.П. Некоторые решения системы уравнений, описывающей одномерные течения магнитной гидродинамики // «Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы». Сб. статей.- Т.2.- Рига, 1962, С. 113 – 124.
 197. Битюрин В.А., Любимов Г.А. Квазиодномерный анализ течения в канале МГД-генератора // МЖГ.-1962.- Т.7.- №5.- С. 974 – 986.
 198. Лиелаусис О.А. Гидравлика жидкометаллических МГД-устройств.- Рига: Зинатне, 1967.-195 с.
 199. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.- М.: Наука, 1974. –712с.
 200. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа.- М.; Наука, 1987.- 840с.
 201. Lee H.C., Evans W. A physical model for electromagneticalles driven flow in Hall cells // Light Metals.- 1985.- P. 569-579.
 202. «Исследование МГД неустойчивости в алюминиевых электролизерах» Отчет по НИР Отдел магнитной динамики.- 1986.- инв.02.87.0021780.

203. «Исследование МГД неустойчивости в алюминиевых электролизерах»
Отчет по НИР Отдел магнитной динамики.- 1988.- инв.02.89.0002797.
204. Крюковский В.А. О создании высокоэффективных мощных
алюминиевых электролизеров //Цветные металлы. – 1987.- №10.- С. 73-
79.
205. Коробов М.А., Янко Э.А. Особенности теплопередачи в алюминиевом
электролизере //Цветные металлы.- 1966.- №11.- С.59-63.
206. Боярев В. Магнитогидродинамические волны границы раздела и
распределение возникающего тепла, обусловленные динамическим
взаимодействием токов в алюминиевом электролизере // Магнитная
гидродинамика. – 1992. - №4. – С.47-55.
207. Меерович Э.А. Магнитное поле и электродинамические силы в зоне
расплава мощных электролизеров //Академия наук СССР.- 1962. С.230
208. Дограмаджи М.Ф., Гефтер С.Э. Волнение расплавленного металла в
алюминиевых электролизерах //Цветные металлы.- 1965.- №9.- С.49.
209. Форсблат Г.В. Некоторые случаи влияния электромагнитных полей на
работу алюминиевых электролизеров. – Цветные металлы.- 1956.- №3.-
С.63
210. Сираев Н.С., Калужский Н.А., Циплаков А.М. Циркуляция электролита
и металла в алюминиевых электролизерах различной мощности и
конструкций // Цветные металлы.- 1983.- №9.- С.37.

211. Абрамов А.А., Скворцов А.П., Пряхин Г.С. Анализ причин неустойчивости работы мощных алюминиевых электролизеров // Цветные металлы. – 1985. - №6. – С.44-47.
212. Sele T. Instability of the metal surface in electrolytic alumina reduction cells. Met. Trans., vol.8B (1977).- P. 613-618.
213. Moreau R.J., Ziegler D. Stability of aluminum cells – a new approach. – Light Metals.-1986.- P. 359-364.
214. Urata.N. Magnetics and metal pad instability. Light Metals.- 1985.- P. 581-589.
215. Снейд А.Д., Ванд А. МГД-неустойчивость в алюминиевых электролизерах //Магнитная гидродинамика.- 1996. – Т.32.- №4. – С. 487-493.
216. Kurenkov A., Thess A., Zikanov O., Segatz M., Droste Ch., Vogelsang D. Stability of aluminum reduction cells with mean flow // Magnetohydrodynamics.-2004.- Vol.40.- No. 2.- P. 203-212.
217. Munger D., Vincent A. Direct simulation of VHD instabilities in aluminum reduction cells //Magnetohydrodynamics.- 2006.- Vol.42.- No.4.- P. 417 – 425.
218. Скворцов А.П., Абрамов А.А., Деркач А.С., Спущкий И.З., Ципкин М.Г. О характере распределения тока по анодам алюминиевого электролизера //Цветные металлы. – 1985. - №5. – С. 53-55

219. Белянин А.И. и др. Распределение тока в расплавленном алюминии в зависимости от типа ошиновки алюминиевого электролизера // Цветные металлы. – 1966.- №2.- С.51.
220. Сираев Н.С., Дымов В.Н., Деркач А.С. Экспериментальное исследование магнитных полей и скоростей движения расплава в алюминиевых электролизерах различного типа и мощности // Цветные металлы.- 1985.С 51-53
221. Абрамов А.А., Скворцов А.П., Пряхин Г.С. Анализ причин неустойчивости работы мощных алюминиевых электролизеров // Цветные металлы.- 1985.- №6.- С. 44-47
222. Пеце Ц. Особенности технологического происхождения колебания напряжения на алюминиевых электролизерах // Бюллетень МТС СЭВ по производству алюминия из глинозема. – Будапешт, 1978.- №7. – С. 79-100.
223. Ewans J. Zundeleovich Y., Sharma D. A mathematical model for prediction of currents, magnetic fields, melt velocities, melt topography and current efficiency in Hall-Herault cells. – Metall. Trans.-1981.- vol. 12B.- P. 353-360 .
224. Горбачев Е.В., Щербинин Э.В. О моделировании магнитогидродинамических процессов в алюминиевых электролизерах // Магнитная гидродинамика. – 1990. - №3. – С. 107 -114.
225. Электролизер для получения алюминия. Авт. свидет. №119682, 1958 (СССР) .

226. Способ непрерывного питания алюминиевых электролизеров глиноземом. Авт. свидет. №183953, 1966 (СССР).
227. Алюминиевый электролизер с верхним подводом тока к аноду. Авт. свидет. №134025, 1960. (СССР).
228. Электролизер для получения алюминия. Авт. свидет. №188016, 1966 (СССР).
229. Способ отвода тепла от катодов алюминиевых электролизеров большой мощности. Авт. свидет. №203268, 1967 (СССР).
230. Ошиновка торцевых алюминиевых электролизеров. Авт. свидет. №327836, 1977 (СССР).
231. Способ ошиновки алюминиевых электролизеров. Авт. свидет. №461662, 1977 (СССР).
232. Устройство для компенсации магнитного поля в серии алюминиевых электролизеров. Авт. свидет. №682141, 1979 (Франция).
233. Способ обеспечения симметрии вертикальной составляющей магнитного поля в электролизерах для получения алюминия. Авт. свидет. 31093255, 1984 (Франция).
234. Ошиновка алюминиевых электролизеров. Авт. свидет. №1082329, 1984 (Швейцария).
235. Способ управления работой алюминиевого электролизера. Авт. свидет. №1234453, 1986 (СССР).

236. Способ электролитического получения алюминия. Авт. свидет. №1054451, 1983 (СССР).
237. Способ работы алюминиевого электролизера. Авт. свидет. №1011733, 1986 (СССР).
238. Бояревич В. Математическая модель МГД-процессов в алюминиевом электролизере // Магнитная гидродинамика. – 1987.- №1.- С.107-115.
239. Проворова О.Г., Пингин В.В., Овчинников В.В., Пискажова Т.В., Горин Д.А. Математические модели физических полей в электролизере содерберга //Магнитная гидродинамика. – 1998. – Т.34 .-№4. – С.375 - 385.
240. Горбачев Е.В., Чайковский А.И., Щербинин Э.В. Некоторые аспекты гидродинамики алюминиевых электролизеров // Цветные металлы. – 1988.- №10. – С.67-69.
241. Кутин В.А., Кирко И.М., Деркач А.С. Аппроксимация измерений магнитного поля и скорости течения металла в электролизерах типа ОА // Цветные металлы. – 1988. - №9. – с.52.
242. Сираев Н.С., Дымов В.Н., Деркач А.С. Исследование магнитных полей и скоростей движения расплава в алюминиевых электролизерах // Цветные металлы. – 1986. - №4. – С. 42-46.
243. Ewans J.W., Zundeleovich I., Sharma D. Metalurgical transactions. – American society for metals and the Metalurgical society of AJME. – 1981. – V.12 B. –P. 353.

244. .Urata N., Arita Y., Ikench H. Magnetic field and flow pattern of liquid aluminum in the redactions ctils // Light metals AIME. – 1975. – V. 1. – P. 233-250.
245. Альмухаметов В.Ф., Колесниченко В.И., Хрипченко С.Ю. Колебание границы раздела двухслойной жидкости под действием планарных вихревых течений // «Проблемы стратифицированных течений» Сб. статей. – Саласпилс, 1988. – ч.I. – С. 154-157.
246. Камешкин Н.Н. Численные методы. – М.: Наука, 1988. – 264с.
247. Сираев Н.С, Калужский Н.А., Циплаков А.М. Циркуляция металла в алюминиевых электролизерах различной мощности и конструкций // Цветные металлы. – 1983. - №9. – С.37.
248. Каменская Н.П., Колесникова О.Д., Шифрин И.Н. Применение электромагнитного перемешивания при непрерывной разливке стали // Обзорная информация. Ин-т «Черметинформация»/ Сер. Сталеплавильное производство. М.- 1985.- вып. 2.- 27с.
249. Партинен Я., Терхо К., Холаппа Л. Предсказание скоростей потока линейного перемешивания при непрерывной отливке блюмов // Магнитная гидродинамика. – 1996. – Т.32. - №4.-С. 465 – 471.
250. Цаплин А.И., Манн М.Э., Смирнов А.А. Динамика циркуляции жидкого ядра кристаллизующегося непрерывного слитка при кондукционном перемешивании // Магнитная гидродинамика. - 1991. - №3. – С. 97 – 102.

251. Субоч В.Д., Федотов В.М., Тихонов Н.И. Устройство для электромагнитного перемешивания жидкой фазы непрерывного слитка. Авт. свидет. №1036440. – СССР. – 1983.
252. Федотов В.М., Субоч В.Д., Тихонов Н.И., Самойлович Ю.А., Ясницкий Л.Н. Физическое моделирование процесса кондукционного перемешивания расплава в незатвердевающей части непрерывного слитка //Магнитная гидродинамика. – 1984. - №4. – С.95 – 100.
253. Якоби Х., Штеффен З. Электромагнитное перемешивание на МНЛЗ // Черные металлы. – 1972. -№22. –С. 36-47.
254. Любимов Д.В., Путин Г.Д., Чернатынский В.И. О конвективных движениях в ячейке Хеле-Шоу . - ДАН. - 1977. - Т. 235. N 3. С. 554–556.
255. Плешанова Л.А. Автоколебания в системе четырех вихрей // Изв. АН СССР, ФАО. - 1982. - Т. 18.- N 4.- С. 339–348.
256. С.Ф. Белов, А.Ф. Гладнева. Оценка взаимодействия оксидов металлов с расплавленными фторидами. // Изв. ВУЗов. Цветная металлургия.- 1981.- 4.- С. 29-32.
257. S. Khripchenko, I. Kolesnichenko, V. Dolgikh, S. Denisov “Pumping effect in a flat MHD channel with an electrovortex flow”
Magnetohydrodynamics Vol. 44 (2008), No. 3, pp. 303–313