

АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

Ю.А. БИРЗВАЛК

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В НАСОСАХ ПОСТОЯННОГО ТОКА
ДЛЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
профессор, доктор технических
наук А.И. Вольдек

Р и г а

1961

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

Стр.
6

В-1. Общие сведения (6). В-2. Краткий исторический обзор (8). В-3. Принцип работы насоса постоянного тока (13). В-4. Сравнение кондукционных и индукционных насосов (20). В-5. Состояние теории насосов постоянного тока (22). В-6. Цель предлагаемой диссертации (26). В-7. Определения и обозначения некоторых важнейших величин, характеризующих насос (28).

Глава I. Эквивалентная схема канала насоса постоянного тока

I. Расчёт распределения потенциала в краевой зоне насоса

39

I-1. Постановка задачи (39). I-2. Решение уравнения Лапласа (46). I-3. Переход к координате $\zeta = \zeta' - \bar{c} = z \cdot \frac{2\pi}{a}$ (54). I-4. Подбор аналитического выражения для $g(\zeta)$ (56). I-5. Выражение для потенциала φ_r (65).

2. Расчёт токов, распределенных по участкам продольной оси насоса

68

2-1. Составляющие плотности тока на продольной оси насоса (68). 2-2. Расчёт токовых коэффициентов α (72). 2-3. Определение параметров эквивалентной схемы (81).

3. Расчёт токов с учётом их участия в создании напора 87

- 3-1. Выражение для электромагнитного напора (87).
- 3-2. Токовые коэффициенты для J_2, J_6 (90).
- 3-3. Параметры эквивалентной схемы (92).
- 3-4. Энергетические соотношения в краевой зоне (103).

Глава II. Основы расчёта насосов постоянного тока

4. Общие замечания 107

- 4-1. Постановка задачи (107).
- 4-2. Внешние и внутренние условия рациональности конструкции насоса. О выборе удельных нагрузок (108).
- 4-3. Влияние токоподводящих электродов на м.д.с. обмотки возбуждения (113).

5. Ограничения, накладываемые дискретностью числа витков 120

- 5-1. Предварительные замечания. Выражение для зазора δ (120).
- 5-2. Основное соотношение (123).
- 5-3. О потере напора P_f (126).
- 5-4. Анализ основного соотношения (132).

6. Мощность, потребляемая насосом 139

- 6-1. Выражения для потребляемой мощности (139).
- 6-2. Влияние удельных нагрузок на величину P_1 (146).

7. Относительная производительность \bar{Q} и относительный напор \bar{p}_i при $J = const$ 150

7-1. Обзор (150). 7-2. Определение \bar{p}_i и \bar{Q} (150).

7-3. Выражение для электромагнитного к.п.д. η_i

(150). 7-4. Условие максимума электромагнитного

к.п.д. η_i (154). 7-5. Учёт гидравлических потерь

p_f (157).

8. Относительная производительность \bar{Q} и относительный напор \bar{p}_u при $u_f = const$ 163

8-1. Зависимость p_u от Q при $u_f = const$ (163).

8-2. Определение \bar{p}_u и \bar{Q} (165).

8-3. Электромагнитный к.п.д. при $u_f = const$ (167). 8-4. Учёт

гидравлических потерь (167).

9. О расчёте насоса с целью удовлетворения равенству

$$\bar{Q}_n = \bar{Q}_o$$

174

9-1. Безразмерный параметр \bar{R} (174). 9-2. О спо-

собах удовлетворения равенству (9-1) (176).

10. Анализ оптимальных критериев Ватта и Бэрнесса

185

10-1. Скользящие s и его связь с относительной

производительностью (185). 10-2. "Оптимальное

скользящие" Ватта (188). 10-3. "Оптимальная ин-

дукция" Бэрнесса (191). 10-4. Общая формула для

оптимального скользящего (196).

Глава III. Экспериментальные работы и пример расчёта насоса

II. Экспериментальные работы

199

II-1. Проверка решения уравнения Лапласа для составляющих потенциала φ_u и φ_z (199).

II-2. Снятие $p_a(Q)$ характеристики напора насоса и её сравнение с расчётной характеристикой (204).

12. Пример расчёта насоса постоянного тока 223

Приложение: Основные данные некоторых конденсационных насосов 238

Заключение 240

Литература 242

ВВЕДЕНИЕ

В-І. Общие сведения. В свете директив XXI съезда КПСС по семилетнему плану особую важность приобретают задачи механизации и автоматизации производства. В атомной энергетике, металлургии, литейном производстве и других отраслях, где производственным процесс связан с необходимостью транспортировать жидкие металлы, одним из перспективных средств решения задач механизации и автоматизации являются электромагнитные насосы. В этих насосах механическая сила развивается в результате взаимодействия тока проводимости в жидком металле и магнитного поля. В зависимости от способа возбуждения тока в жидком металле (или вообще - в электропроводящей жидкости) различают две основные группы электромагнитных насосов:

- а) кондукционные, в которых ток подводится к металлу извне посредством специальных электродов;
- б) индукционные, в которых ток в металле наводится вследствие изменения магнитного поля.

Кондукционные насосы аналогичны двигателям постоянного тока (или коллекторным двигателям переменного

тока), а индукционные - асинхронным двигателям. Известны также насосы [34], [98], не имеющие прямых аналогов среди распространенных типов электрических машин.

Главным достоинством электромагнитных насосов является отсутствие движущихся частей, за исключением самого жидкого металла. Благодаря этому, электромагнитные насосы могут быть легко герметизированы и с успехом применяться для перекачки радиоактивных и агрессивных жидких металлов, для которых механические насосы мало пригодны. Однако к.п.д. электромагнитных насосов сравнительно низок; в лучших образцах он достигает 40-50%, а для малых насосов часто не превышает несколько ^{и х} процентов.

Электромагнитные насосы могут применяться также и для транспортировки слабо проводящих жидкостей - электролитов и расплавов солей. В этом случае кондукционные насосы имеют лучший к.п.д., чем индукционные. Однако даже у кондукционных насосов к.п.д. получается порядка долей процента.

Для определения весовых характеристик электромагнитных насосов пока имеется мало данных. В качестве средней цифры может быть принята величина 30-300 кг/квт полезной гидравлической мощности (см. также таблицы на стр. 238-239), однако могут иметь место числовые значения этой величины, выходящие за указанные пределы. Здесь существенную роль играют мощность насоса, качество его

выполнения и т.п. факторы.

Для сравнения отметим, что обычные асинхронные электродвигатели мощностью порядка 10 квт имеют вес на единицу мощности порядка 10...15 $\frac{\text{кг}}{\text{квт}}$, а авиационные электромашины -- порядка 1 $\frac{\text{кг}}{\text{квт}}$.

Тяжеловесность электромагнитных насосов объясняется необходимостью создания сильных магнитных полей в больших зазорах, что связано с большими размерами ферромагнитных сердечников и, в особенности, с повышением м.д.с. обмотки возбуждения. Представляет интерес исследование возможностей применения постоянных магнитов.

В-2. Краткий исторический обзор. Вращение жидкости, вызванное взаимодействием тока проводимости и магнитного поля, впервые наблюдал Дэви в 1823 году. Бэртен (1865), де ля Рив и др. построили различные приборы, служащие для наблюдения вращения жидкости. Теорию этого явления развил Рике (1885) [53]. В 1907 году Норсруп [93] описал устройство, в котором взаимодействие магнитного поля и тока использовалось для перекачки ртути.

В 1934 году Е.И. Колбаско получил авторское свидетельство [27] на кондукционный насос для токопроводящих жидкостей, в котором предусматривалось последовательное включение канала и обмотки возбуждения. Изобретение Е.И. Колбаско позднее усовершенствовалось

И.Д. Школиным [55].

Кондукционный насос для ртути был построен Ю. Гартманом в 1937 году [86]. В своих работах Ю. Гартман совместно с Ф. Лазарусом [87] обратили внимание в основном на исследование закономерностей течения электропроводящей жидкости в магнитном поле.

Мощным толчком для развития электромагнитных насосов явилось зарождение атомной энергетики. В некоторых типах реакторов теплоносителем являются жидкие металлы, обладающие целым рядом достоинств по сравнению с другими теплоносителями. Здесь следует назвать их большую удельную теплоёмкость, высокую температуру кипения и т.д. Ввиду радиоактивности и высокой температуры жидких металлов самым подходящим устройством для их перемещения оказываются электромагнитные насосы. В связи с этим как в СССР, так и за границей в течение последнего десятилетия был проведен ряд теоретических и экспериментальных работ по исследованию и разработке электромагнитных насосов. Основные работы, посвященные кондукционным насосам постоянного тока, кратко рассматриваются в § В-5.

Обращаясь к индукционным насосам, отметим, что патент на изобретение такого насоса был получен П.Е. Тряпициным [46]. Цилиндрический индукционный насос был предложен известными физиками А. Эйнштейном и Л. Сцил-

лардом [83] . В области асинхронных машин с разомкнутым магнитопроводом, тесно примыкающих к индукционным насосам, существенные работы были выполнены Г.И. Штурманом [56-59] . Ряд разработок, в которых использованы принципы действия индукционного насоса, принадлежит Л.И.Штурману [60-64] .

В последние годы исследования по электромагнитным насосам в Советском Союзе проводились, главным образом, в двух организациях: в Таллинском политехническом институте под руководством А.И. Вольдека и в Институте физики АН Латвийской ССР под руководством И.А. Тютиня и И.М. Кирко.

А.И. Вольдеком и его сотрудниками был проведен ряд существенных теоретических и экспериментальных исследований в области индукционных насосов [9-17] . Развивая работы Г.И. Штурмана, А.И. Вольдек предложил способ устранения влияния продольного краевого эффекта, а также усовершенствовал методику расчета индукционных насосов разных типов.

В Институте физики АН Латвийской ССР проводились исследования по поперечному краевому эффекту [52] , по распределению скорости в канале индукционных насосов [6,7] , по методике их расчёта [33] и др. В своей монографии [48] И.А. Тютин обобщил результаты исследований, законченных в то время. Впоследствии ряд исследований был проведен Я.Я. Лиелпе-

гером [30-32] . Методика расчёта кондукционных насосов была предложена И.А. Тютиним [48], А.Э. Микельсоном [35] и позже уточнена автором [5].

В Институте физики выполнены также обширные работы [22-24] по применению методов размерности и подобия в исследованиях электромагнитных насосов, а также проводились экспериментальные исследования на моделях [25]. Был предложен новый тип насоса, нашедший применение на производстве печатных схем [34] .

Кроме научно-исследовательских работ в Институте физики выполнен также ряд проектно-конструкторских разработок в области электромагнитных насосов [20]. Кондукционные насосы (за исключением КН-1 и КН-3, см. таблицу на стр. 238) разрабатывались при участии и под руководством автора. Часть разработанных проектов осуществлена в Институте, часть - силами заказчиков проектов.

Серьезные работы как в области индукционных, так и кондукционных насосов проведены также и в Рижском политехническом институте [36, 37, 65-67] . Особое внимание в этих работах обращено на применение методов математического моделирования.

Исследования насосов, в первую очередь индукционных, проводились также другими советскими авторами [38-40, 42, 43] .

Обращаясь к заграничным исследованиям в области электромагнитных насосов, необходимо отметить, что содержание этих работ чаще всего ограничивается описанием принципов действия насосов [68, 79, 80, 85, 88, 92] и приведением результатов испытания опытных образцов [69, 81, 82]. Только некоторые авторы (Ватт, Бэрнес, Блейк) дают более глубокий анализ насосов, но, к сожалению, и этот анализ часто охватывает только ограниченный круг явлений вследствие узкой или даже ошибочной постановки вопросов. Об этом говорится во многих советских исследованиях; так, А.И. Вольдек [II] критиковал предложения Л.Р. Блейка, касающиеся конструкции индукторов, а Э.К. Янкоп [67] указал на ограниченность применения "оптимального скольжения" Д.А. Ватта. Некоторые замечания в этом направлении сделаны и автором ([4,5]; см. также § 10).

Несмотря на сравнительно слабое развитие теории, заграничные фирмы, поскольку можно судить из литературы, имеют определенный опыт изготовления и применения электромагнитных насосов (см. также таблицу ^{на} стр. 239). Необходимо подчеркнуть, что до сих пор только в заграничной литературе можно встретить описания кондукционных насосов постоянного тока совместно с мощными униполярными генераторами вплоть до тока 250 000 а [72,74,103]. Это указывает на отставание разработки униполярных ге-

нераторов в нашей стране.

В-3. Принцип работы насоса постоянного тока. Насос постоянного тока по принципу действия аналогичен двигателю постоянного тока. Главной частью насоса является канал, представляющий собой обычно тонкостенную прямоугольную металлическую трубку, наполненную жидким металлом и помещенную в магнитное поле (рис. В-1, поз. 3). Через канал в поперечном направлении пропускается ток

\mathcal{I} . Взаимодействие тока и поля приводит к появлению механических сил, направление которых определяется правилом левой руки. Под действием этих сил жидкий металл приходит в движение с некоторой скоростью v . При движении металла в нём индуктируется электрическое поле напряженностью $[\vec{v}\vec{B}]$, которое направлено от отрицательного электрода к положительному, т.е. против стороннего поля, обусловленного приложенным напряжением. Величина

$$E = vBa, \quad (\text{В-1})$$

где a — ширина канала, называется противо-э.д.с. (или встречной э.д.с.). Она аналогична противо-э.д.с., возникающей в якоре работающего электродвигателя постоянного тока.

Протекающий через жидкий металл ток создает своё магнитное поле — поле реакции якоря B_2 (рис. В-2). Рассматриваемое явление вполне аналогично реакции якоря в двигателях постоянного тока. Поле реакции якоря

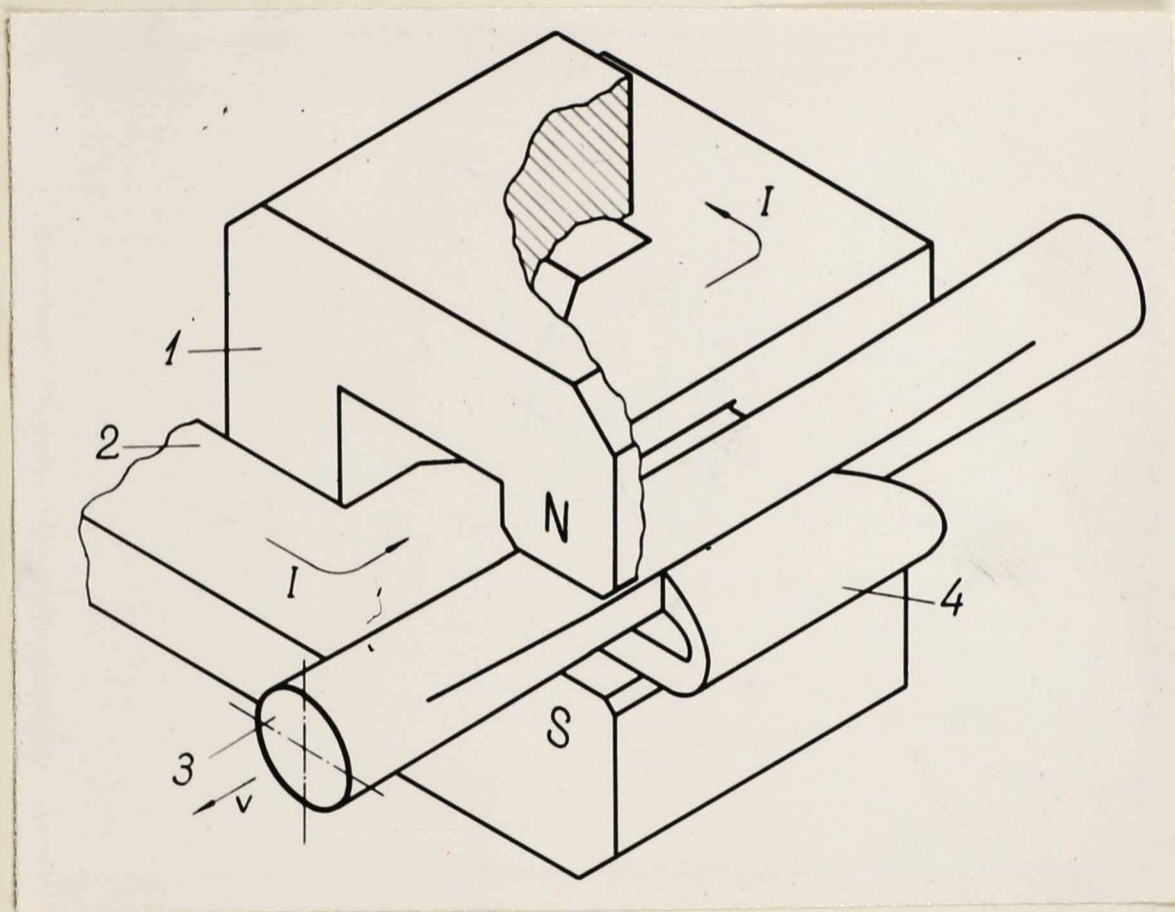


Рис. В-1. Эскиз насоса постоянного тока.
1 - магнитопровод; 2 - токоподводящая
шина; 3 - канал; 4 - компенсационная
шина.

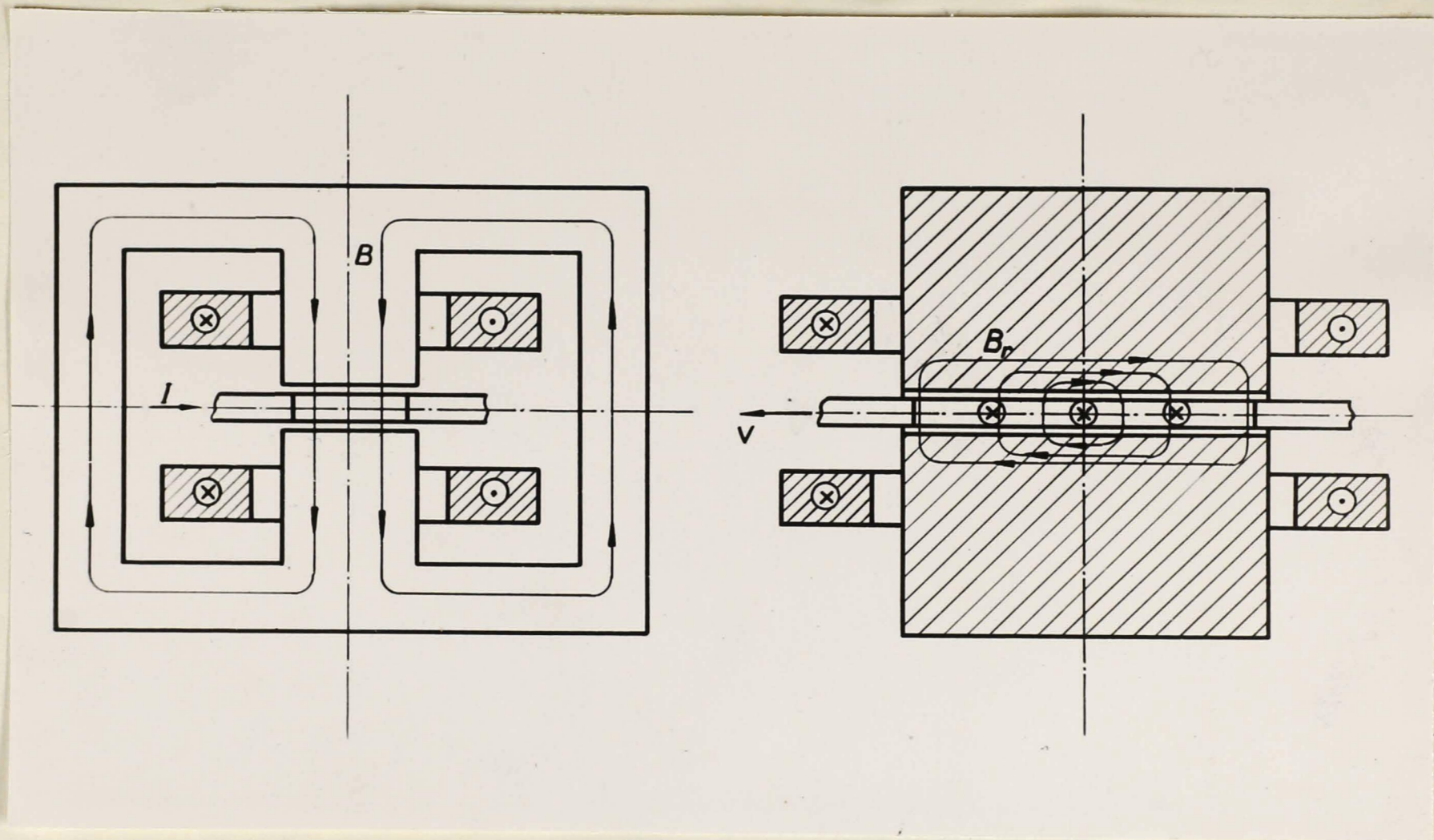


Рис. В-2. К рассмотрению "реакции якоря" в насосе постоянного тока. B - главное поле; B_r - поле реакции якоря.

суммируется с основным магнитным полем, вызывая его усиление у входа и ослабление у выхода насоса, что в свою очередь приводит к неравномерности против-Э.д.с. и плотности тока в насосе, к повышению потерь и к понижению к.п.д. Поэтому обычно принимаются меры к компенсации поля реакции или к уменьшению его влияния. Радикальной мерой является устройство обратного токопровода в зазоре (рис. В-1), поле которого компенсирует поле тока в канале. Другим способом, позволяющим выравнять плотность тока, является расширение канала у входного конца и сужение у выходного с таким расчётом, чтобы произведение vB вдоль канала насоса оставалось постоянным.

В предлагаемой диссертации мы ограничиваемся рассмотрением насосов, у которых "реакция якоря" скомпенсирована обратным токопроводом в зазоре. Такая схема наиболее широко распространена на практике.

Некоторые сведения по некомпенсированным насосам можно найти в литературе [48, 76, 90]. Однако надо отметить, что пока отсутствует исследование, содержащее достаточно обоснованный ответ на вопрос о границах применения одного или другого типа насосов. Имеется [48] только указания на то, что здесь решающую роль играет безразмерный параметр

$$\varepsilon = \mu_0 v \gamma \frac{l}{2} \cdot \frac{b}{\delta}, \quad (\text{В-2})$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$, γ - удельная электрическая проводимость жидкого металла, l - длина электрода, b - высота канала и δ - зазор. На основе имеющихся данных можно предполагать, что при $\varepsilon \gg 1$ компенсация необходима. Значения $\varepsilon \gg 1$ соответствуют насосам средней и большой мощности, исследования которых представляют наибольший интерес.

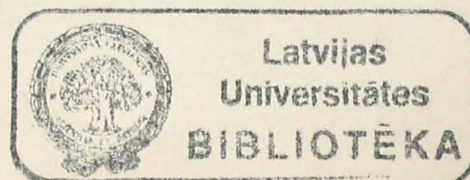
В качестве основных разновидностей конструктивного выполнения обратного токопровода можно перечислить следующие:

1. Применение компенсационной шины, расположенной непосредственно в зазоре, либо на одной стороне канала (рис. В-1, 4-3 г, д), либо симметрично по обеим сторонам его (рис. 4-4, а).

2. Расположение компенсационной шины в пазах полюсного наконечника (рис. 4-4, б) или пропускание обратного тока через полюсные наконечники. Эти варианты нашли применение в униполярных генераторах [103], а в насосах они вызывают затруднения из-за напряженных температурных условий.

3. Расположение в зазоре четного числа "подканалов" с попарно обратными направлениями тока и скорости жидкого металла. Здесь возможны два варианта:

а) суммирование (в подканалах) напора p при одной и той же производительности Q , т.е. последов-



тельное гидравлическое включение m_p подканалов (рис. В-3, а, где $m_p = 2$) ;

б) суммирование производительности Q при одном и том же напоре p , т.е. параллельное гидравлическое включение m_q подканалов (рис. В-3, б, где $m_q = 2$).

Как видно из чертежа, в обоих случаях, в особенности в случае, изображенном на рис. В-3, б, гидравлическая цепь усложняется. Должна быть проверена величина паразитных обходных токов, так как электрически все подканалы включаются последовательно и между крайними электродами возникает значительная разность потенциалов.

Разновидность 3 является самой сложной, однако она имеет несомненные преимущества с электротехнической точки зрения. Вариант 3а применяется при больших p и (относительно) малых Q , вариант 3б — наоборот, при малых p и больших Q .

Обмотка возбуждения электромагнита может быть включена либо последовательно, либо параллельно с каналом, или питаться от независимого источника. Могут применяться также постоянные магниты. Обычно в насосах для жидких металлов применяется последовательное возбуждение, так как это позволяет лучше использовать мощность источника питания. Независимое возбуждение может оказаться удобным в насосах для слабо проводящих жидкостей (электролитов или расплавленных солей). Кроме того независимое возбуждение необходимо в насосах, в которых

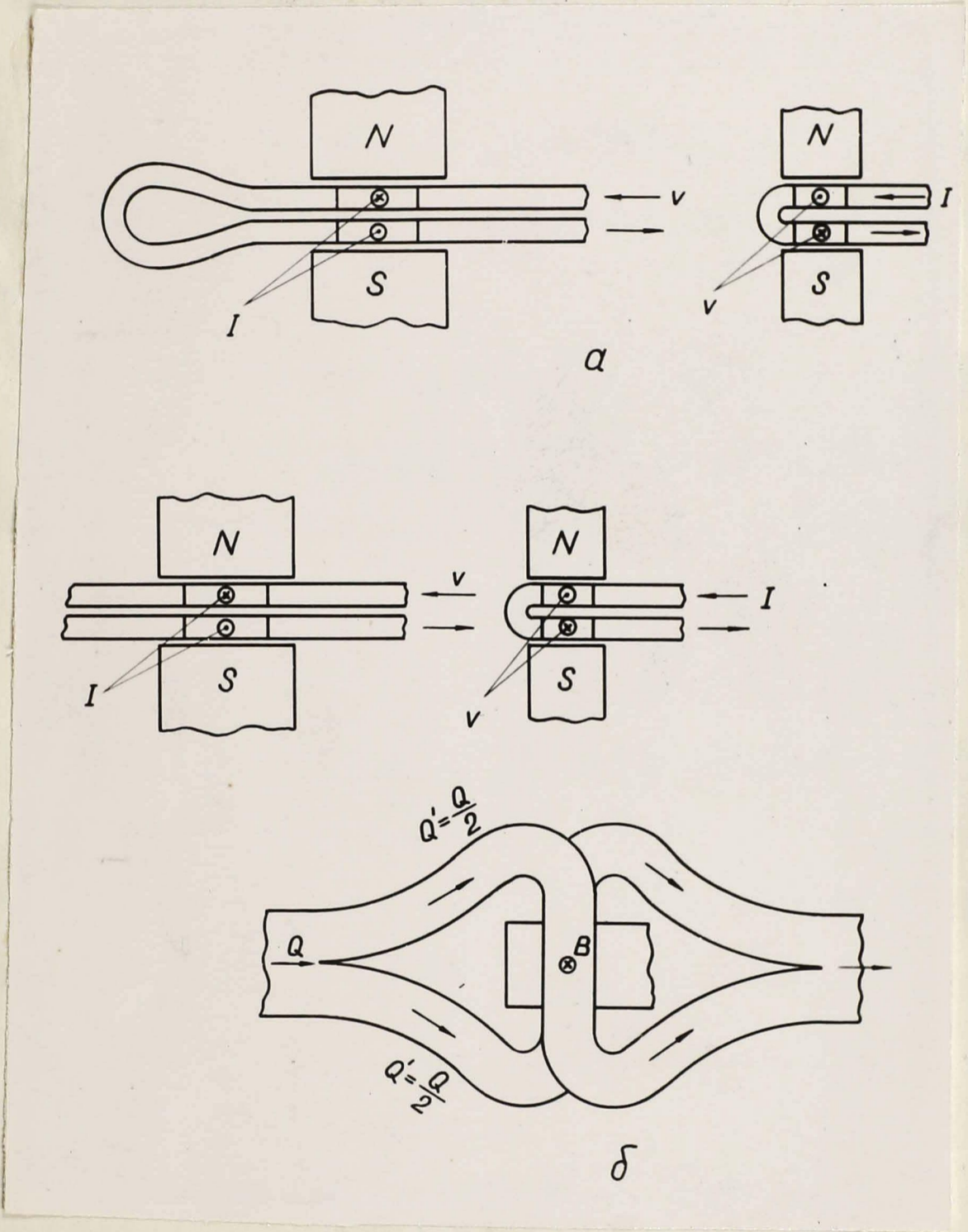


Рис. В-3. Варианты конструктивного исполнения обратного токопровода в зазоре:
а - последовательное гидравлическое включение m_p подканалов ($m_p = 2$);
б - параллельное гидравлическое включение m_a подканалов ($m_a = 2$).

предусматривается изменение направления перекачивания жидкого металла (реверсирование).

Параллельное возбуждение нецелесообразно, так как оно увеличивает ток питания насоса и вместе с тем — сечение подводящих шин и номинальный ток источника питания. Влияние вида возбуждения на характеристики насоса получается меньше, чем в электрических машинах [76] .

Учитывая сказанное, в предлагаемой работе мы ограничиваемся рассмотрением компенсированных насосов с последовательным возбуждением (см., например, рис. В-1, где число витков $w = 1$).

Для ограничения растекания тока за пределы области сильного магнитного поля иногда в канале ставятся перегородки из непроводящего материала, направленные вдоль течения жидкости. Они улучшают использование тока, но одновременно с этим увеличиваются гидравлические потери и усложняется конструкция. В случае, если электрическая проводимость материала стенок канала в достаточное число раз меньше, чем проводимость жидкого металла, можно достичь определенного эффекта и при использовании перегородок, изготовленных из материала стенок.

В-4. Сравнение кондукционных и индукционных насосов. Кондукционные насосы постоянного тока легче вы-

полнить для работы с высокотемпературным жидким металлом (вплоть до 700°C – 800°C). Это объясняется тем, что напряжение их питания очень низко (порядка 1в) и поэтому не требуется почти никакой изоляции.

К.п.д. обоих типов насосов одного порядка для хорошо проводящих металлов (*Na, Na-K, Mg*) и выше у насосов постоянного тока для плохо проводящих металлов (*Pb, Bi*). Вес и в особенности габариты у насосов постоянного тока обычно получаются меньше, чем у индукционных насосов, в особенности при малых и средних ρ и Q , а также для плохо проводящих металлов.

Основными недостатками насосов постоянного тока являются :

1) необходимость в токоподводящих электродах и в хорошем контакте между электродами и жидкометаллической средой ; 2) необходимость в специальном источнике большого постоянного тока ($10^3 \div 10^5 \text{а}$) при малом напряжении ($1 \div 3\text{в}$).

Первый из этих недостатков проявляется, например, при работе с загрязненной средой или при очень высокой температуре (например, жидкая сталь).

Второй недостаток – технико-экономического порядка. Часто для питания насоса строится специальный униполярный генератор (особенно при большой производительности Q), располагаемый в непосредственной близости

от насоса. Насосы могут работать также от генераторов для гальванических установок или от выпрямителей. Вообще вопрос о выборе типа насоса должен всегда решаться в комплексе с вопросом выбора источника питания. Можно ожидать, что с развитием полупроводниковой техники облегчится и решение вопроса питания насосов постоянного тока.

В настоящее время можно сказать, что как насосы постоянного тока, так и индукционные насосы имеют примерно равные возможности развития: в зависимости от конкретных условий может оказаться более выгодным либо один, либо другой тип насоса.

В-5. Состояние теории насосов постоянного тока.

Одним из узловых вопросов теории насосов постоянного тока является вопрос об установлении эквивалентной схемы канала насоса. В этой схеме при помощи величин, применяемых в теории цепей — сопротивлений, токов и т.п. — должны быть отражены основные процессы, происходящие в канале насоса, точное описание которых возможно только при помощи понятий теории поля. Стремление использовать теорию цепей объясняется, в частности, следующим обстоятельством: значительная часть тока протекает в средней зоне насоса (см. рис. I-I, 2-3, 2-4), где поле практически однородно. Для этой части тока элементарным путем можно найти простые формулы и схему [рис. 2-5, формулы (2-13)-(2-18)] ,

точно выражающие свойства соответствующего участка насоса. Значительно труднее установить удовлетворительную эквивалентную схему для краевых токов (рис. I-1, I-12, б), растекающихся за пределы зоны действия сильного магнитного поля насоса. Задача усложняется тем, что в краевой зоне неоднородно не только электрическое поле, обусловленное потенциалом на электродах, но и магнитное поле, так как индукция B уменьшается при удалении от полюсных наконечников, и вместе с этим неоднородно и индуцированное электрическое поле $[\vec{v}\vec{B}]$, направленное против стороннего поля.

Первой известной нам работой в указанной области является статья А.Х. Бэрноса [71]. Им было предложено изобразить краевую зону в виде некоторого сопротивления, для определения которого рекомендовалось использовать экспериментальные методы.

Л.Р. Блейк [76] привёл кривые так называемых "относительных сопротивлений" [*resistance ratios*] для рабочей и обходной зон и насоса в целом, а также высказал некоторые предположения о "согласовании" электрического и магнитного полей в краевой зоне. Границей, отделяющей рабочий ток от обходного, он считал точку на продольной оси насоса, находящуюся против края электрода. Приближенность этого допущения очевидна, так как магнитное поле распространяется и за пре-

дены электродов вследствие некоторого превышения длины полюсного наконечника над длиной электрода и в результате рассеяния. Вследствие этого ток, растекающийся за пределы электродов, в какой-то мере участвует в создании напора.

И.А. Тютин [48] и позже А.Э. Микельсон [35] предложили формулу для определения сопротивления краевой зоны, в которой учитывалось влияние полюсного превышения (т.е. превышения длины полюсного наконечника d над длиной электрода l , рассматриваемого в одном из концов насоса). Формула была выведена, приписав току определенный путь в жидком металле, чем, конечно, была обусловлена весьма приближенная её точность.

Аналитическое решение задачи о распределении потенциала в краевой зоне насоса постоянного тока дал К.К. Табакс [44] и независимо от него И. Гласник [89]. Кроме того К.К. Табакс смоделировал электрическое поле в канале насоса, обусловленное потенциалом на электродах, в электролитической ванне.

Л.В. Ницецкий [36] предложил методику моделирования процессов в канале электромагнитного насоса на потенциальных моделях (в электролитической ванне и на электропроводящей бумаге). При этом отличительной чертой его метода является возможность исследования не

только стороннего, но и индуцированного электрического поля $[\vec{v}\vec{B}]$. Для случая $div [\vec{v}\vec{B}] = 0$, что часто на практике удовлетворяется с вполне достаточной точностью, исследование особенно просто.

Основные положения метода Л.В. Ницецкого использованы в настоящей работе при аналитическом решении задачи.

Позже Л.В. Ницецкий совместно с Э.К. Янкопом [37] провел экспериментальные исследования краевого эффекта в канале насоса с перегородками. В этой работе разделение тока на рабочий и обходной ток производилось по весьма приближенному признаку, подобно как и у Л.Р. Блейка [76].

В статьях автора [2,3] было начато аналитическое исследование продольного краевого эффекта, которое далее развито в предлагаемой работе.

Другим узловым вопросом теории кондукционных насосов является вопрос об их рациональном проектировании, в частности, о расчете на максимум к.п.д. И здесь первой работой следует назвать вышеупомянутую статью А.Х. Бэрнеса [71], в которой была выведена формула для так называемой оптимальной индукции. Методика расчета насосов постоянного тока впервые была предложена в монографии И.А. Тютинна [48]. Вопросом расчета посвящена также работа А.Э. Микельсона [35]. К сожалению,

ценность этих работ снижается несколькими неточностями. О работе [35] уже говорилось в статье [4]. В монографии [48] ошибочным является вывод формулы (П-78), так как \mathcal{J} в формуле (П-76) зависит от δ . Кроме того в формулах (П-76), (П-83) и (П-84), повидимому, под j следует понимать плотность тока в электродах, связанную с общим током питания канала \mathcal{J} соотношением (в обозначениях работы [48])

$$\mathcal{J} = 2\delta jL.$$

В других местах монографии [см., например, формулы (П-9), (П-31)], очевидно, через j обозначена плотность тока в жидком металле. Если, наоборот, допустить, что j везде обозначает одну и ту же величину, например, плотность тока в жидком металле, то формулы (П-83) и (П-84) — явно ошибочны.

Как показывает приведенный обзор, теория насосов постоянного тока к настоящему времени развита слабо.

В-6. Цель предлагаемой диссертации. В предлагаемой диссертации рассмотрены некоторые наиболее актуальные в настоящее время узловые вопросы теории насосов постоянного тока.

Во-первых, решена задача о продольном краевом эффекте, т.е. об эффекте, связанном с растеканием тока за пределы электродов и с неоднородностью магнитного

поля в области около края полюсного наконечника. Решение доведено до расчётных кривых и таблиц для так называемых токовых коэффициентов α , которыми определяются параметры эквивалентной схемы.

Во-вторых, выведены и проанализированы соотношения, позволяющие рассчитать насос на максимум к.п.д. При этом использовано решение задачи о краевом эффекте. Введены понятия о внешних и о внутренних условиях рациональности конструкции насоса. Проанализированы ограничения, накладываемые дискретностью числа витков ($w = 1, 2, 3 \dots$) последовательной обмотки возбуждения электромагнита насоса.

Ввиду сложности и новизны проблемы расчёта насоса на максимум к.п.д. подробно рассмотрена лишь её электротехническая часть.

В экспериментальной части работы проверены некоторые выводы теории.

Вся работа в целом написана так, чтобы она могла оказаться полезной инженеру, проектирующему насосы. С этой целью все формулы доведены до простого расчётного вида, а в некоторых случаях результаты представлены в виде кривых. Предлагаемая методика расчёта иллюстрируется числовым примером.

В диссертации применена абсолютная практическая система единиц измерения МКСА.

В-7. Определения и обозначения некоторых важнейших величин, характеризующих насос. В настоящей работе рассматриваются только электромагнитные насосы для неупругих (капельных) жидкостей, т.е. для жидкостей в обычном смысле этого слова. Насосы предназначены для приведения в движение определенного количества жидкости, характеризуемого объемной производительностью Q [$\frac{\text{м}^3}{\text{сек}}$]. В зависимости от протяженности площади поперечного сечения и т.п. свойств внешней гидравлической цепи (или сети) от насоса требуется создание определенного полезного напора p_a [$\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$]. Величина p_a меньше, чем развиваемый насосом электромагнитный напор p [$\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$]; разность их равна внутренней потере напора p_f :

$$p_a = p - p_f \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right]. \quad (\text{В-3})$$

Если прибегать к электротехнической аналогии, то можно сравнивать напор p с э.д.с. источника, p_a — с напряжением на его зажимах, а p_f — с внутренней потерей напряжения. Однако эта аналогия практически не поддается дальнейшему развитию, поэтому мы не будем ею пользоваться.

Как правило, при проектировании требуется рассчитать насос на заданные, так называемые номинальные значения напора $p_a = p_{an}$ и производительности $Q = Q_n$. Индекс ^{"n"} будем применять и для других величин, относящихся к но-

минальному режиму, если это потребуется для предотвращения неясностей. Например, будем говорить о номинальном электромагнитном напоре p_n , о номинальной скорости течения жидкости v_n , токе I_n и т.п. Величины же p_a, Q, v и т.п. при анализе $p(Q)$ характеристик насоса предполагаются переменными.

Полезная гидравлическая мощность насоса

$$P_2 = p_a Q \text{ [вт]}, \tag{B-4}$$

а потребляемая электрическая мощность

$$P_1 = U_1 I_1 \text{ [вт]}, \tag{B-5}$$

где U_1, I_1 - соответственно напряжение и ток на зажимах насоса. Для кондукционного насоса с последовательным возбуждением $I_1 = I$, где I - ток через канал.

Полный к.п.д. насоса

$$\eta_a = \frac{p_a Q}{P_1} \tag{B-6}$$

выражается аналогично гидравлическим машинам в виде произведения электромагнитного (η_e) и гидравлического (η_f) к.п.д.:

$$\eta_a = \eta_e \cdot \eta_f, \tag{B-7}$$

где

$$\eta_e = \frac{pQ}{P}, \quad (B-8)$$

$$\eta_f = \frac{p_a Q}{pQ} = \frac{p_a}{p} = 1 - \frac{p_f}{p}. \quad (B-9)$$

Производительность Q , скорость жидкого металла v и размеры поперечного сечения канала a и b (рис. 2-4) связаны соотношением

$$Q = avv. \quad (B-10)$$

В то время как поперечные размеры канала (и вместе с тем всего насоса) определяются производительностью Q (при заданной v), длина электрода l зависит от напора p_a . Таким образом величины p_a и Q влияют на геометрию насоса по-разному.

Список основных обозначений

$A_1 \dots A_4$ - коэффициенты в уравнении для P

a - ширина канала (в направлении электрического поля, т.е. оси y)

a_c - ширина шины возбуждения

a_k - длина компенсационной шины (в направлении оси y)

B - магнитная индукция в средней зоне насоса

b - высота канала (в направлении магнитного поля, т.е. оси x)

b_c - высота шины возбуждения

$$b_g = 2b_t + b_1$$

b_k - толщина компенсационной шины (в направлении оси x)

b_t - толщина стенки канала

$b_r = \frac{2b_t \gamma t}{\gamma}$ - то же, приведенная к проводимости жидкого металла

b_1 - толщина теплоизоляции (суммарная)

$C_0 \dots C_3$ - коэффициенты в выражении для $k_i(B)$

C_B - отношение магнитной индукции в средней зоне к току питания насоса

$$C_p = \mu_0 p / k_\mu k_D$$

c - координата края электрода (в системе y', z')

D_f - гидравлический диаметр

$$\bar{c} = 2\pi c / a$$

d - длина полюсного наконечника

$E = rBa$ - противо-э.д.с.

$e = 2,718 \dots$

\vec{e} - единичный вектор

f - сила

G_k - коэффициенты в выражении функции $g(\zeta)$

$g(\zeta) = \vec{j}_i$ - функция распределения магнитной индукции, идентичная с функцией распределения индуктированной плотности тока

h_f - абсолютная шероховатость

J - ток

i - порядковый номер участков магнитной цепи

$i = \sqrt{-1}$

j - плотность тока

j_0 - то же на продольной оси насоса

\vec{j} - функция распределения плотности тока на продольной оси насоса

k - порядковый номер ряда $g(\zeta)$

Некоторые часто встречающиеся коэффициенты

$k_{ab} = a/b ;$

$k_c = a_c/b_c ;$

\bar{k}_f - безразмерный коэффициент потери напора

$$= \frac{J}{J_d} = C_0 + C_1 B + C_2 B^2 + C_3 B^3 \quad - \text{коэффициент рабочего тока}$$

$$k_j = 1 + \frac{b_k}{b} = 1 + k_i \frac{f_i}{f_k} \quad - \text{коэффициент увеличения зазора за счёт компенса- ционной шины}$$

k_g - коэффициент воздушного зазора

k_μ - коэффициент насыщения

l - длина электрода

l_c - длина обмотки возбуждения (включая длину подводящих шин)

l_k - ширина компенсационной шины (в направлении оси x)

l_m - длина средней магнитной линии

$$M = \frac{Bb}{2} \sqrt{\frac{f}{\sigma \rho}} \quad - \text{число Гартмана}$$

N_1, N_2 - вспомогательные величины при расчёте $\sin \rho, \operatorname{sh} \sigma$

n - порядковый номер ряда φ_z

P - мощность

ρ - напор, электромагнитный

$\rho_a = \rho - \rho_f$ - то же, полезный (развиваемый во внешней гидравлической цепи)

ρ_f - потеря напора

ρ_i - напор при $J = \text{const}$, электромагнитный

$\rho_{ia} = \rho_i - \rho_f$ - то же, полезный

ρ_{im} - то же, максимальный (при $Q = 0$)

P_u - напор при $U_1 = const$, электромагнитный

$P_{ua} = P_u - P_f$ - то же, полезный

P_{um} - то же, максимальный (при $Q = 0$)

Примечание: Дополнительный индекс "n" обозначает номинальный режим; то же относится к производительности Q , к.п.д. η и т.д.

Q - производительность

Q_m - то же, максимальная (при $p = 0$)

Q_o - то же, оптимальная

$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_m}$ - то же, относительная

\bar{Q}_o - оптимальная относительная производительность (при $\bar{Q} = \bar{Q}_o$ электромагнитный к.п.д. имеет максимум)

\bar{Q}_{io} - то же, при которой полный к.п.д. имеет максимум в режиме $I = const$

\bar{Q}_{uo} - то же, только в режиме $U_1 = const$

g - число членов ряда $g(z)$

R - сопротивление

\bar{R} - безразмерный параметр, применяемый для расчёта \bar{Q}_o и т.п.; \bar{R} с индексами - отношение сопротивлений

Re - число Рейнольдса

S - площадь поперечного сечения

s - скольжение

U - напряжение на электродах канала

V - объем

v - скорость жидкого металла

w - число витков последовательной обмотки возбуждения

x - координата в направлении магнитного поля

y - то же в направлении электрического поля

z, z' - координата в направлении движения жидкости ($z = z' - c$)

$z_0 = \frac{l-d}{2}$ - координата края полюсного наконечника

$|z_0|$ - полюсное превышение

γ - проводимость (удельная электрическая)

Δ - оператор Лапласа

δ - зазор

$\zeta = \zeta' - \bar{c} = \frac{2\pi}{a} z$ - относительная координата

$\zeta_0 = \frac{2\pi}{a} z_0 = \frac{\pi}{a} (l-d)$ - относительная координата края полюсного наконечника

$|\zeta_0|$ - относительное полюсное превышение

$\zeta_k = \zeta_0 + \zeta_r - (k-1)\pi$ - относительная координата, используемая при определении k -го члена ряда функции $g(\zeta)$

$\eta = \frac{2\pi}{a} y - \frac{\pi}{2}$ - относительная координата

$\eta_a = p_a Q / P_1$ - к.п.д. насоса, полный ($\eta_a = \eta_e \eta_f$)

$\eta_e = p Q / P_1$ - то же, электромагнитный

$\eta_f = p_a / p$ - то же, гидравлический

$\eta_i = P_i Q / P_1$ - электромагнитный к.п.д. насоса в режиме $I = const$

$\eta_u = P_u Q / P_1$ - то же, в режиме $U_1 = const$

$\eta_{ia} = P_{ia} Q / P_1$ - полный к.п.д. насоса в режиме $I = const$

$\eta_{ua} = P_{ua} Q / P_1$ - то же, в режиме $U_1 = const$

α - токовый коэффициент (численное значение коэффициентов α , используемых в настоящей работе, в π раз меньше, чем применявшихся в работе автора [3])

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$$

μ - относительная магнитная проницаемость материала магнитопровода

ν - кинематическая вязкость жидкого металла

ξ - коэффициент сопротивления (гидравлического)

ρ - координата

ρ_f - плотность жидкого металла

σ - координата

φ - потенциал

x - координата

ψ - координата

Список индексов

a - внутриполюсная зона (в работе автора [3] - активная зона); при ρ - полезный напор; при η - полный к.п.д.

b - обходная зона

a, b - границы зон (в общем выражении)

c - обмотка возбуждения

d - рабочая зона

e - обусловленный противо-э.д.с. ($j_e = j_i + j_r$) ;
при η - электромагнитный к.п.д.; для функ-
ции $g(\zeta)$ - выражение с показательной функ-
цией.

f - вязкий металл, гидравлические потери

h - средняя зона

$$g - b_g = 2b_f + b_1$$

i - индуктированный ($j_i = j \sigma B$) ; при k :
 $k_i = J/J_d$; при p и q - режим $J = const$

$$j - k_j = 1 + b_k/b = 1 + k_i j / j_k$$

k - k -тый член ряда функции $g(\zeta)$;
компенсационная вина

m - магнитная цепь; максимальный (при p и Q)

n - нормальный; номинальный; для функции $g(\zeta)$

- аналитическое решение для бесконечных прямо-
угольных наконечников

p - внутривольная часть краевой зоны (в работе [3]
- переходная зона)

q - рабочая часть краевой зоны

r - реакция непроводящей стенки

s - вневольная зона (в работе [3] -обходная
зона).

t - стенка канала

u - обусловленный потенциалом электродов

(j_u, \mathcal{E}_u) ; при k : $k_u = u/E$; при
 p и q - режим $u_1 = const$

σ - краевая зона ($J_\sigma = J_p + J_s = J_q + J_b$)

x - компонента по оси x

y - то же по оси y

z - то же по оси z

Глава I. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА КАНАЛА НАСОСА ПОСТОЯННОГО ТОКА

I. Расчет распределения потенциала в краевой зоне насоса

I-1. Постановка задачи. Как уже указывалось в введении (§ В-5), одной из основных задач теории насосов постоянного тока является установление эквивалентной схемы канала насоса. Для решения этой задачи необходимо знать распределение потенциала в краевой зоне насоса. Если известен потенциал как функция координат, то плотность тока определяется элементарно [см. формулу (1-2)], т.е. находим распределение плотности растекающегося тока (рис. I-1) в краевой зоне насоса

Направления координатных осей и трех основных векторов: магнитной индукции B , плотности тока j и скорости жидкого металла σ показаны на рис. В-1 и 2-4.

Для решения задачи вводятся две различные координаты z и z' (рис. I-2, а), связанные соотношением

$$z = z' - c \quad (1-1)$$

(при этом $y = y'$). Координата z' применяется в выражениях для конформного отображения исследуемой области - половины краевой зоны на одном из концов на-

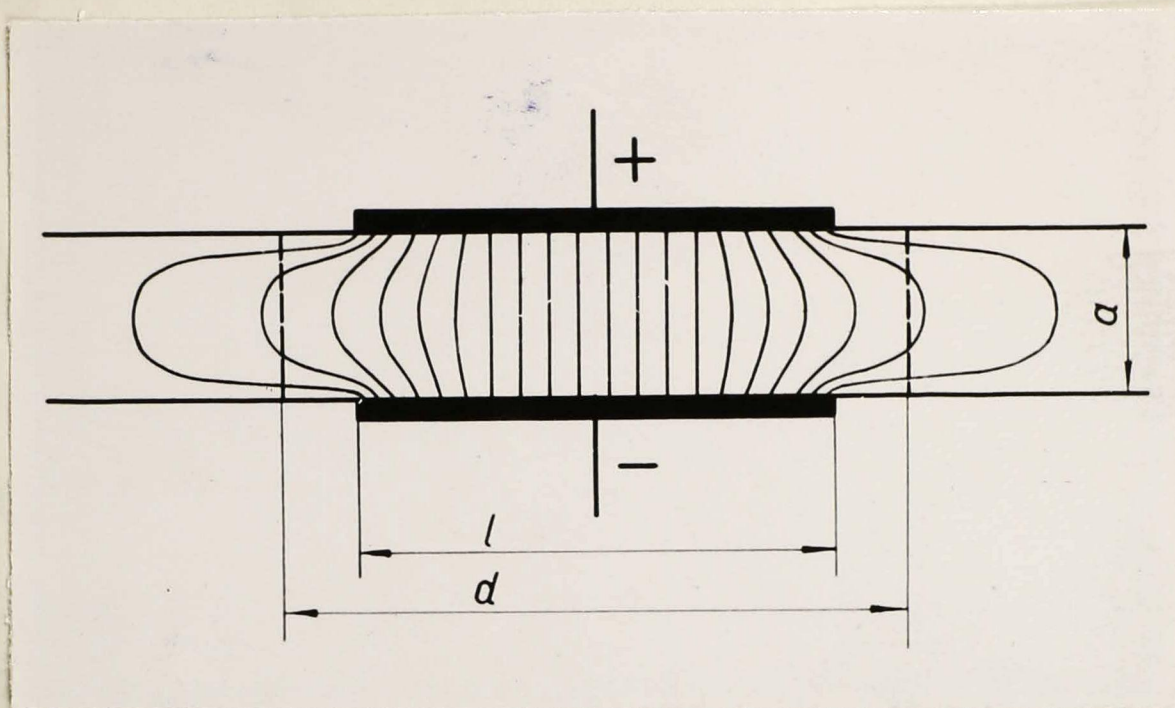


Рис. I-1. К рассмотрению продольного краевого эффекта.

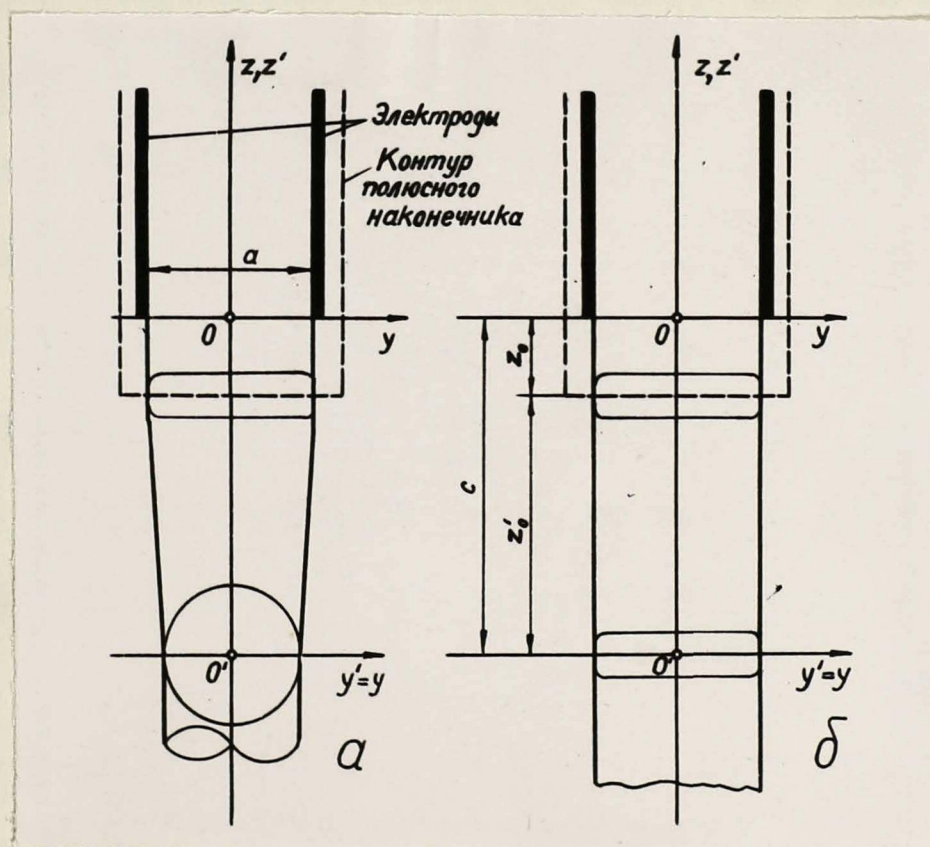


Рис. I-2. Реальная (а) и идеализованная (б) форма диффузора (конфузора) и расположение координатных осей.

соса. Расстояние c от точки O' до O — произвольно. После вывода всех необходимых формул производится переход к пределу $c \rightarrow \infty$, т.е. точка O' отодвигается в бесконечность. Вместе с этим и $x' \rightarrow \infty$ для точек, находящихся около края электрода, и вместо x' применяется координата x (см. также, например, рис.3-1).

Переход к пределу $c \rightarrow \infty$ совершается с целью обеспечить граничное условие $\varphi = 0$ при $x \rightarrow -\infty$ (см. ниже).

При постановке задачи приняты следующие упрощающие предположения:

1. Задача считается плоской, т.е. все величины принимаются зависящими только от координат y и x (или соответственно x') (. В связи с этим вместо реальной формы диффузоров (рис. 1-2,а) рассматривается идеализированная (рис.1-2,б), подобно тому, как это сделано в работах Табака [44] и Гласника [89].

2. Поле в средней части насоса (при достаточно больших x) принимается однородным, т.е. задача решается для насоса, имеющего бесконечно длинные электроды, а при выводе окончательных формул средняя зона как бы "вырезается" из насоса и учитывается отдельно (см.также рис. 2-3).

Предположение о бесконечной длине электродов даёт тем большую погрешность, чем короче насос. Обычно

отношение длины электрода l к ширине канала a равно 1,5 - 4 или больше. Как будет показано ниже, даже при $l/a = 1$ погрешность не превышает 2-3%.

Рассмотрение насоса конечной длины привело бы к необходимости применять эллиптические функции, что усложнило бы все расчеты.

3. Стенки канала при $y = \pm \frac{a}{2}$ считаются непроводящими.

4. Магнитная индукция $B = B_x$ принимается зависящей только от координаты z (или соответственно z'), а не от y .

5. Обратное влияние растекающегося тока на магнитное поле считается пренебрежимо малым, а обратное влияние основного (рабочего) тока - скомпенсированным при помощи обратного токопровода в зазоре (рис. В-1).

6. Течение жидкого металла в насосе предполагается турбулентным, что соответствует наиболее часто встречающимся на практике значениям числа Рейнольда Re и числа Гартмана M . При этом скорость металла $v = v_z$ принимается постоянной по сечению канала насоса.

Вследствие симметрии достаточно рассматривать только одну половину канала $y > 0$ (рис. I-3, I-4). Уравнение для плотности тока \vec{j} в нашем случае имеет вид

$$\vec{j} = \sigma \{ -\text{grad} \varphi + [\vec{v} \vec{B}] \}, \quad (I-2)$$

где φ - потенциал электрического поля. Для составля-

ющих j_y и $j_{z'}$ имеем уравнения

$$\left. \begin{aligned} j_y &= \gamma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial y} + v_{z'} B_x \right), \\ j_{z'} &= -\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial z'}. \end{aligned} \right\} \quad (1-2, a)$$

Вместо координаты z' может быть применена и z .

Примем, что $\varphi=0$ при $y=0$, т.е. на продольной оси канала насоса, а на электродах имеем соответственно $\varphi=+U/2$ (при $y=+a/2$) и $\varphi=-U/2$ (при $y=-a/2$).

Конформное отображение полуполосы y', z' на полуполосу ρ, σ (рис. 1-6) с измененным основанием рассмотрено в литературе ([29], стр. 155); этот материал использован при решении задачи о краевом эффекте в предлагаемой работе. В связи с этим все выводы делаются для граничного условия $\partial \varphi / \partial z' = 0$ при $z'=0$, которое при переходе к пределу $c \rightarrow \infty, z' \rightarrow \infty$ преобразовывается в условие $\varphi=0$ при $z=-\infty$, соответствующее физическому смыслу задачи.

Продифференцировав первое из уравнений (1-2а) по y , а второе по z и сложив их, получаем уравнение Пуассона для φ :

$$\Delta \varphi = B \frac{\partial v}{\partial y}. \quad (1-3)$$

Решение этого уравнения связано с трудностями вследствие того, что в правой части его имеется функция, которая во всей исследуемой области равна нулю, за исключением бесконечно тонкого пограничного слоя около гра-

ницы $y = a/2$, в пределах которого σ падает до нуля; таким образом, мы имеем дело с δ -функцией. Поэтому для расчета распределения потенциала будем пользоваться методом, предложенным Л.В. Ницецким, так как это дает значительное упрощение [36].

При расчете по этому методу искомая плотность тока \vec{j} представляется в виде суммы нескольких составляющих:

а) индуктированная составляющая $\vec{j}_i = j_{iy} \vec{e}_y = \gamma \sigma B(x') \vec{e}_y$, которая протекала бы при нулевом потенциале на всех границах области (рис. 1-3, а).

Поскольку индукцию $B(x')$ мы считаем заданной, составляющая \vec{j}_i определяется элементарно.

б) Составляющая $\vec{j}_r = -\gamma \text{grad} \varphi_r$, обусловленная реакцией непроводящей стенки (рис. 1-3, б). Если бы существовала бы только плотность тока \vec{j}_i , то на непроводящей стенке $y = a/2$, $x' < c$ нарушилось бы граничное условие $j_n = j_y = 0$. Поэтому необходимо ввести на этой границе ток $j_{rn} = -j_{in}$ или, что то же самое, нормальную производную потенциала

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial y} = \sigma B(x'). \quad (1-4)$$

Потенциал φ_r определяется тогда как решение уравнения Лапласа при нулевых граничных условиях на прочих границах (рис. 1-3, б).

в) Составляющая $j_u = -\gamma \text{grad} \varphi_u$, которая обусловлена наличием потенциала $u/2$ на электроде. При этом $\sigma B = 0$

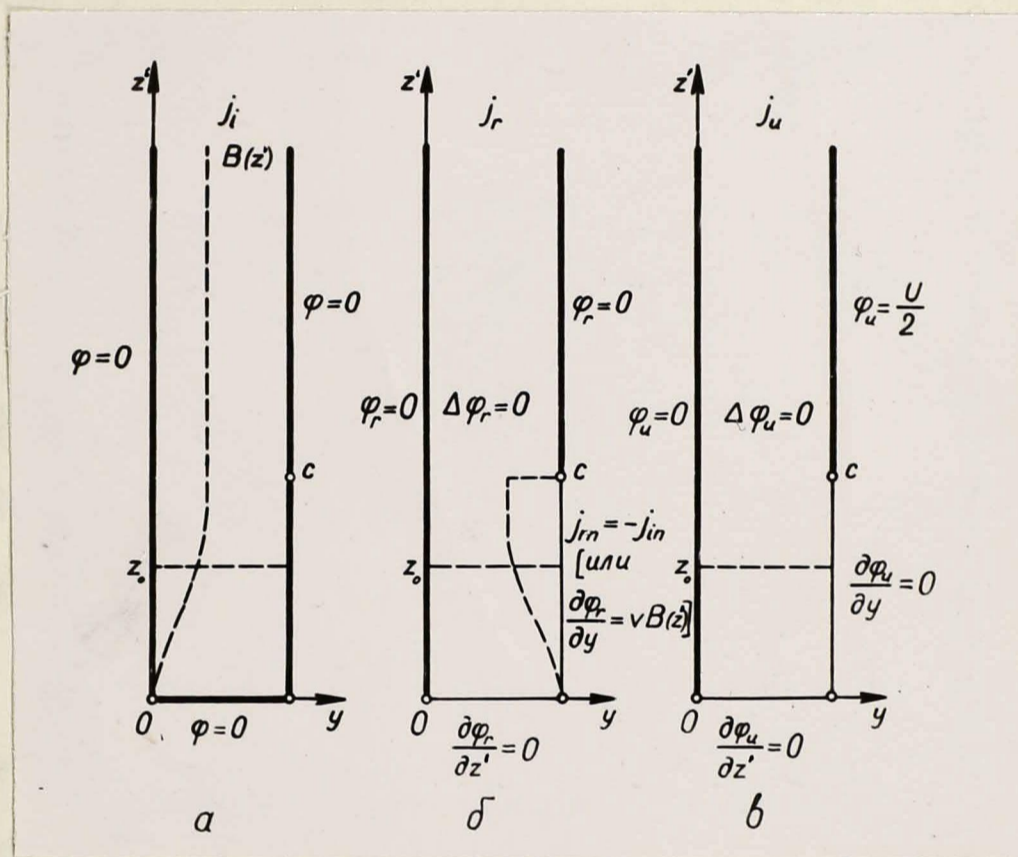


Рис.1-3. К рассмотрению составляющих плотности тока.

и на остальных границах $\varphi=0$ или $\frac{\partial\varphi}{\partial y}=0, \frac{\partial\varphi}{\partial x'}=0$
(рис. I-3, в).

Суммируя все эти составляющие, получаем результирующую плотность тока

$$\vec{j} = \vec{j}_i + \vec{j}_z + \vec{j}_u = \vec{j}_e + \vec{j}_u, \quad (I-5)$$

где через $\vec{j}_e = \vec{j}_i + \vec{j}_z$ обозначена плотность тока, обусловленная индуктированным электрическим полем.

Таким образом, задача сводится к решению уравнения Лапласа для составляющих φ_z и φ_u .

I-2. Решение уравнения Лапласа. При решении уравнения Лапласа для области, изображенной на рис. I-3, трудности возникают из-за сложных граничных условий при $y = a/2$. Поэтому непосредственное применение метода Фурье-Ламэ или других подобных методов приводит к затруднениям.

Для решения уравнения Лапласа интересующая нас область (полуполоса) конформно отображается на такую область (полуполосу с измененным основанием), для которой граничные условия имеют более простой вид. Как известно, при конформном отображении областей гармоническая функция преобразовывается также в гармоническую (см. [29], стр. 195).

Принимая за характерный размер $a/2\pi$, вводим безразмерные координаты

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{2\pi}{a} y - \frac{\pi}{2}, \\ \zeta' &= \frac{2\pi}{a} x'; \end{aligned} \right\} \quad (I-6)$$

соответственно $\bar{c} = 2\pi c/\alpha$, $\zeta'_0 = 2\pi z'_0/\alpha$ (рис. I-4).

Полуполоса (рис. I-4) отображается на верхнюю полуплоскость (рис. I-5) посредством функции

$$\chi + i\psi = \sin(\eta + i\zeta'), \quad (I-7)$$

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \sin \eta \operatorname{ch} \zeta', \\ \psi &= \cos \eta \operatorname{sh} \zeta'. \end{aligned} \right\} \quad (I-7.a)$$

Производная на границе $K_4 K_5$

$$\left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \right|_{\eta = \frac{\pi}{2}} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} \cdot \frac{dy}{d\eta} = \sigma B(z') \cdot \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{E g(\zeta')}{2\pi}, \quad (I-8)$$

где $E = \sigma B a$ — есть противо-э.д.с. и — магнитная индукция в средней зоне (при $\zeta' \gg \bar{c}$). Здесь

$$g(\zeta') = \frac{B(\zeta')}{B} \quad (I-9)$$

есть функция распределения магнитной индукции вдоль оси ζ' , равная единице при $\zeta' \gg \bar{c}$. Вопрос о выборе аналитического выражения для $g(\zeta')$ будет рассмотрен позже.

Имеем

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial \chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial \eta} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial \psi} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \eta}. \quad (I-10)$$

На границе $K_4 K_5$ ($L_4 L_5$) производная $\frac{\partial \chi}{\partial \eta} = \cos \eta \operatorname{ch} \zeta' = 0$,

$$\frac{\partial \psi}{\partial \eta} = -\sin \eta \operatorname{sh} \zeta' = -\operatorname{sh} \zeta'.$$

Поэтому на этой грани-

це

$$\left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \psi} \right|_{\psi=0} = -\frac{1}{\operatorname{sh} \zeta'} \left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \eta} \right|_{\eta = +\frac{\pi}{2}} = -\frac{E g(\zeta')}{2\pi \operatorname{sh} \zeta'}. \quad (I-11)$$

Здесь и в дальнейшем мы часто будем писать в одной фор-

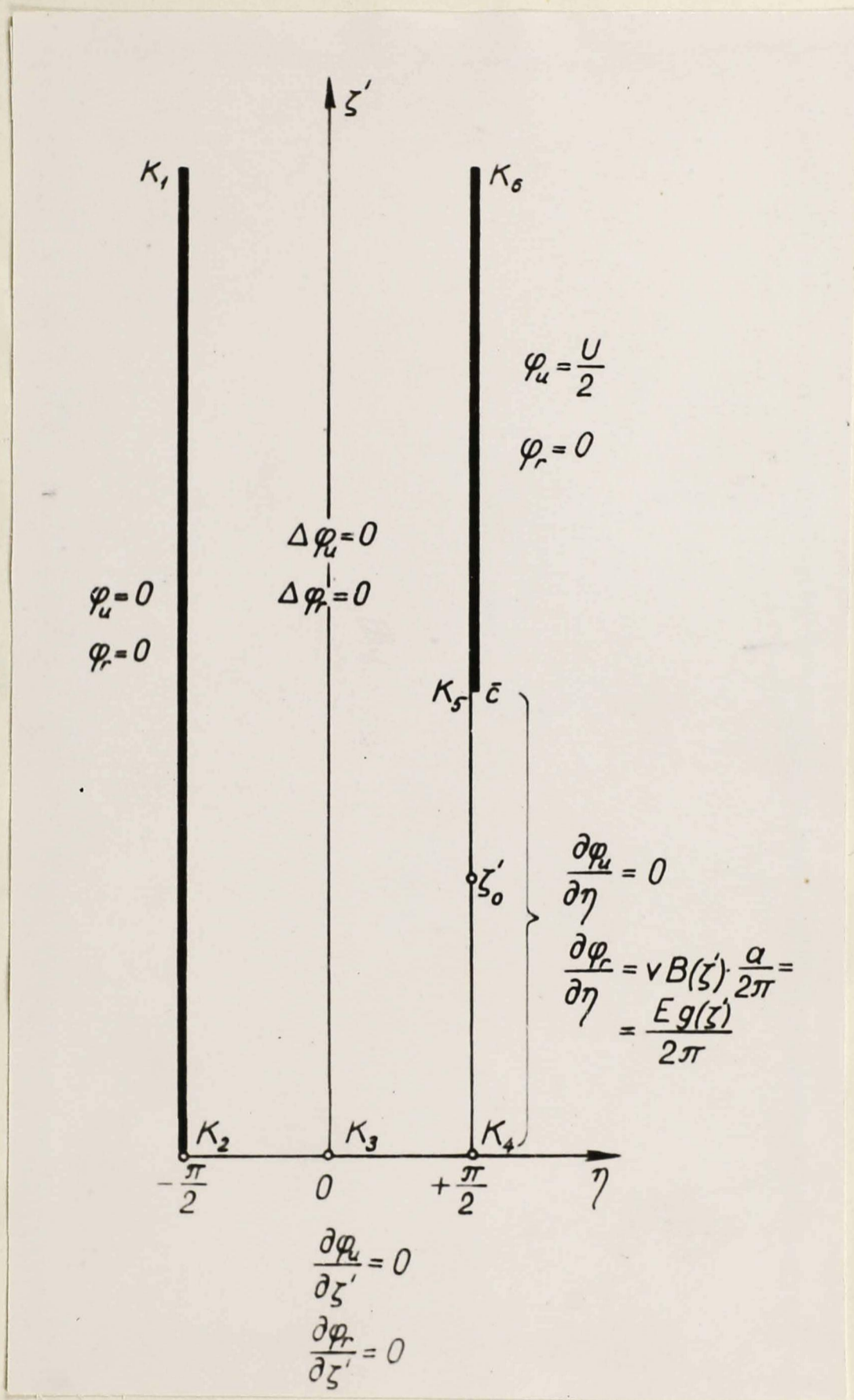


Рис. I-4. Полуполоса η, ζ' .

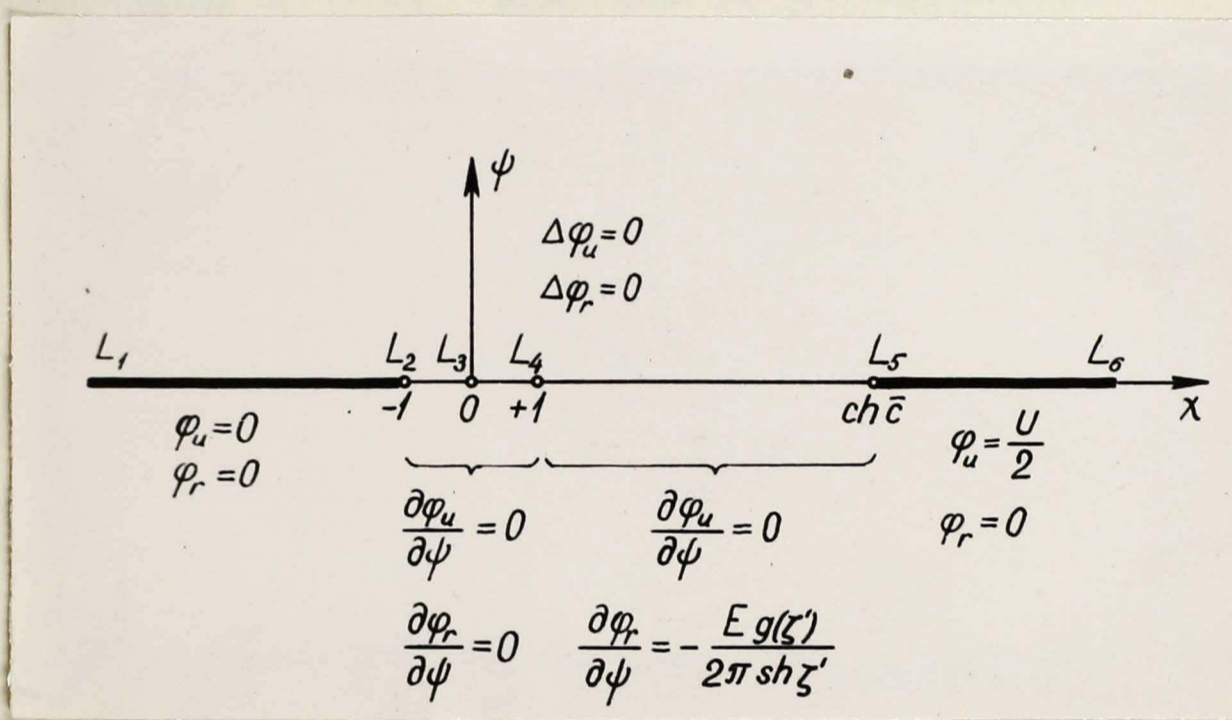


Рис. 1-5. Полуплоскость χ, ψ .

муле координаты из различных систем $(\rho, \zeta; \chi, \psi$ и вводимые ниже ρ, σ), так как между ними имеется определенная функциональная связь.

Отображаем полуплоскость на полуполосу с основанием $M_2 M_5$ (рис. 1-6), для чего применяем функцию

$$\chi + i\psi = D_1 \cos(\rho + i\sigma) + D_2. \quad (1-12)$$

Постоянные D_1 и D_2 находим из соответствия точек $L_2, M_2; L_5, M_5$:

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= -\frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1); \quad D_2 = \frac{1}{2}(ch\bar{c} - 1), \\ \chi &= -\frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1)\cos\rho\,ch\sigma + \frac{1}{2}(ch\bar{c} - 1), \\ \psi &= \frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1)\sin\rho\,sh\sigma. \end{aligned} \right\} \quad (1-12, a)$$

Аналогично изложенному

$$\frac{\partial \varphi_2}{\partial \sigma} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial \sigma} + \frac{\partial \varphi_2}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma}.$$

На границе $M_4 M_5$ имеем $\frac{\partial \chi}{\partial \sigma} = 0$, $\frac{\partial \psi}{\partial \sigma} = \frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1)\sin\rho$.

Поэтому

$$\left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \sigma} \right|_{\sigma=0} = \frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1)\sin\rho \left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \psi} \right|_{\psi=0} = -\frac{1}{2}(ch\bar{c} + 1)\sin\rho \frac{Eg(\zeta')}{2\pi sh\zeta'}. \quad (1-13)$$

Потенциал φ был представлен как сумма составляющих

$$\varphi = \varphi_2 + \varphi_u.$$

В соответствии с этим и решение для этих составляющих ищем отдельно. Рассмотрим сначала φ_2 .

Решение уравнения $\Delta \varphi_2 = 0$ для полуполосы ρ, σ

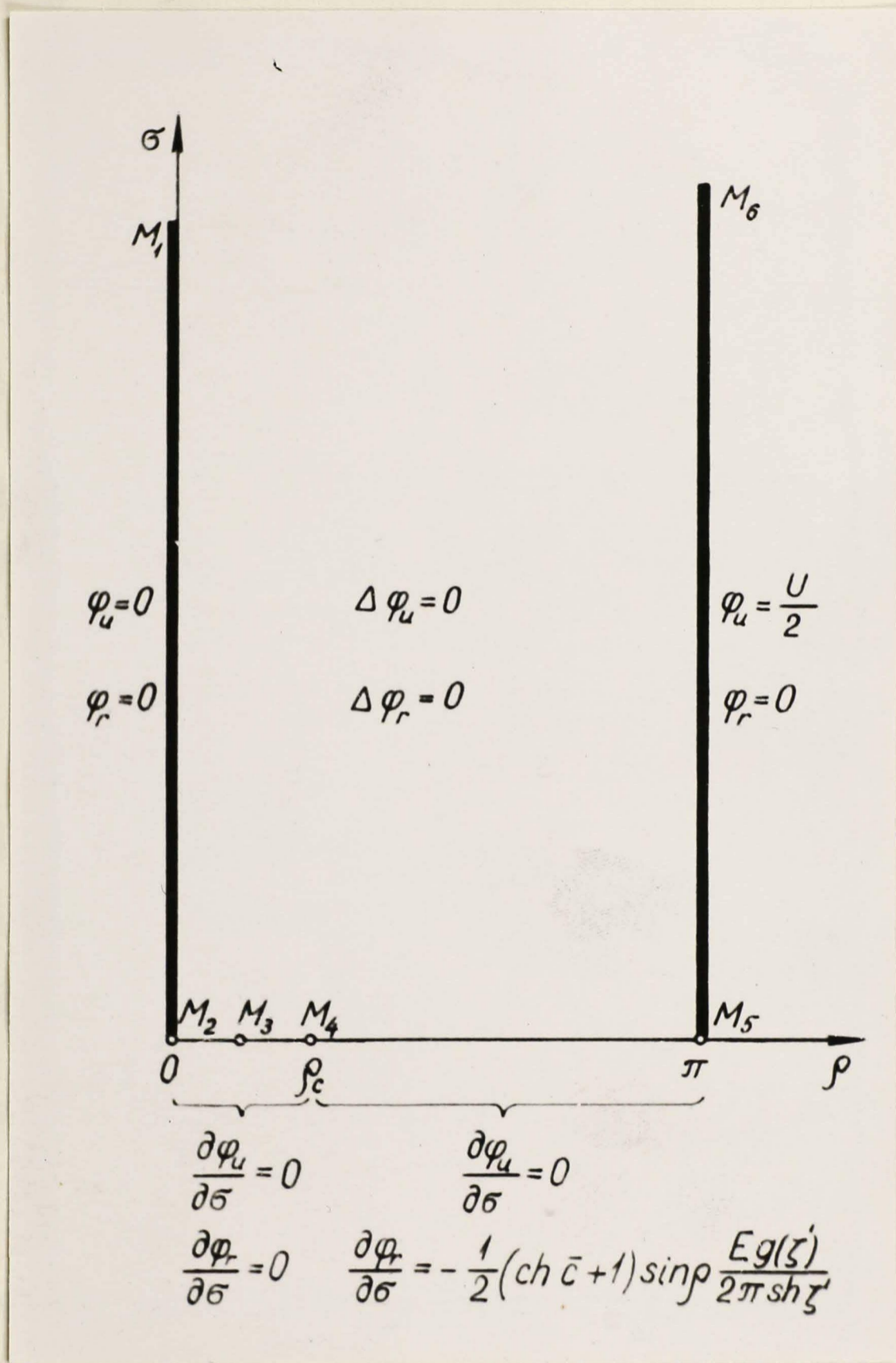


Рис. I-6. Полуполоса ρ, σ .

(рис. I-6) может быть записано в виде

$$\varphi_z = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{zn} e^{-n\sigma} \sin n\rho, \quad (I-14)$$

которое удовлетворяет граничным условиям при $\rho=0, \rho=\pi$ и $\sigma=\infty$. Для того, чтобы на границе $\sigma=0$

производная

$$\left. \frac{\partial \varphi_z}{\partial \sigma} \right|_{\sigma=0} = - \sum_{n=1}^{\infty} n \varphi_{zn} \sin n\rho \quad (I-15)$$

равнялась заданному значению (I-13), необходимо определить коэффициенты $n\varphi_{zn}$ как коэффициенты разложения выражения (I-13) в ряд Фурье по $\sin n\rho$:

$$\varphi_{zn} = \frac{E(ch\bar{c}+1)}{2n\pi^2} \int_{\beta_c}^{\pi} \frac{g(\zeta') \sin \rho \sin n\rho d\rho}{sh \zeta'}. \quad (I-16)$$

В интеграле (I-16) переменные ζ' и ρ связаны между собой соотношением

$$ch \zeta' = -\frac{1}{2}(ch\bar{c}+1) \cos \rho + \frac{1}{2}(ch\bar{c}-1), \quad (I-17)$$

которое получается из формул (I-7a) и (I-12a) для границы $K_4 K_5 (L_4 L_5, M_4 M_5)$.

Как видим, интеграл (I-16) достаточно сложен. Однако, после предельного перехода $\bar{c} \rightarrow \infty$ (когда $\beta_c = 0$) и при условии выбора определенного вида функции $g(\zeta)$ этот интеграл удастся значительно упростить и получить выражение для φ_{zn} (I-14) в удобном для расчетов виде. К этому вопросу мы вернемся после предельного перехода.

Составляющую φ_u находим элементарным путем. Из рис. I-6 видно, что решением уравнения $\Delta\varphi_u=0$ является функция

$$\varphi_u = \frac{u}{2\pi} \rho, \quad (I-18)$$

удовлетворяющая всем граничным условиям.

В формулах (I-14), (I-18) потенциал выражен как функция координат ρ, σ , однако обычно нас интересует потенциал при заданных η, ζ' . Для того, чтобы определить ρ, σ , соответствующие заданным η, ζ' , сначала находим χ, ϕ по формулам (I-7a). Затем решаем систему (I-12a) относительно ρ, σ и получаем

$$\left. \begin{aligned} \sin \rho &= + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(N_1 + N_2 - 1)^2 + 4N_2} - (N_1 + N_2 - 1)}, \\ \operatorname{sh} \sigma &= + \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{(N_1 + N_2 - 1)^2 + 4N_2} + (N_1 + N_2 - 1)}, \end{aligned} \right\} \quad (I-19)$$

где вспомогательные величины

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \left(\frac{\operatorname{ch} \bar{c} - 1}{\operatorname{ch} \bar{c} + 1} - \frac{2}{\operatorname{ch} \bar{c} + 1} \chi \right)^2, \\ N_2 &= \frac{4\phi^2}{(\operatorname{ch} \bar{c} + 1)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (I-19a)$$

Если $\chi < \frac{1}{2}(\operatorname{ch} \bar{c} - 1)$, то для ρ следует брать значение $0 \leq \rho < \frac{\pi}{2}$, а если $\chi > \frac{1}{2}(\operatorname{ch} \bar{c} - 1)$, то ρ находится в пределах $\frac{\pi}{2} < \rho \leq \pi$, как это следует из соотношений (I-12a).

1-3. Переход к координате $\zeta = \zeta' - \bar{c} = z \cdot \frac{2\pi}{a}$. В

результате перехода к пределу $\zeta' \rightarrow \infty, \bar{c} \rightarrow \infty$ получаем конформное отображение полосы η, ζ (рис. 1-7а) на полуполосу ρ, σ (рис. 1-7б), а промежуточное отображение на плоскость x, ψ уходит в бесконечность.

Рассмотрим сначала трансформацию координат. Величины

N_1, N_2 в данном случае равны:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= (1 - 2e^{\zeta} \sin \eta)^2, \\ N_2 &= 4e^{2\zeta} \cos^2 \eta. \end{aligned} \right\} \quad (1-20)$$

Подставляя эти значения в формулу (1-19), получаем

$$\left. \begin{aligned} \sin \rho &= \sqrt{2} e^{\frac{\zeta}{2}} \sqrt{\sqrt{e^{2\zeta} - 2e^{\zeta} \sin \eta + 1} - (e^{\zeta} - \sin \eta)}, \\ \operatorname{sh} \sigma &= \sqrt{2} e^{\frac{\zeta}{2}} \sqrt{\sqrt{e^{2\zeta} - 2e^{\zeta} \sin \eta + 1} + (e^{\zeta} - \sin \eta)}. \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

Не трудно выразить и координаты η, ζ через ρ, σ .

Для этого удобнее всего приравнять друг другу x и ψ из формул (1-7а) и (1-12а), делить эти уравнения на $(\operatorname{ch} \bar{c} + 1)$ и решить полученную систему относительно η, ζ ; получаем

$$\left. \begin{aligned} \cos \eta &= \frac{\sin \rho \operatorname{sh} \sigma}{\operatorname{ch} \sigma - \cos \rho}, \\ \zeta &= \ln \frac{1}{2} (\operatorname{ch} \sigma - \cos \rho). \end{aligned} \right\} \quad (1-22)$$

Прямые $\rho = \operatorname{const}$ являются эквипотенциалами, а прямые $\sigma = \operatorname{const}$ — линиями тока. По уравнениям (1-22) можно найти соответствующие линии в координатах η, ζ , т.е. картину поля φ_u (см. рис. 1-12, б).

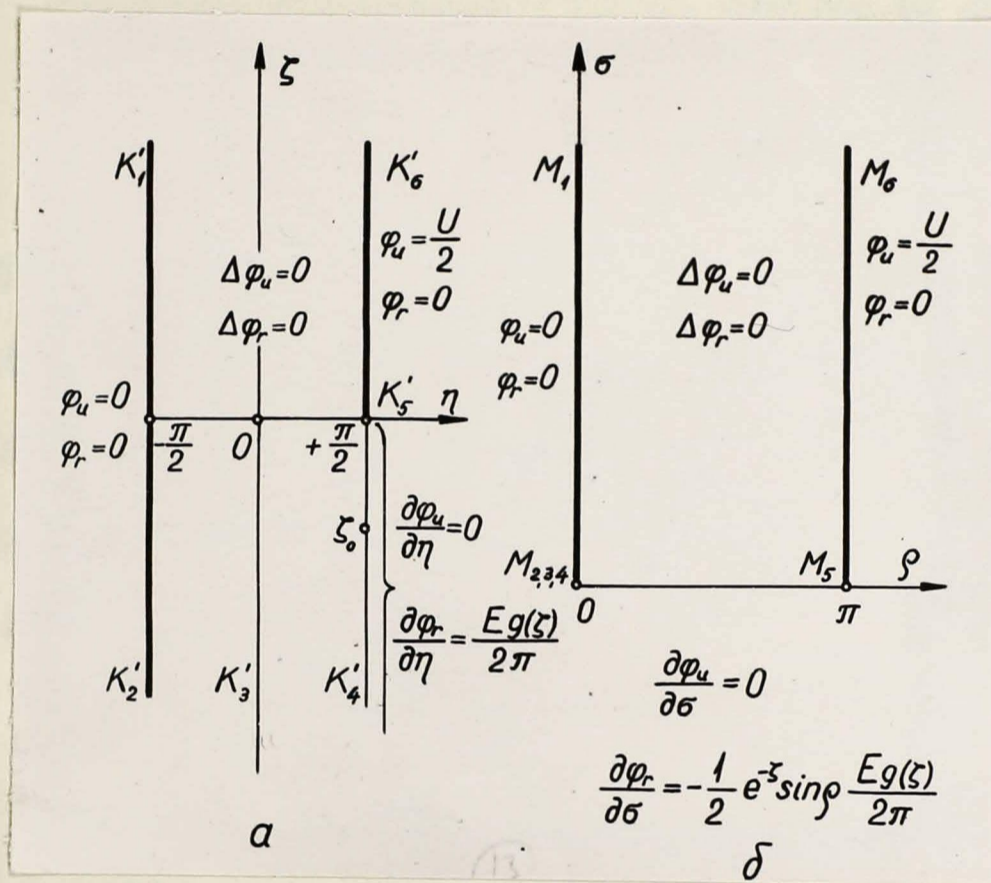


Рис. I-7. Полоса η, ζ (а) и полуполоса ρ, σ (б).

I-4. Подбор аналитического выражения для $g(\zeta)$.

После перехода к пределу $\bar{c} \rightarrow \infty$ на границе $M_{2,3,4} M_5$ имеем вместо формулы (I-13) выражение

$$\left. \frac{\partial \varphi_n}{\partial \sigma} \right|_{\sigma=0} = -\frac{1}{2} e^{-\zeta} \sin \rho \frac{E g(\zeta)}{2\pi} \quad (I-23)$$

и для φ_n вместо выражения (I-16) получаем формулу

$$\varphi_n = \frac{E}{2n\pi^2} \int_0^\pi g(\zeta) e^{-\zeta} \sin \rho \sin n \rho d\rho. \quad (I-24)$$

Функцию $g(\zeta)$ необходимо выбрать так, чтобы она с достаточно высокой точностью описала фактическое распределение магнитного поля. Для случая $\mu = \infty$ и бесконечных прямоугольных наконечников известно точное аналитическое решение [28,54] :

$$\left. \begin{aligned} g_n \left(\frac{x}{\delta} \right) &= \frac{B \left(\frac{x}{\delta} \right)}{B} = \frac{1}{\sqrt{\omega+1}}; \\ -\frac{x}{\delta} &= \frac{1}{2\pi} \left(2\sqrt{\omega+1} - \ln \frac{\sqrt{\omega+1} + 1}{\sqrt{\omega+1} - 1} \right). \end{aligned} \right\} \quad (I-25)$$

Здесь δ - величина немагнитного зазора. Для перехода от безразмерной координаты $\frac{x}{\delta}$ к введенной ранее ζ имеем соотношение

$$\zeta = \frac{x}{\delta} \cdot \frac{2\pi\delta}{\alpha}. \quad (I-26)$$

Таким образом, при изменении отношения $\frac{\alpha}{2\delta}$ соответствующим образом меняется и горизонтальный масштаб функции $g_n(\zeta)$ (см. рис. I-8, сплошные кривые).

Уравнение (I-25) записано для $x_0 = 0$, т.е. для случая, когда длина полюсного наконечника d равна длине

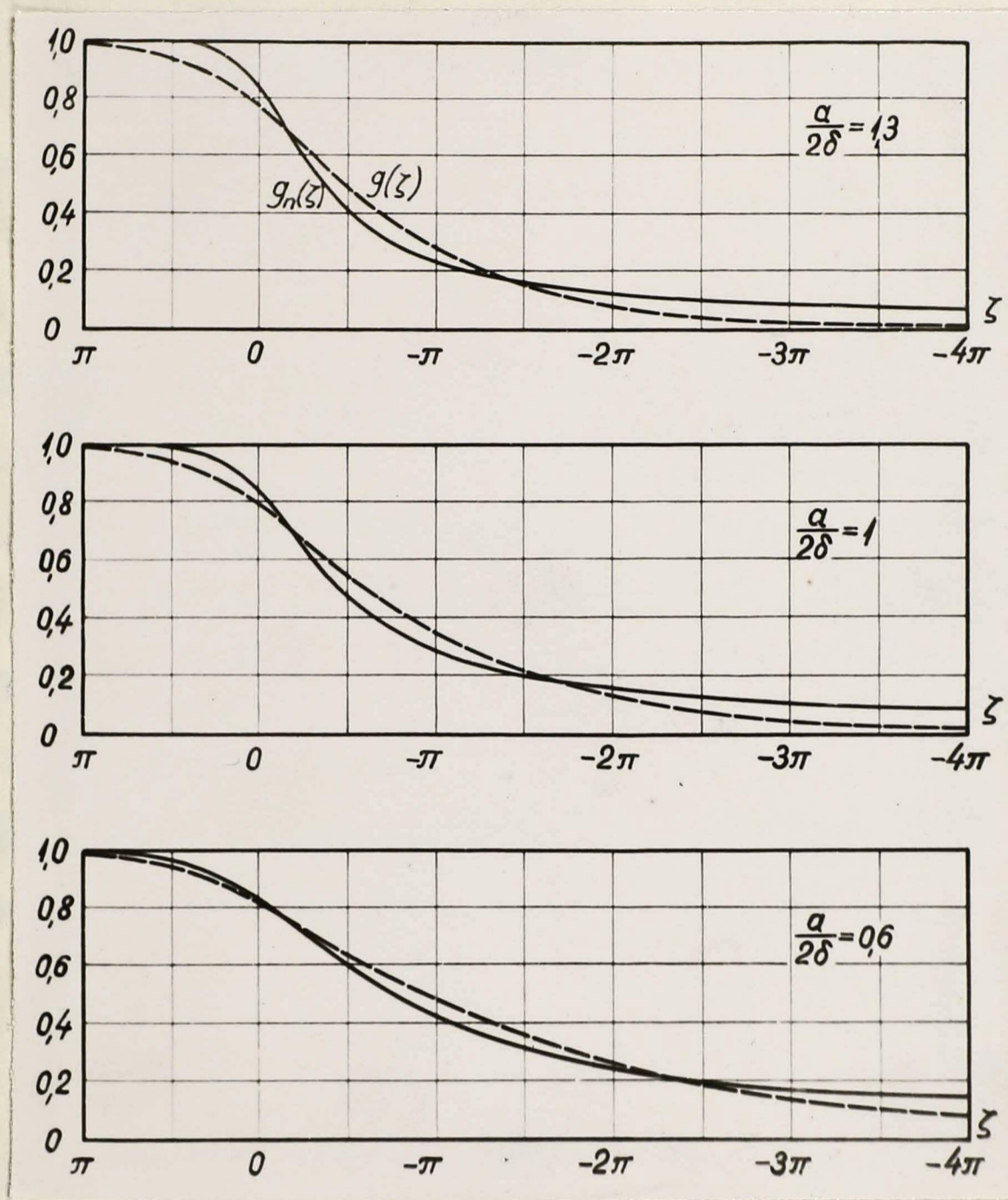


Рис. I-8. Функции распределения магнитного поля при разных отношениях $a/2\delta$. Функция $g_n(z)$ определена по уравнениям (I-25) с учётом соотношения $z = \delta \cdot \frac{2\pi\delta^2}{a}$. Функция $g(z)$ рассчитана по формулам (I-29)-(I-32).

электрода l . При $z_0 \neq 0$ вместо аргумента $\frac{z}{\delta}$ пишется величина $\frac{z-z_0}{\delta}$, где полюсное превышение

$$z_0 = \frac{l-d}{2}. \quad (1-27)$$

В этом определении содержится некоторая нелогичность, так как практически всегда $d > l$ и полюсное превышение получается отрицательным. Это связано с выбором направления осей координат. Часто мы будем пользоваться абсолютным значением $|z_0|$, подразумевая при этом, что $d > l$ (см., например, таблицу 2-1 и 3-1).

Для простоты при рассмотрении выражений для $g(\zeta)$ и $g(\frac{z}{\delta})$ примем $z_0 = 0$, так как это не уменьшает общности рассуждений. При $z_0 \neq 0$ все кривые перемещаются вдоль оси z на величину z_0 .

Как показал А.И. Вольдек [45], функция (1-25) достаточно хорошо аппроксимируется выражением

$$\left. \begin{aligned} g_e(\frac{z}{\delta}) &= 1 \quad \text{при} \quad \frac{z}{\delta} \geq 0,17; \\ g_e(\frac{z}{\delta}) &= e^{-(0,17 - \frac{z}{\delta})} \quad \text{при} \quad \frac{z}{\delta} < 0,17. \end{aligned} \right\} \quad (1-28)$$

Подставляя вместо $\frac{z}{\delta}$ величину ζ , согласно формуле (1-26), получаем (см. рис. 1-10)

$$\left. \begin{aligned} g_e(\zeta) &= 1 \quad \text{при} \quad \zeta \geq 0,17 \frac{2\pi\delta}{a}, \\ g_e(\zeta) &= e^{-(0,17 - \zeta \frac{a}{2\pi\delta})} \quad \text{при} \quad \zeta < 0,17 \frac{2\pi\delta}{a}. \end{aligned} \right\} \quad (1-28a)$$

Можно также величину $g(\zeta)$ определить экспериментально на моделях. Однако, все эти функции $g(\zeta)$ страдают тем недостатком, что при их применении интеграл (1-24) можно вычислить только с помощью трудоёмкого численного интегрирования. Так как нашей целью является создание инженерных методов расчёта насосов, то представляет интерес подобрать такую функцию $g(\zeta)$,

при помощи которой удалось бы упростить интеграл (I-24), сохранив при этом достаточную для инженерных расчётов точность. Такой функцией оказывается

$$g(\zeta) = \sum_{k=1}^q \frac{G_k}{1 + e^{\zeta_k - \zeta}}, \quad (I-29)$$

где

$$\sum_{k=1}^q G_k = 1.$$

При $q=1, G_1=1, \zeta_1=0$ функция $g(\zeta)$ имеет вид, представленный на рис. I-9. Эта функция, как видно, при надлежащем выборе ζ может служить для приближенного выражения распределения поля. Однако, при разных значениях отношения $a/2\delta$ крутизна кривой распределения поля в координатах $\zeta = z \cdot 2\pi/a$ должна быть различной (рис. I-8). Крутизна кривой, показанной на рис. I-9, примерно, соответствует отношению $a/2\delta = 1,35$.

Если $a/2\delta > 1,35$, то необходимо обеспечить более крутой спад кривой $g(\zeta)$, но при помощи функции (I-29) это возможно только с использованием специального и весьма сложного приема, который здесь не рассматривается. Поэтому практически необходимо либо мириться с некоторой погрешностью, либо прибегать к численному интегрированию при вычислении интеграла (I-24).

Если же $a/2\delta < 1,35$, то можно подобрать такую комбинацию слагаемых в выражении (I-29), которая достаточно хорошо аппроксимирует распределение поля. Подбор может быть осуществлен методами вариационного исчисления,

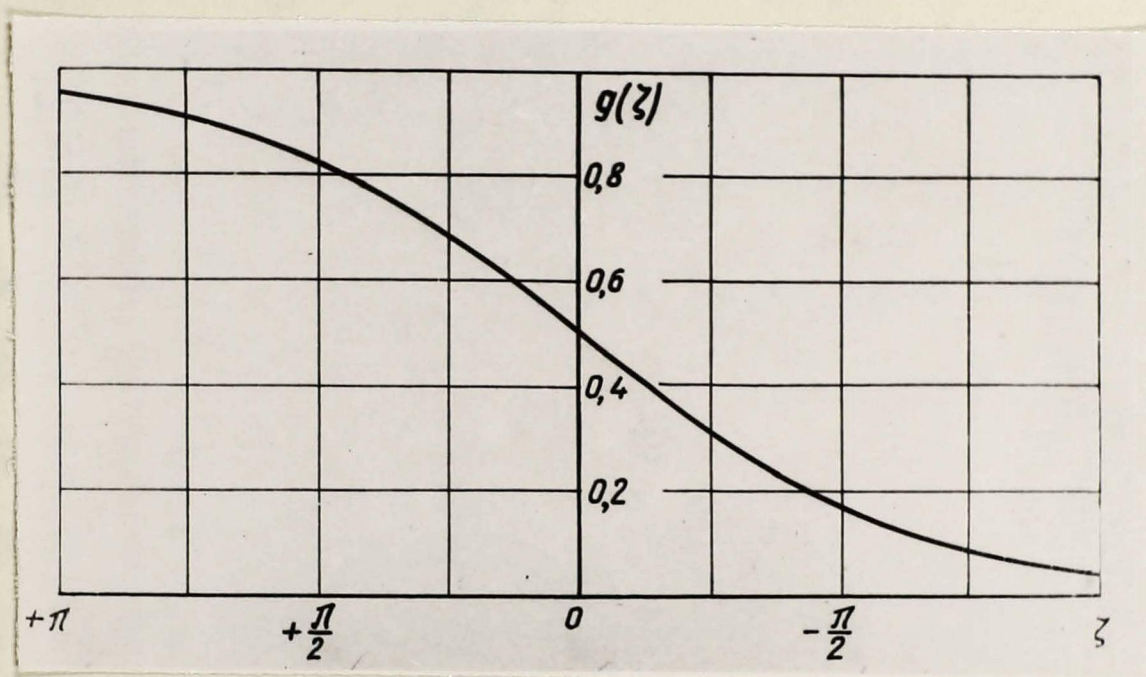


Рис. I-9. Функция $g(\zeta) = \frac{1}{1 + e^{-\zeta}}$.

но для данных функций эти методы приводят к громоздким вычислениям. Поэтому подобраны следующие приближенные значения для постоянных G_k и ζ_k :

$$G_k = (1 - e^{-\frac{a}{2\delta}}) e^{-(k-1)\frac{a}{2\delta}}, \quad (1-30)$$

$$\zeta_k = \zeta_0 + \zeta_v - (k-1)\pi, \quad (1-31)$$

$$\zeta_v = \pi \left(\frac{1}{e^{\frac{a}{2\delta}} - 1} - 0,83 \frac{2\delta}{a} \right). \quad (1-32)$$

В основе подбора лежат следующие соображения. Из рис. I-9 видно, что в пределах $-\frac{\pi}{2} < \zeta < +\frac{\pi}{2}$ крутизна спада функции $g(\zeta)$ изменяется сравнительно мало. Поэтому разность арифметической прогрессии для ζ_k выбрана равной π [формула (1-31)], т.е. сумма (1-29) составляется из "ступеней", имеющих вид, показанный на рис. I-9, сдвинутых друг относительно друга на величину π . Далее, из выражения (1-28a) следует, что при уменьшении аргумента ζ на величину π значение функции g_e уменьшается в $e^{+\frac{a}{2\delta}}$ раз (если $\zeta < 0,17 \cdot \frac{2\pi\delta}{a}$). Поэтому значения постоянных G_k должны образовывать убывающую геометрическую прогрессию с знаменателем $e^{-\frac{a}{2\delta}}$ и с суммой членов, равной единице. Из этих условий следует формула (1-30).

Наконец, кривая $g(\zeta)$ должна перемещаться вдоль оси ζ (не изменяя своей формы) при изменении относительного полюсного превышения ζ_0 ; вследствие этого в выражении (1-31) имеем величину ζ_0 в качестве слагаемого.

Более подробное рассмотрение показывает, что в выражение (I-31) необходимо ввести еще один член ζ_r , являющийся функцией $\frac{a}{2\delta}$ и обеспечивающий наилучшую аппроксимацию. Для определения ζ_r могут быть предложены разные способы. Для простоты в настоящей работе принят следующий метод: ζ_r определяется с таким расчетом, чтобы площади, ограничиваемые осью абсцисс, прямой $\zeta = \zeta_h$ и кривыми $g(\zeta)$ и $g_e(\zeta)$ в пределах от $\zeta = \zeta_h$ до $\zeta = -\infty$ (рис. I-10), были бы равны между собой.

Отметим, что для сравнения нельзя применять кривую $g_n(\zeta)$, так как площадь, ограничиваемая ею, стремится к бесконечности, если $\zeta \rightarrow -\infty$. Это происходит потому, что кривая $g_n(\zeta)$ найдена для бесконечных полюсных наконечников.

Экспериментальная проверка тоже свидетельствует о том, что при $\zeta < 0$ лучше принять за основу кривую $g_e(\zeta)$, а не $g_n(\zeta)$.

Возвращаясь к определению величины ζ_r , запишем условие равенства площадей, ограничиваемых кривыми $g_e(\zeta)$ и $g(\zeta)$:

$$\int_{-\infty}^{\zeta_h} g(\zeta) d\zeta = \int_{-\infty}^{\zeta_h} e^{-(0,17 - \zeta \cdot \frac{a}{2\pi\delta})} d\zeta + (\zeta_h - 0,17 \cdot \frac{2\pi\delta}{a}). \quad (I-33)$$

Интеграл, стоящий в левой части выражения (I-33), вычислен ниже [см. формулу (2-27)]. После подстановки пределов и элементарных преобразований получаем искомое значение ζ_r :

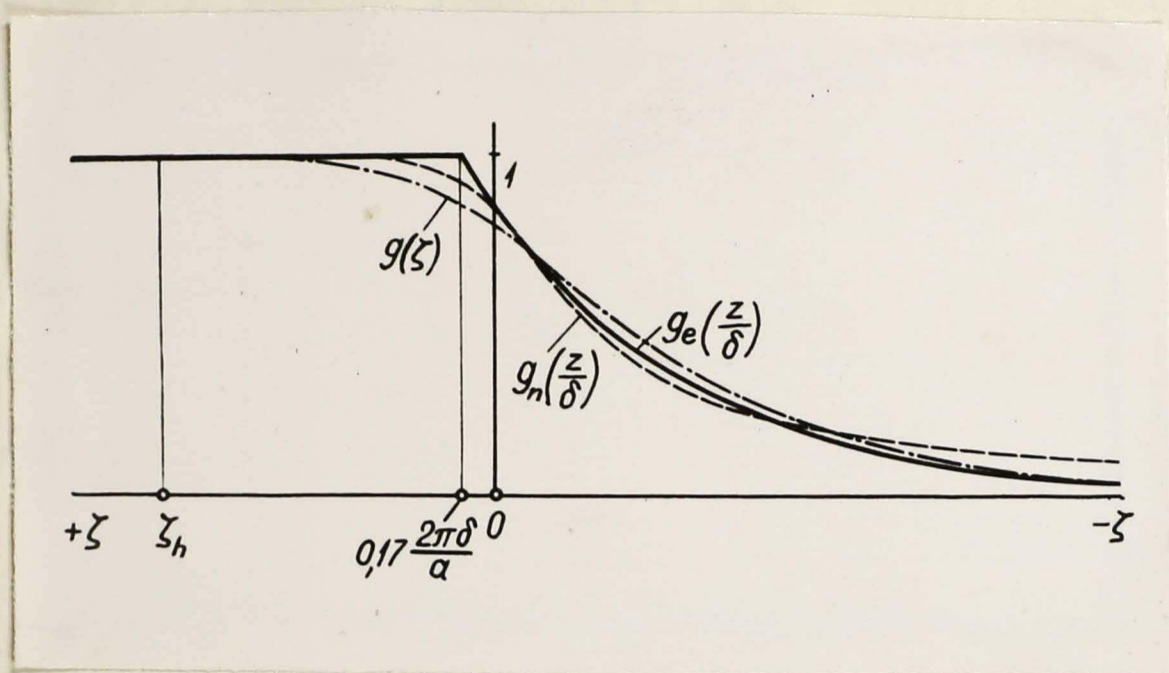


Рис. I-10. К определению величины ζ_v .

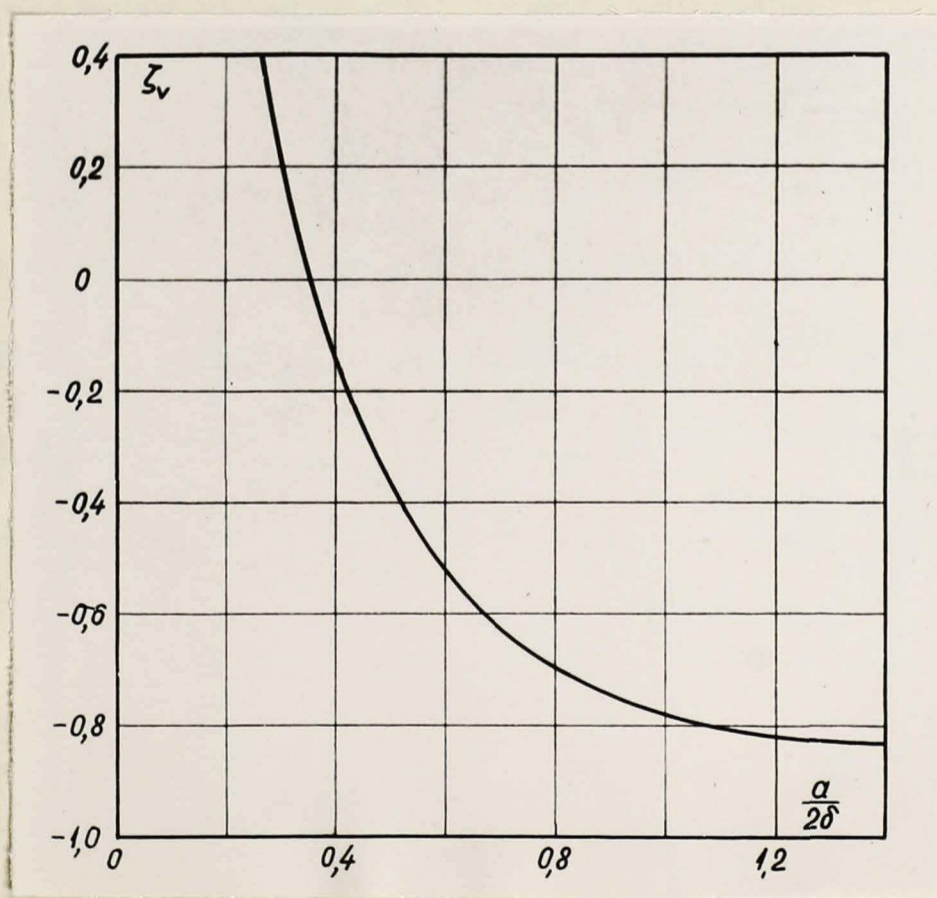


Рис. I-11. Зависимость величины ζ_v от $\frac{a}{2\delta}$.

$$\zeta_{\nu} = \sum_{k=1}^q G_k (k-1)\pi - 0,83 \cdot \frac{2\pi\delta}{a}. \quad (I-34)$$

В формуле (I-34) для определенности принимаем

$q \rightarrow \infty$; тогда

$$\sum_{k=1}^{\infty} G_k (k-1) = \frac{1}{e^{a/2\delta} - 1}. \quad (I-35)$$

Окончательно находим

$$\zeta_{\nu} = \pi \left(\frac{1}{e^{a/2\delta} - 1} - 0,83 \frac{2\delta}{a} \right). \quad (I-32)$$

Величина ζ_{ν} , рассчитанная по формуле (I-32), графически изображена на рис. I-II.

При практическом расчете токовых коэффициентов α (§§ 2,3) нет необходимости принимать $q \rightarrow \infty$, так как при достаточно большом k коэффициенты G_k становятся малыми и, кроме того, при достаточно большом отрицательном ζ составляющие плотности тока j_{i0} и j_{r0} на продольной оси насоса становятся почти одинаковыми по абсолютному значению, но противоположными по знаку (см., например, рис.2-1). Поэтому, как правило, можно ограничиваться $q = 3 \dots 6$, обрывая ряд, когда, например,

$$G_{q-1} < 0,05, \quad (I-36)$$

положив

$$G_q = 1 - \sum_{k=1}^{q-1} G_k. \quad (I-37)$$

Как видно из рис. I-8, аппроксимация функции $g_n(\zeta)$ при помощи выражений (I-29) - (I-32) достаточно хорошая.

I-5. Выражение для потенциала φ_2 . Вернемся к интегралу (I-24). Прежде всего, установим связь между координатами ζ и σ на границе $K_1 K_2 (M_1 M_2)$ (рис. I-7), которая пригодится нам для упрощения ряда выражений. На основании второй формулы (I-22) при $\rho=0 (\eta=-\frac{\pi}{2})$ имеем

$$\operatorname{ch} \sigma = 1 + 2e^{\zeta}. \quad (I-38)$$

Подставляя выражение $g(\zeta)$ (I-29) в формулу (I-24), получаем после несложных преобразований

$$\varphi_{2n} = \frac{E}{n\pi^2} \sum_{k=1}^q G_k \int_0^{\pi} \frac{\sin \rho \sin n\rho d\rho}{1 - \cos \rho + 2e^{\zeta_k}}, \quad (I-39)$$

так как на границе $K_4 K_5 (M_{2,3,4} M_5)$

$$e^{\zeta} = \frac{1}{2} (1 - \cos \rho)$$

[см. формулу (I-22)]. Полученные интегралы могут быть приведены к виду, имеющемуся в таблицах:

$$\int_0^{\pi} \frac{\sin x \sin nx dx}{1 - 2\tau \cos x + \tau^2} = \frac{\pi}{2} \tau^{n-1} (\tau^2 < 1). \quad (I-39a)$$

Для того, чтобы из интеграла (I-39) получить интеграл (I-39a), необходимо определить параметр τ из условия

$$1 + 2e^{\zeta_k} = \frac{1 + \tau^2}{2\tau},$$

откуда следует

$$\tau = e^{-\sigma_k},$$

где σ_k соответствует ζ_k согласно формуле (I-38).

После преобразований получаем

$$\varphi_{2n} = \frac{E}{n\pi} \sum_{k=1}^q G_k e^{-n\sigma_k} \quad (I-40)$$

и потенциал

$$\varphi_2 = \frac{E}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^q \frac{G_k e^{-n(\sigma_k + \sigma)} \sin n\rho}{n}. \quad (I-41)$$

Пользуясь соотношением

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{m^n \sin nx}{n} = \text{arc tg} \frac{m \sin x}{1 - m \cos x},$$

находим окончательно

$$\varphi_2 = \frac{E}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \text{arc tg} \frac{e^{-(\sigma_k + \sigma)} \sin \rho}{1 - e^{-(\sigma_k + \sigma)} \cos \rho}. \quad (I-41a)$$

Если допустить, что распределение магнитного поля можно аппроксимировать при помощи одного члена ряда (I-29), то уравнение (I-41a) решается относительно координат ρ, σ при постоянном φ_2 , т.е. мы получаем возможность построить эквипотенциальные линии в координатах ρ, σ или, используя связь между ρ, σ и η, ζ (I-22), также и в координатах η, ζ . После элементарных преобразований получаем

$$\cos \rho = \frac{\text{tg}^2 \frac{\varphi_2 \pi}{E} \pm \sqrt{(1 + \text{tg}^2 \frac{\varphi_2 \pi}{E}) e^{-2(\sigma_1 + \sigma)} - \text{tg}^2 \frac{\varphi_2 \pi}{E}}}{(1 + \text{tg}^2 \frac{\varphi_2 \pi}{E}) e^{-(\sigma_1 + \sigma)}}, \quad (I-42)$$

или, решая относительно σ ,

$$\sigma = \ln(\cos \rho + \sin \rho \text{ctg} \frac{\varphi_2 \pi}{E}) - \sigma_1. \quad (I-42a)$$

При этом (в силу того, что $q=1$)

$$\text{ch} \sigma_1 = 1 + 2e^{\zeta_0 - 1,58},$$

т.е. в выражении для ζ_k (I-31) надо положить $\zeta_0 = -1,58$ с тем, чтобы при $\zeta = \zeta_0$ иметь $g(\zeta_0) = 0,83$ - значение, которое соответствует экспериментальным данным. На рис. I-12a показана картина поля φ_2 для $\zeta_0 = -2,25$.

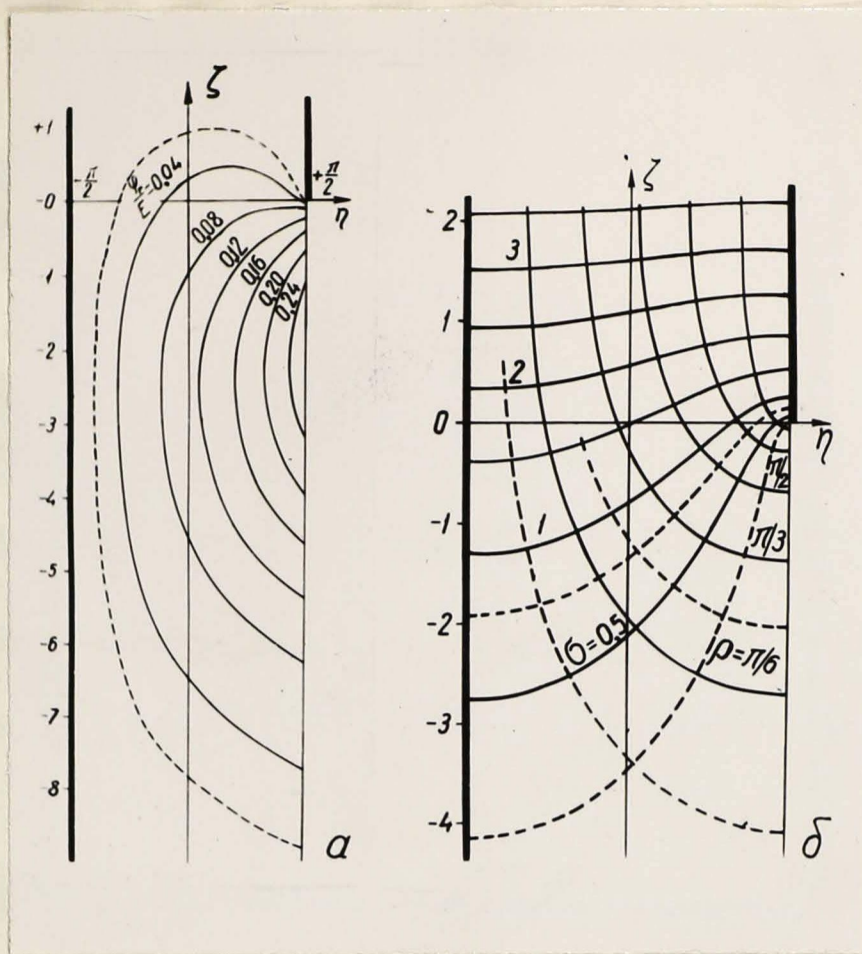


Рис.1-12. a - картина поля \mathcal{P}_2 для $\zeta = -2,25$, $q = 1$; δ - линии $\rho = const$, $\sigma = const$ в координатах η, ζ , т.е. картина поля \mathcal{P}_u .

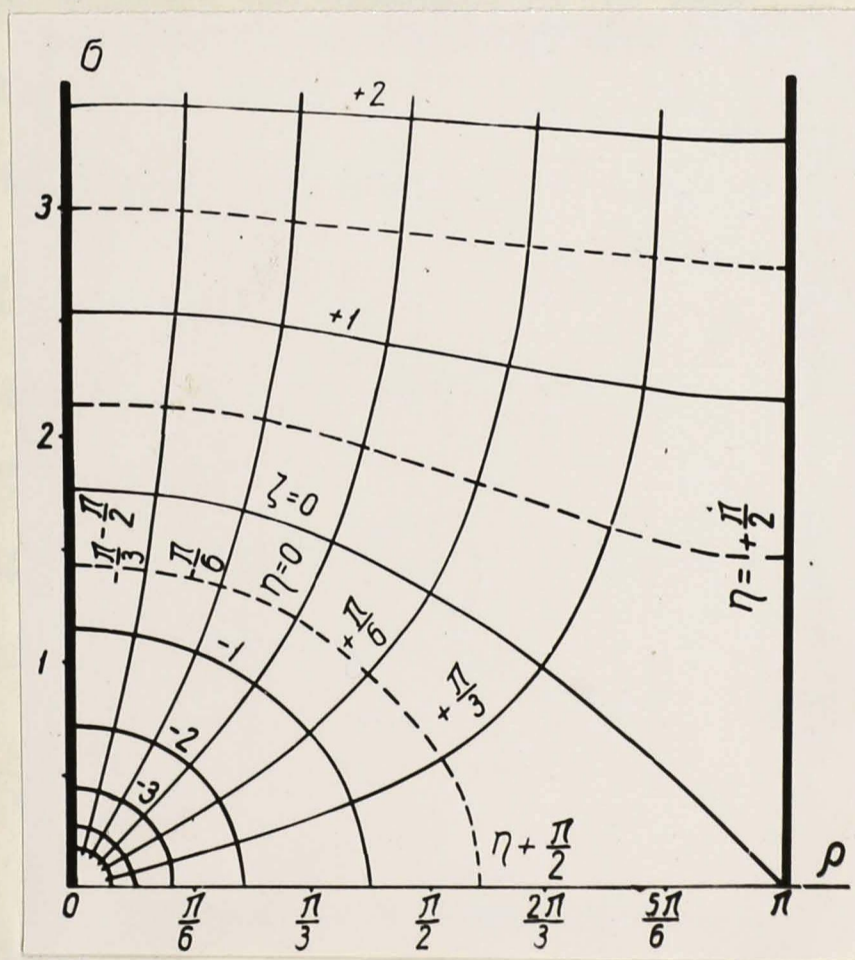


Рис.1-13. Линии $\eta = const$, $\zeta = const$ в координатах ρ, σ .

2. Расчёт токов, распределенных по участкам продольной оси насоса

2-1. Составляющие плотности тока на продольной оси насоса. Уже Бэрнес [71] разделил весь ток, протекающий в жидком металле, на две части: рабочий ток, создающий электромагнитный напор, и обходной ток, который напора не создает. Зона, где протекает рабочий ток, была названа рабочей зоной. Однако относящиеся сюда понятия до сих пор не были достаточно строго определены.

Для выяснения процессов в краевой зоне рассмотрим сначала составляющие плотности тока на продольной оси насоса. Обозначим их дополнительным индексом "0", так как они имеют только составляющую по оси y , то уравнение для результирующей плотности тока j_0 может быть написано в скалярной форме:

$$j_0 = j_{u0} + j_{i0} + j_{r0} = j_{u0} + j_{e0} \quad (2-1)$$

Все эти составляющие являются функциями координаты ζ и, кроме того, зависят от u , E , r и a . Удобно ввести безразмерные функции, характеризующие только распределение плотности тока:

$$\bar{j}_u = \frac{j_{u0}}{-\frac{u r}{a}}; \quad \bar{j}_r = \frac{j_{r0}}{-\frac{E r}{a}}; \quad \bar{j}_i = g(\zeta) = \frac{j_{i0}}{\frac{E r}{a}} \quad (2-2)$$

В средней части насоса

$$\bar{j}_u(\infty) = \bar{j}_i(\infty) = 1, \quad \bar{j}_r(\infty) = 0.$$

Для определения функций распределения \bar{j}_1, \bar{j}_2 преобразуем выражения нормальных производных потенциала на тех границах областей $\eta, \zeta, \zeta\psi$ и ρ, σ , которые соответствуют границе $y=0$ области y, z .

Имеем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \rho} + \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial \rho}$$

На границе $M_1, M_2 (L_1, L_2)$ (см. рис. I-5, I-3) производная $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = 0$, а $\frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \frac{1}{2}(\text{ch} \bar{c} + 1) \text{sh} \bar{\sigma}$ (см. уравнение (I-12a))

Далее, из (I-10) и (I-7) для границы K_1, K_2 получаем (см. рис. I-4)

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right|_{\eta = -\frac{\pi}{2}} = \text{sh} \zeta' \left. \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right|_{\psi = 0} \quad (2-3)$$

Далее находим

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right|_{\eta = -\frac{\pi}{2}} = \frac{\text{sh} \zeta'}{\frac{1}{2}(\text{ch} \bar{c} + 1) \text{sh} \bar{\sigma}} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right|_{\rho = 0} \quad (2-3a)$$

что после перехода к пределу дает

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right|_{\eta = -\frac{\pi}{2}} = \frac{2e^{\zeta'}}{\text{sh} \bar{\sigma}} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right|_{\rho = 0} \quad (2-3b)$$

Подставляя сюда значение $\text{sh} \bar{\sigma}$, полученное из формулы (I-38), находим

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right|_{\eta = -\frac{\pi}{2}} = \frac{1}{\sqrt{1+e^{-\zeta'}}} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} \right|_{\rho = 0} \quad (2-4)$$

Из выражения (I-41) следует

$$\left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial \rho} \right|_{\rho = 0} = \frac{E}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^q G_k e^{-n(\sigma_k + \sigma)}$$

Учитывая, что

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \cdot \frac{2\pi}{a}, \quad j_0 = -\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

и суммируя члены убывающей геометрической прогрессии

$e^{-n(\sigma_k + \sigma)}$, получаем окончательно

$$\bar{j}_r = \frac{2}{\sqrt{1+e^{-\zeta}}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{G_k}{e^{\sigma_k + \sigma} - 1} \quad (2-5)$$

Для функции \bar{j}_u из соотношений $\frac{\partial \varphi_u}{\partial \rho} \Big|_{\rho=0} = \frac{u}{2\pi}$ и (2-4) находим

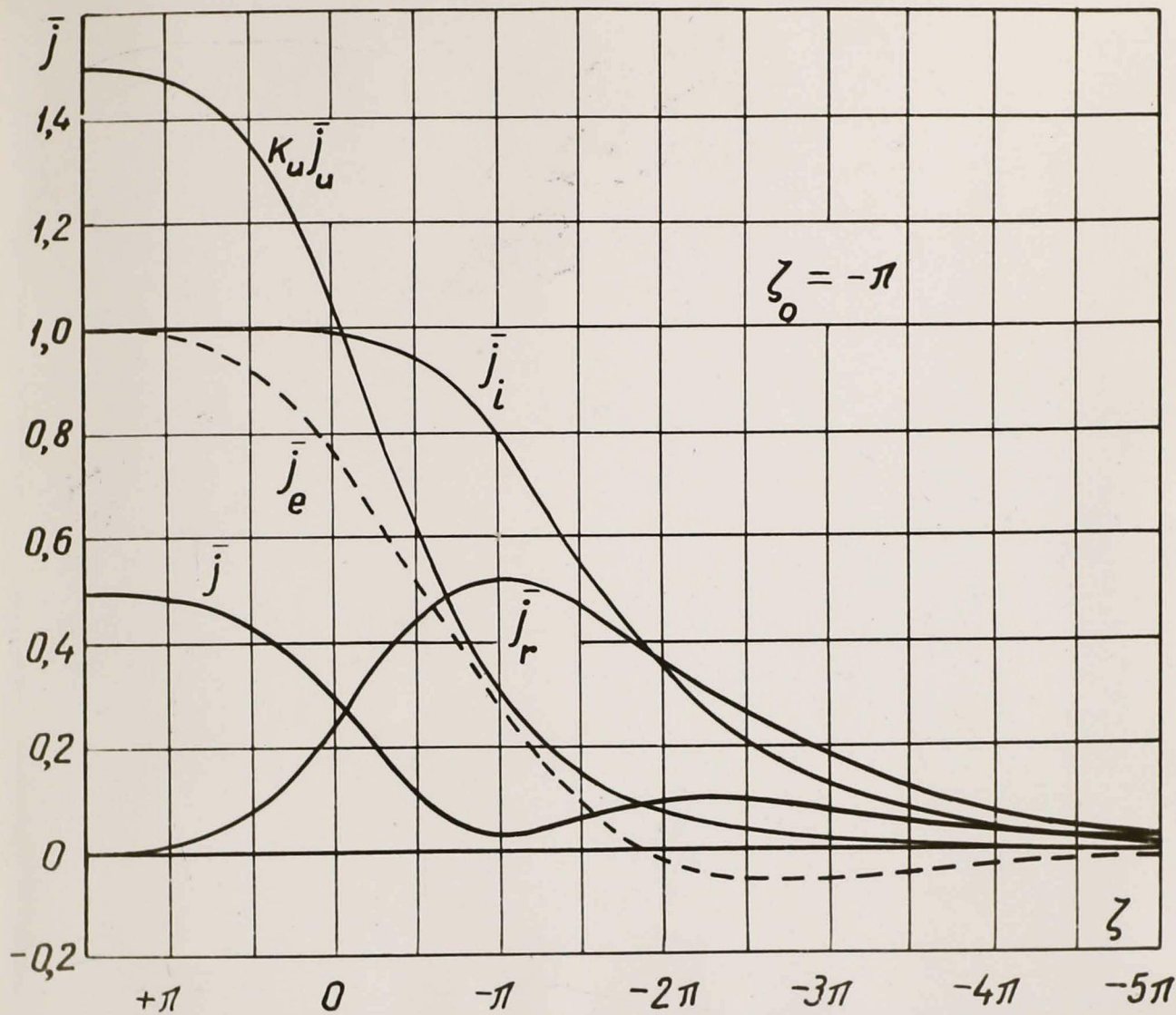
$$\bar{j}_u = \frac{1}{\sqrt{1+e^{-\zeta}}} \quad (2-6)$$

Наконец, учитывая знаки, находим (рис. 2-1) функцию распределения результирующей плотности тока

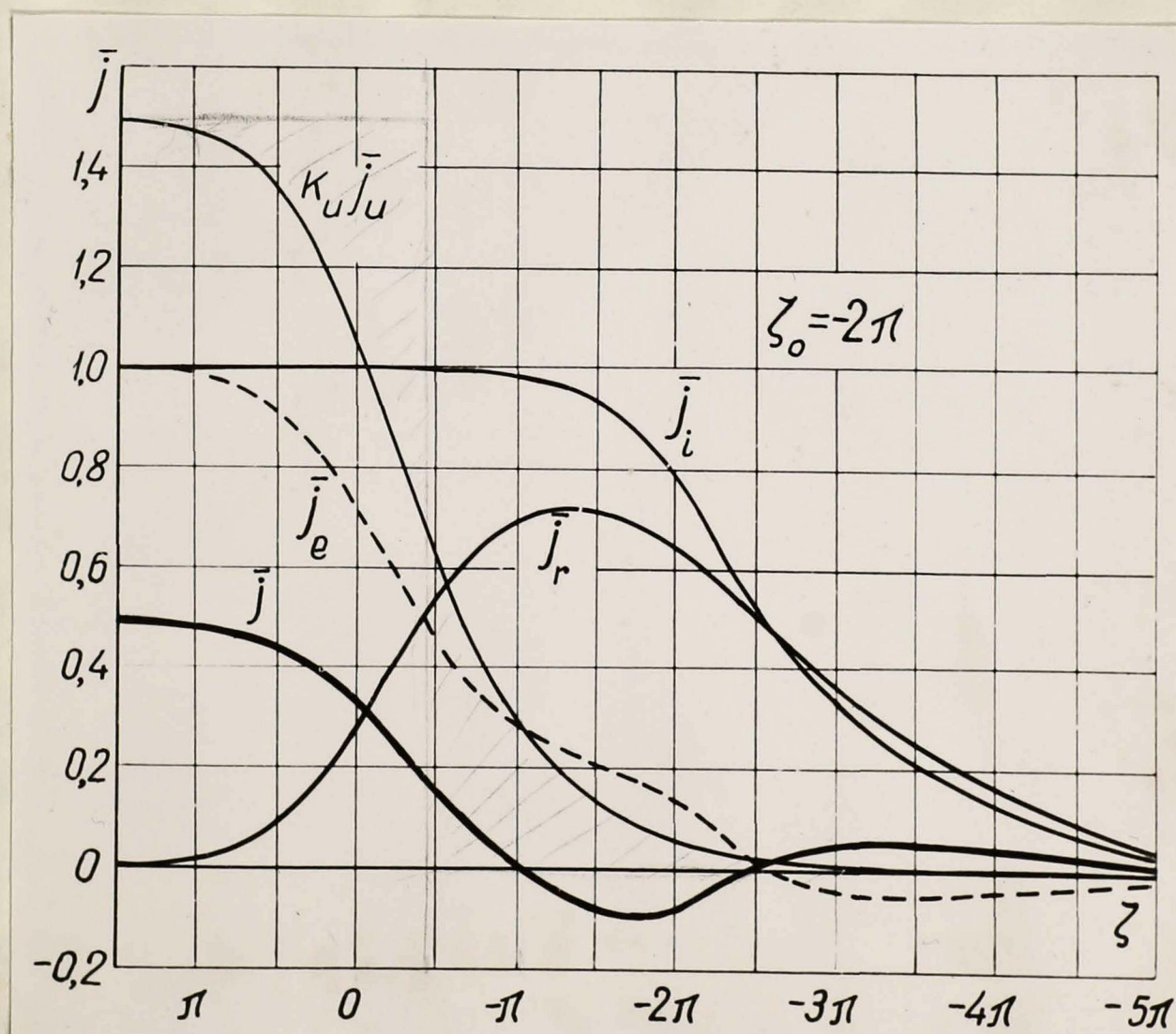
$$\bar{j} = k_u \bar{j}_u - (\bar{j}_i - \bar{j}_r) = k_u \bar{j}_u - \bar{j}_e, \quad (2-7)$$

где $k_u = \frac{u}{E}$. Рассмотрим это уравнение, предполагая сначала k_u неизменным.

При увеличении $|\zeta_0|$ возрастает также \bar{j}_e . При определенном ζ_0 общая плотность тока становится отрицательной, т.е. появляется ток обратного направления. Можно в первом приближении считать, что дальнейшее увеличение $|\zeta_0|$ (удлинение полюсного наконечника) нецелесообразно. Из графиков рис. 2-1 видно, что критическая точка, в которой \bar{j} может становиться отрицательной, находится около края полюсного наконечника. Аналитический расчёт для уточнения месторасположения этой критической точки нецелесообразен, так как функции $g(\zeta)$, применяемые в расчете, выражают распределение магнитного поля только с ограниченной точностью, особенно в районе



2-1,а



2-1,б

Рис. 2-1. Безразмерные функции распределения плотности тока в краевой зоне насоса при $\frac{\alpha}{2\delta} = 1$, $k_u = 1,5$.

края полюсного наконечника.

Таким образом, из условия

$$\bar{j}'(\beta_0) = 0$$

можно найти соответствующее значение $k_u = k_{u0}$:

$$k_{u0} = \frac{\bar{j}_e(\beta_0)}{\bar{j}_u(\beta_0)} = g(\beta_0) \sqrt{1 + e^{-\beta_0}} - \sum_{k=1}^q \frac{G_k}{e^{\sigma_k + \sigma_0} - 1} \quad (2-8)$$

Кривые k_{u0} , рассчитанные по этой формуле, изображены на рис. 2-2. По кривым рис. 2-2 можно найти относительное полюсное превышение β_0 , необходимое для того, чтобы при определенном значении коэффициента k_u общая плотность тока в краевой зоне ещё не становилась отрицательной. Если $k_u > k_{u0}$, то при всех β имеем $\bar{j}' > 0$ (такой случай изображен, например, на рис. 2-1, а), а если $k_u < k_{u0}$ (при данных β_0 и $a/2\delta$), то при некоторых β имеем $\bar{j}' < 0$ (рис. 2-1, б).

Из рис. 2-2 можно получить представление о величине β_0 , которую желательно выбрать для проектируемого насоса. Однако, ниже (§3 - 4) для характеристики энергетических свойств краевой зоны вводится величина $\bar{\eta}_\sigma$, которая является лучшим критерием, чем коэффициент k_{u0} . Поэтому кривые рис. 2-2 в основном служат только иллюстрацией.

2-2. Расчёт токовых коэффициентов α . Для удобства расчёта разделим весь насос на две зоны: среднюю, в которой электрическое и магнитное поля можно принять практически однородными, и краевую, где поля неоднородны. За границу средней зоны целесообразно принять $\beta = \pi$, т.е. $z = a/2$,

где имеем $\bar{j}'_{u0} = 0,98$ • $\bar{j}'_{z0} = 0,015$ •

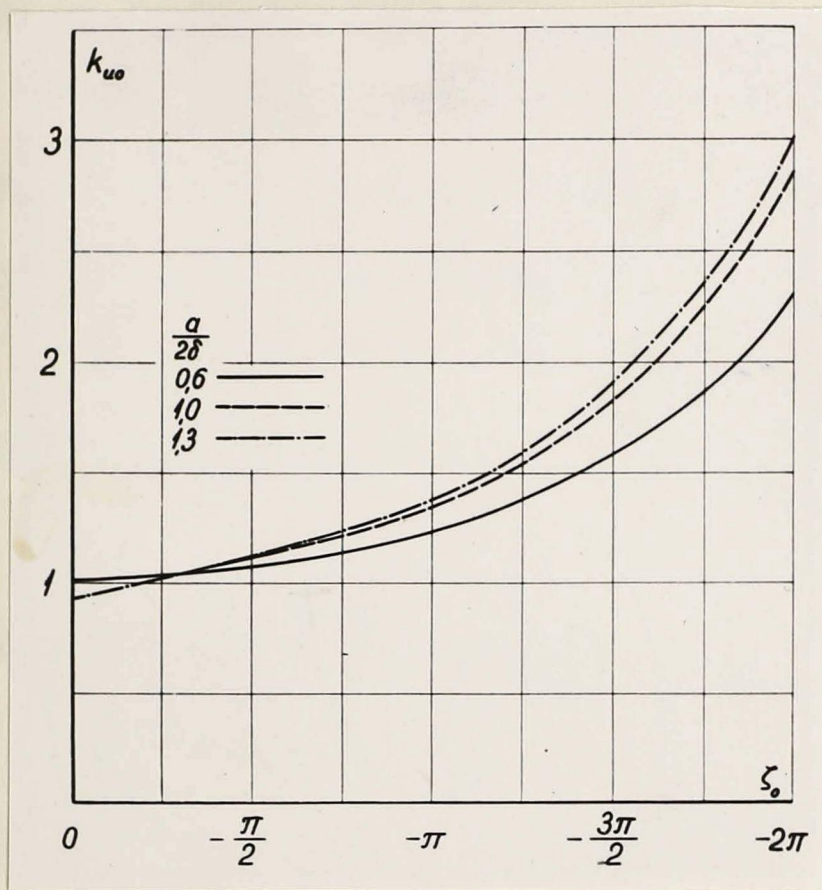


Рис.2-2. Зависимость величины k_{uo} от ζ_0 и $a/2\delta$.

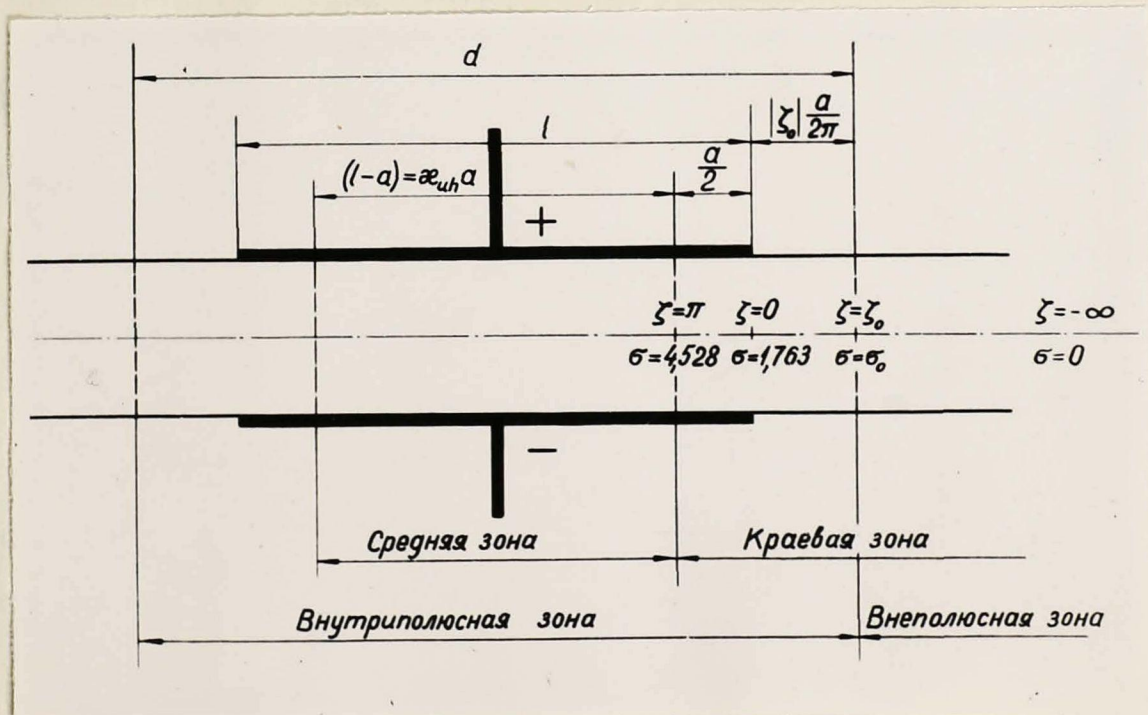


Рис.2-3. К разделению насоса на зоны.

Кривая зона распространяется от $\zeta = \pi$ до $\zeta = -\infty$ и симметрично на втором конце насоса (рис. 2-3).

Среднюю зону области жидкого металла можно представить как прямоугольную призму (рис. 2-4), к противоположным граням которой приложено напряжение U , в ней существуют однородные поля векторов плотности тока \vec{j} и $[\vec{v}\vec{B}]$.

По определению противо-э.д.с.

$$E = vBa, \quad (B-1)$$

производительность

$$Q = vab, \quad (B-10)$$

ток через жидкий металл в средней зоне насоса

$$J_h = (l-a)bj \quad (2-9)$$

и развиваемая в средней зоне электромагнитная сила

$$f_h = J_h Ba, \quad (2-10)$$

Следовательно, электромагнитный изпор, развиваемый в средней зоне,

$$P_h = \frac{f_h}{S} = \frac{J_h B}{b} = (l-a)jB. \quad (2-11)$$

Величины, относящиеся к средней зоне, будем обозначать индексом "h". Элементарным путем получаем для различных величин в средней зоне насоса ряд выражений:

противо-э.д.с.

$$E = vBa = \frac{QB}{b}, \quad (2-12)$$

сопротивление призмы жидкого металла в средней зоне

$$R_h = \frac{a}{\gamma b(l-a)} = \frac{1}{\gamma b \alpha_{uh}}, \quad (2-13)$$

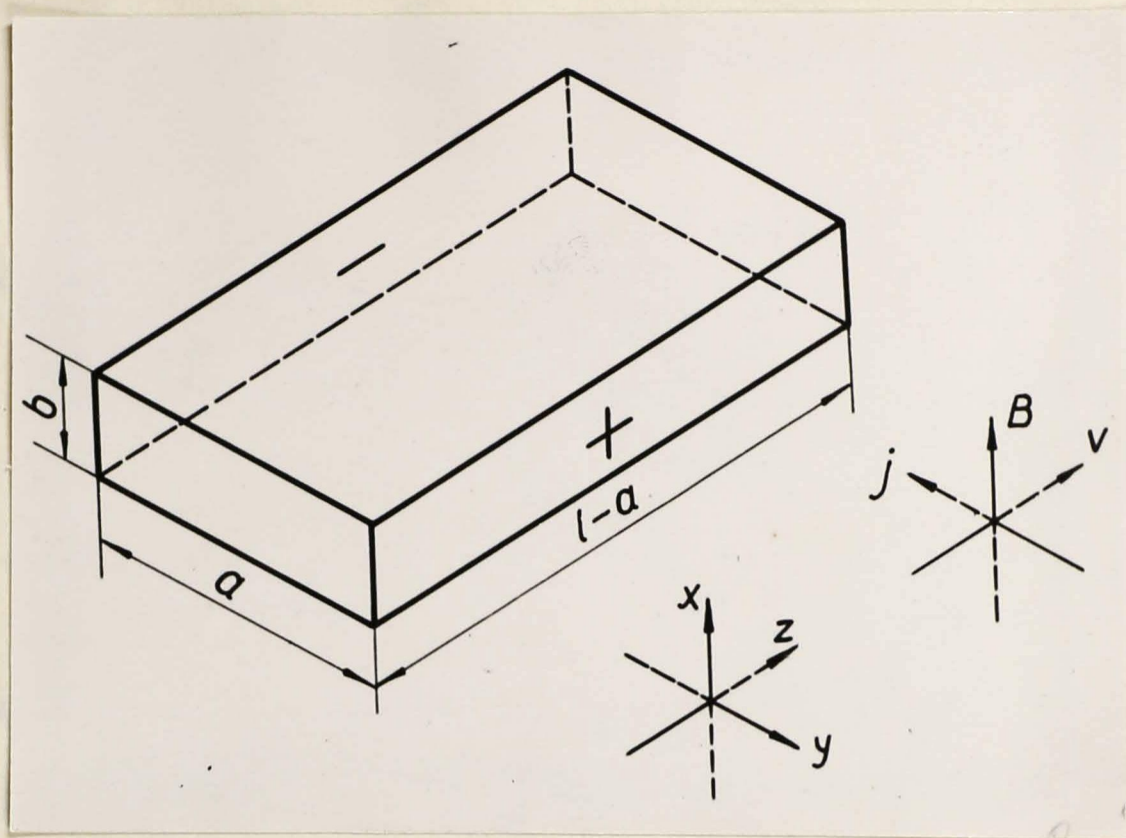


Рис.2-4. Средняя зона насоса.

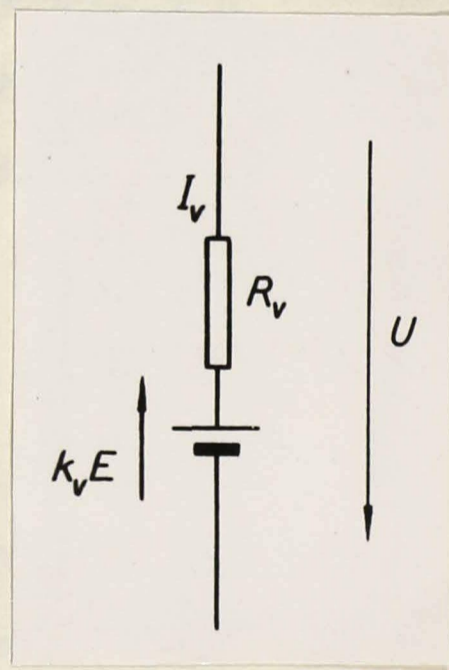
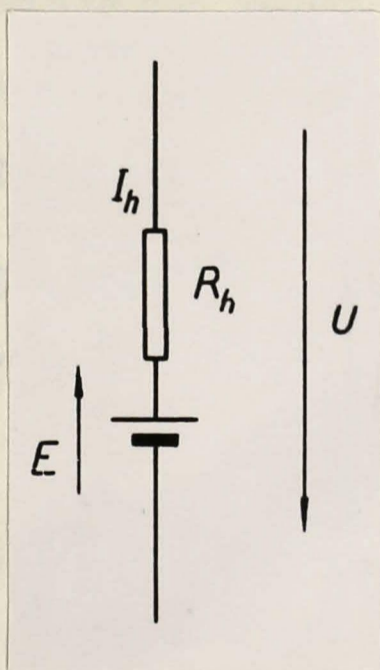


Рис.2-5. Эквивалентная схема средней зоны насоса.

Рис.2-6. Эквивалентная схема краевой зоны насоса.

ТОК

$$J_h = \frac{U-E}{R_h} = \gamma b (U-E) \alpha_{uh}, \quad (2-14)$$

электромагнитный напор

$$p_h = \frac{J_h B}{b} = \gamma B (U-E) \alpha_{uh}, \quad (2-15)$$

потери

$$P_h = J_h^2 R_h = \gamma b (U-E)^2 \alpha_{uh}. \quad (2-16)$$

Электромагнитная мощность, развиваемая в жидком металле в средней зоне насоса,

$$p_h Q = J_h E. \quad (2-17)$$

В формулах (2-13) - (2-16)

$$\alpha_{uh} = \frac{l}{a} - 1 \quad (2-18)$$

есть относительная длина участка. Оказывается, что при помощи аналогичных коэффициентов очень удобно анализировать процессы и в краевой зоне насоса.

Из вышеизложенного следует, что средней зоне насоса соответствует эквивалентная схема, изображенная на рис. 2-5.

Переходя к краевой зоне (рис. 2-6), рассмотрим вначале режим, при котором $E=0$; в этом случае через краевую зону согласно схеме рис. 2-6 протекает ток

$$J_v = \frac{U}{R_v}. \quad (2-19)$$

По аналогии с формулой (2-13) в качестве определения сопротивления R_v пишем выражение

$$R_v = \frac{1}{\gamma b \alpha_{uv}}, \quad (2-20)$$

Для нахождения величины α_{uv} выразим ток J_v через функцию распределения плотности тока \bar{j}_u (так как $E=0$):

$$J_v = 2b \int_{z=-\infty}^{z=a/2} j_{u0} dz = \gamma b U \frac{1}{\pi} \int_{\zeta=-\infty}^{\zeta=\pi} \bar{j}_u d\zeta \quad (2-21)$$

(множитель 2 появляется потому, что учитываются оба конца нососа).

Подставляя значения R_v и J_v из формул (2-20) и (2-21) в выражение (2-19), находим

$$\alpha_{uv} = \frac{1}{\pi} \int_{\zeta=-\infty}^{\zeta=\pi} \bar{j}_u d\zeta \quad (2-22)$$

Из уравнения (1-38) следует, что

$$d\sigma = \frac{d\zeta}{\sqrt{1+e^{-\zeta}}}$$

поэтому

$$\alpha_{uv} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\pi} \frac{d\zeta}{\sqrt{1+e^{-\zeta}}} = \frac{1}{\pi} \sigma_{\pi} \quad (2-22a)$$

где $\sigma = \sigma_{\pi} = 4,549$ соответствует значению $\zeta = \pi$.

Однако последнее выражение необходимо уточнить в связи с тем, что в действительности при $\zeta > \pi$ имеем $\bar{j}_u < 1$. Очевидно для того, чтобы при $\zeta > \pi$ можно было считать $\bar{j}_u = 1$, необходимо "заполнить" током заштрихованную площадку "коррекции" $\pi \alpha_{uk}$ (рис. 2-7). Поэтому вместо формулы (2-22) надо писать

$$\alpha_{uv} = \lim_{\zeta_h \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\zeta_h} \bar{j}_u d\zeta - (\zeta_h - \pi) \right] \quad (2-22b)$$

Согласно соотношению (1-38)

$$\lim_{\zeta_h \rightarrow \infty} (\sigma_h - \zeta_h) = \ln 4,$$

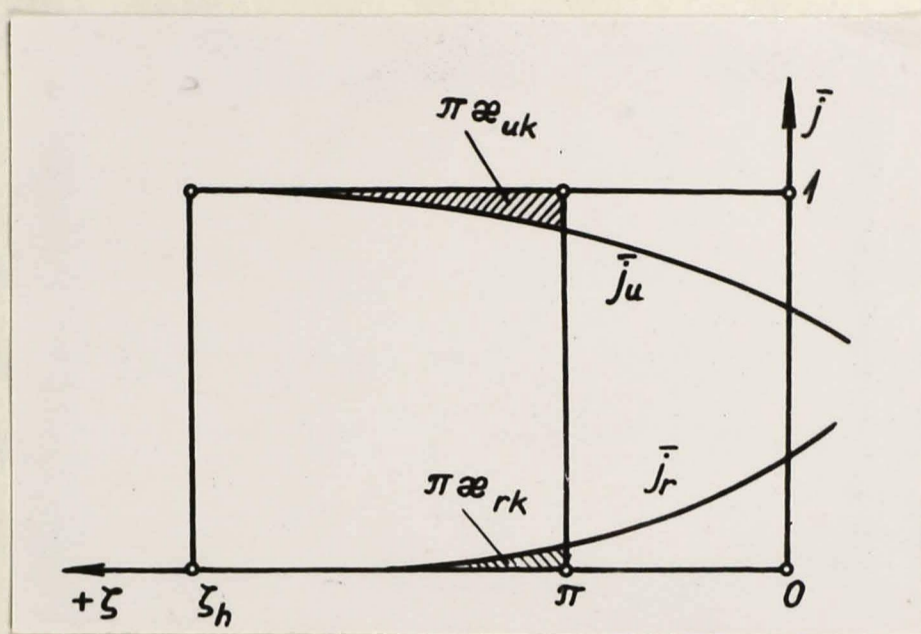


Рис.2-7. К определению коррекции .

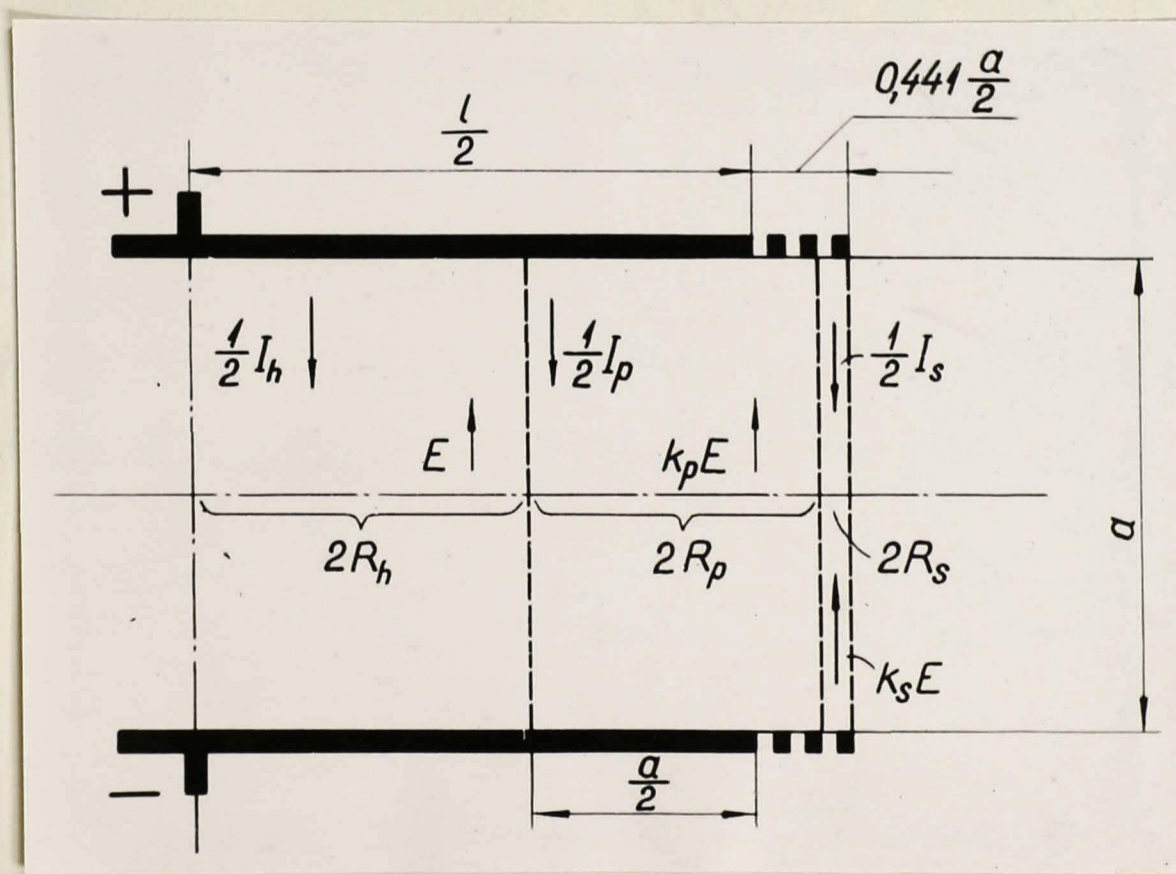


Рис.2-8. К разделению насоса на зоны ($\frac{a}{2\delta} = 1, \zeta_0 = -\pi$).

поэтому окончательно

$$\alpha_{uv} = 1 + \frac{\ln 4}{\pi} \approx 1,441.$$

Этот результат совпадает с результатом Гизонина [89] и Ватте [105]. Таким образом, проводимость канала при $E=0$ такая же, как и у призмы, которая в каждом конце канала удлинена примерно на $0,22a$ за пределами электрода (см. рис. 2-8).

Разделим краевую зону на две части: на так называемую внутриполюсную ($\pi \geq \zeta \geq \zeta_0$, индекс p) и внеполюсную зоны ($\zeta < \zeta_0$, индекс s). Приблизительно можно полагать, что ток, протекающий во внутриполюсной зоне, создает полезный напор, а внеполюсный ток напора не создает. Это предположение будет уточнено в дальнейшем (при расчёте напора); несмотря на свою неприменимость для точного расчёта напора, коэффициенты α , найденные для внутриполюсной и внеполюсной зон в отдельности, помогают характеризовать процессы в краевой зоне. Находим

$$\alpha_{us} = \frac{\sigma_0}{\pi}, \tag{2-23}$$

$$\alpha_{up} = 1,441 - \frac{\sigma_0}{\pi}, \tag{2-24}$$

где $\sigma = \sigma_0$ соответствует $\zeta = \zeta_0$.

Перейдем теперь к коэффициентам α_i , α_r и $\alpha_e = \alpha_i - \alpha_r$. По аналогии с формулой (2-22) определяем:

$$\alpha_i = \frac{1}{\pi} \int_{\zeta_a}^{\zeta_b} j_i^- d\zeta,$$

$$\alpha_n = \frac{1}{\pi} \int_{\zeta_a}^{\zeta_b} j_n^- d\zeta,$$

(2-26)

где ζ_a и ζ_b — границы зон. Следовательно,

$$\alpha_i = \frac{1}{\pi} \int_{\zeta_a}^{\zeta_b} g(\zeta) d\zeta = \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \ln \frac{e^{\zeta_k} + e^{\zeta_b}}{e^{\zeta_k} + e^{\zeta_a}},$$

(2-27)

$$\alpha_n = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \int_{\zeta_a}^{\zeta_b} \frac{d\zeta}{(e^{\zeta_k} - 1) \sqrt{1 + e^{-\zeta}}} = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \ln \frac{1 - e^{-(\zeta_k + \zeta_b)}}{1 - e^{-(\zeta_k + \zeta_a)}},$$

(2-28)

где ζ_k определяются по формуле (1-31), а ζ_a и ζ_b соответствуют ζ_a и ζ_b согласно выражению (1-33).

Вводим Π для коэффициентов α_{iv} и α_{nv} коррекцию аналогично тому, как это делалось при расчёте α_{uv} . В связи с этим величина α_{iv} определяется как

$$\alpha_{iv} = \lim_{\zeta_n \rightarrow -\infty} \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\zeta_n} g(\zeta) d\zeta - (\zeta_n - \pi) \right] = 1 - \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \zeta_k,$$

(2-29)

а величину α_{is} получаем из формулы (2-27) подстановкой границ $\zeta_a = -\infty$, $\zeta_b = \zeta_0$ и элементарными преобразованиями:

$$\alpha_{is} = \frac{-\zeta_0}{\pi} + \sum_{k=1}^q G_k (k-1) + \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \ln [1 + e^{\zeta_0 - (k-1)\pi}]$$

(2-30)

Далее

$$\alpha_{ip} = \alpha_{iv} - \alpha_{is} \quad (2-31)$$

Для α_{rv} (см. рис. 2-7) коррекция α_{rk} вводится просто подстановкой в формулу (2-28) верхнего предела

$\sigma_b \rightarrow \infty$:

$$\alpha_{rv} = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \ln \frac{1}{1 - e^{-\sigma_k}}, \quad (2-32)$$

$$\alpha_{rp} = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \ln \frac{1}{1 - e^{-(\sigma_k + \sigma_0)}}, \quad (2-33)$$

$$\alpha_{rs} = \alpha_{rv} - \alpha_{rp} \quad (2-34)$$

По формулам (2-23), (2-24), (2-29)–(2-34) подсчитаны коэффициенты α в зависимости от ζ_0 и $a/2\delta$ (рис. 2-9).

2-3. Определение параметров эквивалентной схемы.

Прежде всего рассмотрим крайнюю зону в целом (см. рис. 2-6). Сопротивление R_v уже определено в режиме $E=0$ [формулы (2-20), (2-22)], и естественно потребовать, чтобы оно не изменилось при любых соотношениях E и U . Оказывается, что это требование влечет за собой появление коэффициента k_v в схеме рис. 2-6.

Действительно, в режиме $U=0$ (короткое замыкание) ток через крайнюю зону

$$J_{ev} = J_{iv} - J_{rv} = \gamma b E (\alpha_{iv} - \alpha_{rv}) = \gamma b E \alpha_{ev} \quad (2-35)$$

если ток определяется при помощи коэффициента $\mathcal{H}_{er} = \mathcal{H}_{ir} - \mathcal{H}_{ro}$.

С другой стороны этот же ток, согласно эквивалентной схеме, равен

$$J_{er} = \frac{k_r E}{R_r} \quad (2-36)$$

Приравнивая друг другу J_{er} из формул (2-35) и (2-36) и используя выражение (2-20), получаем

$$k_r = \frac{\mathcal{H}_{er}}{\mathcal{H}_{io}} \quad (2-37)$$

Так как в общем случае $\mathcal{H}_{er} \neq \mathcal{H}_{io}$, то и $k_r \neq 1$.

Аналогично находим для внутрислолюсной части краевой зоны

$$R_p = \frac{1}{\gamma b \mathcal{H}_{ip}} \quad (2-38)$$

$$k_p = \frac{\mathcal{H}_{ep}}{\mathcal{H}_{ip}} \quad (2-39)$$

и для внепололюсной зоны

$$R_s = \frac{1}{\gamma b \mathcal{H}_{us}} \quad (2-40)$$

$$k_s = \frac{\mathcal{H}_{es}}{\mathcal{H}_{us}} \quad (2-41)$$

Здесь $\mathcal{H}_{ep} = \mathcal{H}_{ip} - \mathcal{H}_{rp}$, $\mathcal{H}_{es} = \mathcal{H}_{is} - \mathcal{H}_{rs}$.

Кривые коэффициентов \mathcal{H}_{us} , \mathcal{H}_{ip} , k_s , k_p показаны на рис. 2-9, б. Эквивалентная схема канала насоса изображена на рис. 2-10, а.

Объединив ветви R_h и R_p в ветвь R_a (рис. 2-10, б), при помощи законов Кирхгофа находим:

$$R_a = \frac{R_h R_p}{R_h + R_p} = \frac{1}{\gamma b (\mathcal{H}_{ih} + \mathcal{H}_{ip})} \quad (2-42)$$

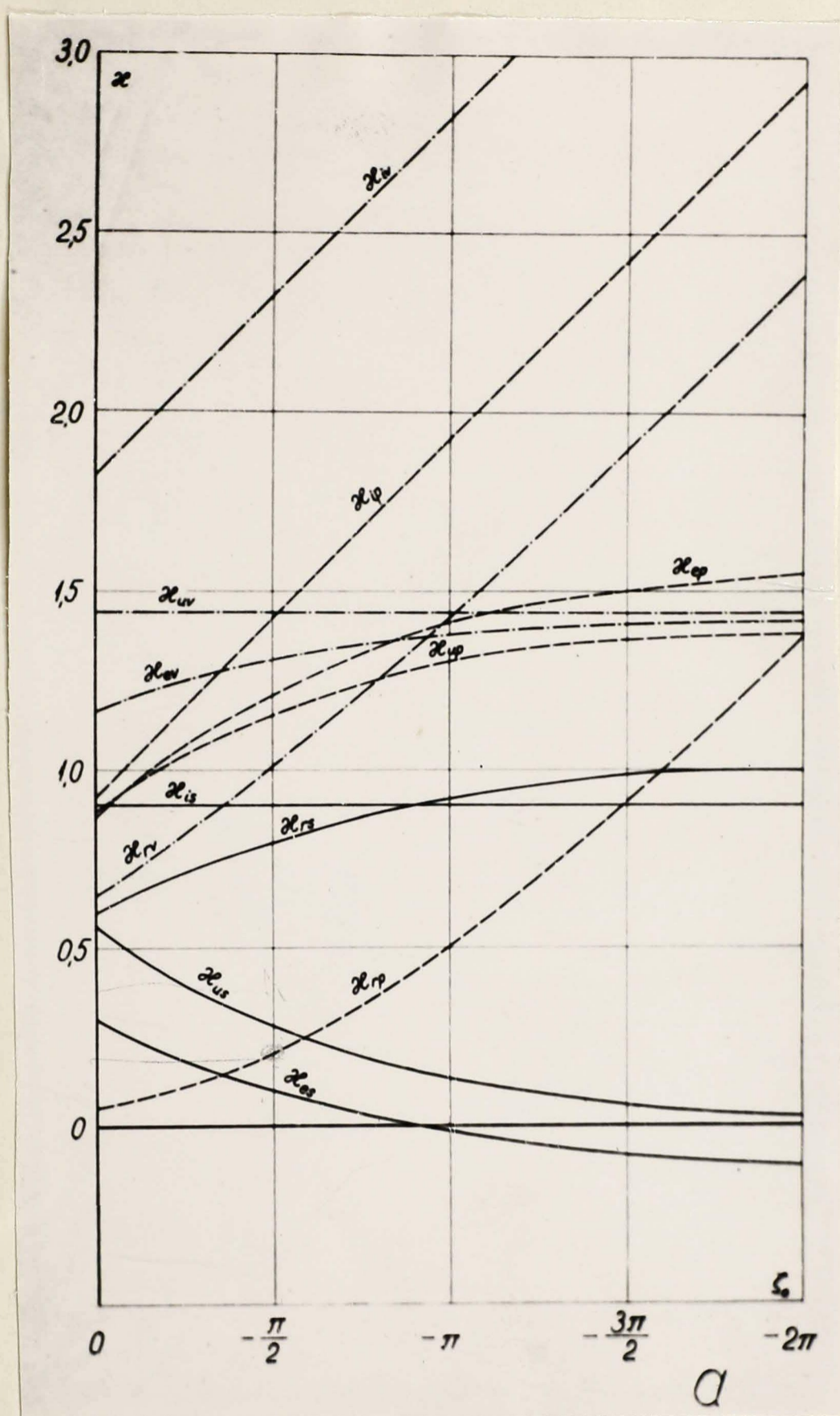


Рис.2-9. Коэффициенты α и k для токов J_p, J_s .
 a - все коэффициенты α при $\frac{a}{2\delta} = 1$.

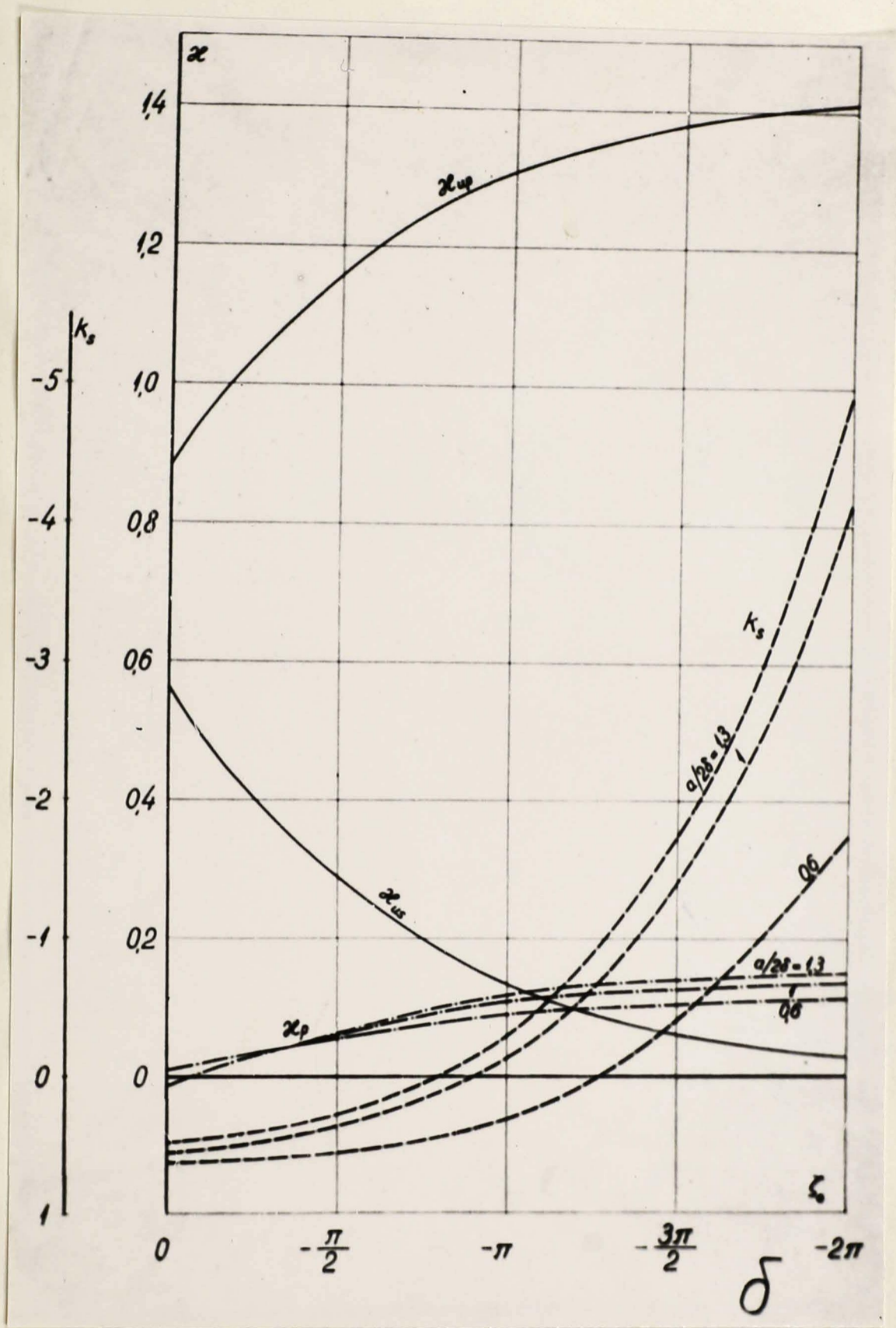


Рис.2-9. (продолжение). Коэффициенты α и k для токов $\mathcal{I}_p, \mathcal{I}_s$. δ - коэффициенты $\alpha_{us}, \alpha_{up}, k_s$ и k_p , применяемые в расчётах, при разных $a/2\delta$.

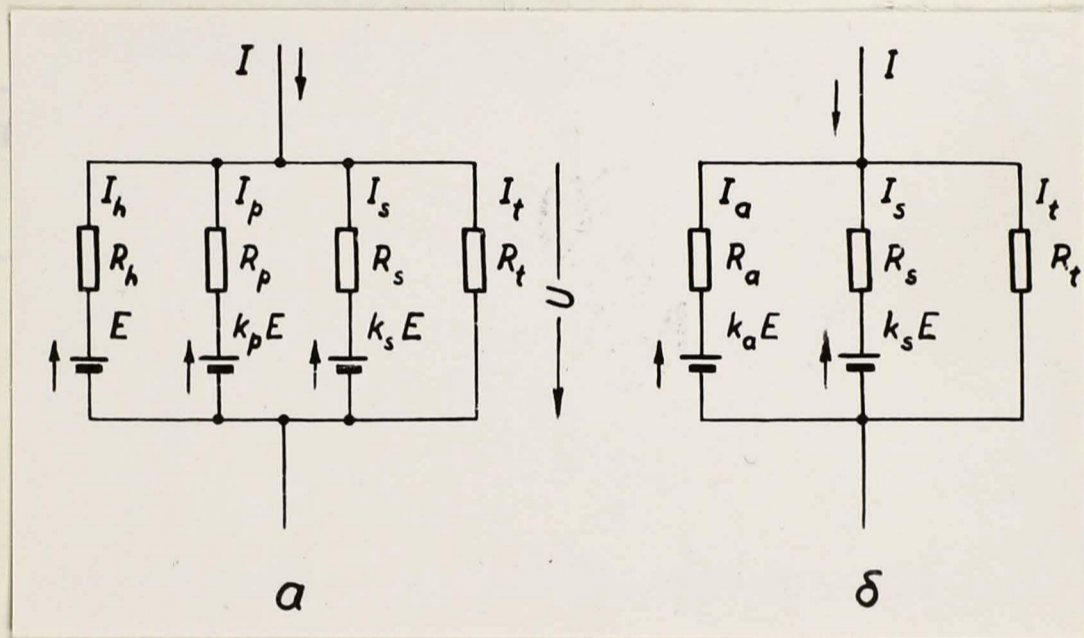


Рис.2-10. Эквивалентная схема канала насоса (для токов I_p, I_s) . а - ветви R_h и R_p отдельно; б - ветви R_h и R_p объединены в ветвь R_a .

$$k_a = \frac{1 + k_p \frac{R_h}{R_p}}{1 + \frac{R_h}{R_p}} = \frac{\alpha_{uh} + \alpha_{ep}}{\alpha_{uh} + \alpha_{up}} = 1 + \frac{\alpha_p}{\alpha_{uh} + \alpha_{up}}, \quad (2-43)$$

где $\alpha_p = \alpha_{ip} - \alpha_{zp} - \alpha_{up} = \alpha_{ep} - \alpha_{up}$.

Сопротивление стенок равно

$$R_t = \frac{a}{2\gamma_t b_t (l + 0,441a)} = \frac{1}{2\gamma_t b_t (\alpha_{uh} + \alpha_{up} + \alpha_{us})} = \quad (2-44)$$

$$= \frac{1}{2\gamma_t b_t (\alpha_{uh} + 1,441)}.$$

Токи J_a , J_s и J_t равны

$$J_a = \frac{U - k_a E}{R_a}, \quad (2-45)$$

$$J_s = \frac{U - k_s E}{R_s}, \quad (2-46)$$

$$J_t = \frac{U}{R_t}. \quad (2-47)$$

3. Расчёт токов с учётом их участия в создании напора

3-1. Выражение для электромагнитного напора. Представляет интерес разделить весь ток в краевой зоне \mathcal{I} на две части с таким расчетом, чтобы одна из них могла считаться рабочим током, создающим электромагнитный напор, а вторая представляла бы обходной ток, который не создает напора. Ясно, что разделение тока \mathcal{I} на составляющие \mathcal{I}_p и \mathcal{I}_s , рассмотренные в § 2, не соответствуют этим требованиям.

Для решения поставленной задачи необходимо получить выражение для электромагнитного напора.

В элементарном объёме канала насоса dV развивается электромагнитная сила

$$d\vec{f}_{em} = [\vec{j} \vec{B}] dV. \quad (3-1)$$

Направления векторов \vec{j} и \vec{B} выбираются так, чтобы направление силы $d\vec{f}_{em}$ по возможности совпало с направлением от входа к выходу насоса. Для характеристики этого направления вводим единичный вектор \vec{e}_s , перпендикулярный площади поперечного сечения канала S и направленный от входа к выходу насоса. Электромагнитный напор, развиваемый в канале насоса

$$p = \int_V \left(\frac{\vec{e}_s}{S} [\vec{j} \vec{B}] \right) dV. \quad (3-2)$$

Примем те же упрощения, как и при расчете распределения потенциала. Тогда (рис.3-1)

$$\vec{e}_s = \vec{e}_x; \quad [j\vec{B}] = -j_y B_x \vec{e}_x = -j \cos \alpha g(\zeta) B \vec{e}_x;$$

$$S = ab; \quad dV = b dy dx; \quad V = 4 \int_{y=0}^{y=a/2} \int_{z=-\infty}^{z=l/2} dV$$

и интеграл (3-2) принимает вид

$$\rho = -\frac{4B}{a} \int_{y=0}^{y=a/2} \int_{z=-\infty}^{z=l/2} j \cos \alpha g(\zeta) dy dz. \quad (3-2a)$$

Величина $j \cos \alpha$ равна сумме проекций составляющих плотности тока на y - ось:

$$j \cos \alpha = -j \left(\frac{\partial \varphi_u}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_r}{\partial y} \right) + j_i.$$

Интегрируя частные производные от потенциала вдоль оси y (в пределах полоски шириной dx), получаем потенциалы на границе $y = a/2$:

$$\int_{y=0}^{y=a/2} \frac{\partial \varphi_u}{\partial y} dy = \frac{\varphi_{ut}}{2}; \quad \int_{y=0}^{y=a/2} \frac{\partial \varphi_r}{\partial y} dy = \frac{\varphi_{rt}}{2}, \quad (3-3)$$

которые являются функциями координаты z или, в другом масштабе, координаты $\zeta = 2z\pi/a$. Эти потенциалы будем описывать с помощью функций $\bar{\varphi}_u$ и $\bar{\varphi}_r$, определяемых выражениями:

$$\bar{\varphi}_u = \frac{\varphi_{ut}}{u}, \quad \bar{\varphi}_r = \frac{\varphi_{rt}}{E}. \quad (3-4)$$

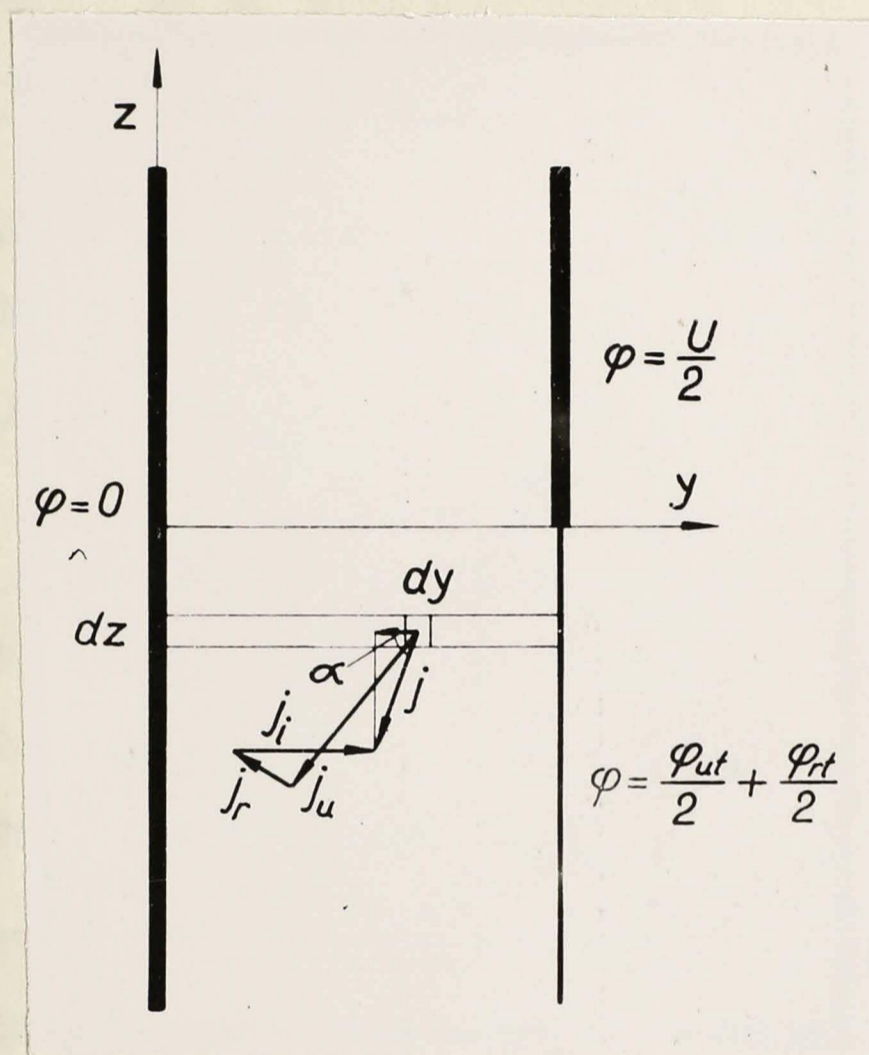


Рис.3-1. К расчету электромагнитного напора.

При $\zeta > 0$ ($z > 0$) имеем $\bar{\varphi}_u = 1$, $\bar{\varphi}_r = 0$. При $\zeta < 0$ для $\bar{\varphi}_u$ и $\bar{\varphi}_r$ получаем выражения [см. формулы (1-18), (1-41)]

$$\bar{\varphi}_u = \frac{\rho}{\pi}, \quad (3-5)$$

$$\bar{\varphi}_r = \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{e^{-\sigma_k} \sin \rho}{1 - e^{-\sigma_k} \cos \rho}. \quad (3-6)$$

Связь между координатами ρ и ζ при $\sigma = 0$ ($\eta = +\frac{\pi}{2}$, $\zeta < 0$) получаем из второй формулы (1-22):

$$\cos \rho = 1 - 2e^{\zeta}, \quad \zeta = \ln \frac{1 - \cos \rho}{2}. \quad (3-7)$$

Разделяем насос на среднюю и краевую зоны, как и выше. В связи с этим в качестве верхнего предела интегрирования выбираем $z = a/2$, а напор p_h , развиваемый в средней зоне, подсчитаем по формуле (2-15).

Обозначая электромагнитный напор, развиваемый в краевой зоне (от $z = -\infty$ до $z = a/2$ и симметрично на втором конце насоса) через p_g , получаем после несложных преобразований интеграла (3-2а)

$$p_g = \gamma B (x_{uq} U - x_{eq} E). \quad (3-8)$$

(Было бы правильнее обозначить ^{этот} напор через p_v , поскольку он создается всем током J_v . Но так как позже вводится ток J_g , то применяется обозначение p_g).

3-2. Токовые коэффициенты для J_g , J_b . Коэффициенты \mathcal{H}_{uq} и \mathcal{H}_{eq} определяются следующим образом:

$$\mathcal{H}_{uq} = \lim_{\zeta_h \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\zeta_h} \bar{\varphi}_u \bar{j}_i d\zeta - (\zeta_h - \pi) \right]; \quad (3-9)$$

$$\mathcal{H}_{eq} = \mathcal{H}_{iq} - \mathcal{H}_{rq}; \quad (3-10)$$

$$\mathcal{H}_{iq} = \lim_{\zeta_h \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \left[\int_{-\infty}^{\zeta_h} \bar{j}_i^{-2} d\zeta - (\zeta_h - \pi) \right]; \quad (3-11)$$

$$\mathcal{H}_{rq} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^0 \bar{\varphi}_r \bar{j}_i d\zeta. \quad (3-12)$$

Величина ζ_h введена, как и при расчете коэффициентов \mathcal{H}_r , с целью корригировать отклонение функции $j_i = g(\zeta)$ от значения $\bar{j}_i = 1$ при $\zeta > \pi$. Если бы такого отклонения не существовало, можно было бы просто писать

$$\mathcal{H}_{uq} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\pi} \bar{\varphi}_u \bar{j}_i d\zeta, \quad (3-9a)$$

$$\mathcal{H}_{iq} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\pi} \bar{j}_i^{-2} d\zeta. \quad (3-11a)$$

Верхний предел интеграла (3-12) равен нулю, так как при $\zeta > 0$ имеем $\bar{\varphi}_r = 0$.

Подставляя в формулах (3-9), (3-11), (3-12) выражения $\bar{\varphi}_u, \bar{\varphi}_r, \bar{j}_i = g(\zeta)$ из формул (3-5), (3-6) и (1-29), можно найти все коэффициенты $\mathcal{H}_{uq}, \mathcal{H}_{rq}, \mathcal{H}_{iq}$.

Расчет интегралов (3-9), (3-11) и (3-12) не приводится ввиду его громоздкости. Окончательные выражения

для $\mathcal{H}_{uq}, \mathcal{H}_{iq}, \mathcal{H}_{rq}$ таковы:

$$\mathcal{H}_{uq} = 1 + \frac{\ln 4}{\pi} - \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \sigma_k; \quad (3-96)$$

$$x_{iq} = 1 - \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q \sum_{m=1}^q G_k G_m \left[\zeta_m + \frac{(k-m)\pi}{e^{(k-m)\pi} - 1} \right] i \quad (3-11 \text{ б})$$

$$x_{iq} = \frac{2}{\pi} \sum_{m=1}^q \sum_{k=1}^q G_m G_k \ln \frac{1 + \sqrt{1 + e^{-\zeta_k}}}{1 + e^{-\zeta_m} + (1 - e^{-\zeta_m}) \sqrt{1 + e^{-\zeta_k}}} \quad (3-12 \text{ б})$$

Коэффициенты x_{iq} , $x_{iv} = \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^q G_k \zeta_k$, x_q и k_0 (см. § 3-3), необходимые в расчетах, сведены в таблицу 3-1 и изображены графически при помощи кривых рис. 3-2.

Отметим, что имеет место тождество

$$x_{iq} = x_{ev} \quad (3-13)$$

при этом не только для функций $g(\zeta) = j\bar{c}$ вида (1-29), но и для единичной функции [$g(\zeta) = 1$ при $\zeta > \zeta_0$, $g(\zeta) = 0$ при $\zeta < \zeta_0$]. Повидимому, это тождество является следствием проявления принципа дуальности электрических цепей в рассматриваемом случае.

3-3. Параметры эквивалентной схемы. Для определения параметров эквивалентной схемы найдем сначала ток \mathcal{I}_q , который создавал бы напор ρ_q , протекая в области с однородной индукцией B :

$$\rho_q = \frac{\mathcal{I} B}{b} \quad (3-14)$$

Приравнивая значения ρ_q из формул (3-14) и (3-8), получаем

$$\mathcal{I}_q = \gamma b (x_{iq} \mathcal{U} - x_{eq} E) \quad (3-15)$$

Поочередно приравнивая нулю E и \mathcal{U} , находим параметры ветви эквивалентной схемы (рис. 3-3, а):

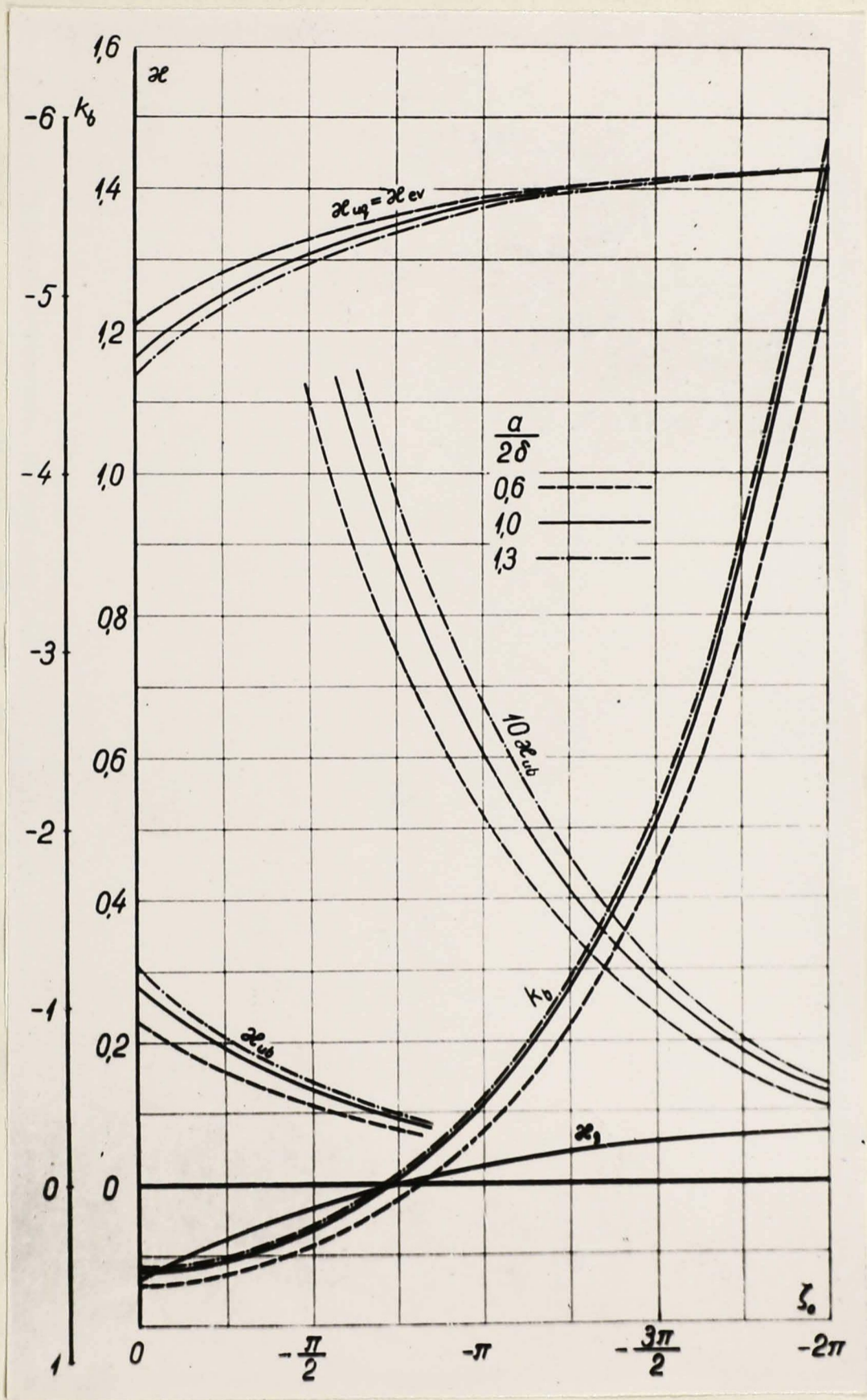


Рис.3-2. Кривые коэффициентов α и k
 (для токов $\mathcal{I}_2, \mathcal{I}_6$).

Коэффициенты x и k для токов I_g, I_b .

а) x_{ub}

ζ_0 $ z_0 $ $\frac{a}{2\delta}$	0	$-\frac{\pi}{2}$	$-\pi$	$-\frac{3\pi}{2}$	-2π	$-\frac{5\pi}{2}$
	0	$\frac{a}{4}$	$\frac{a}{2}$	$\frac{3a}{4}$	a	$\frac{5a}{4}$
1,3	0,3055	0,1459	0,0672	0,0307	0,0140	0,0064
1,2	0,2968	0,1417	0,0653	0,0299	0,0136	0,0062
1,1	0,2875	0,1373	0,0633	0,0289	0,0132	0,0060
1,0	0,2776	0,1327	0,0612	0,0280	0,0128	0,0058
0,9	0,2671	0,1278	0,0589	0,0269	0,0123	0,0056
0,8	0,2560	0,1226	0,0566	0,0259	0,0118	0,0054
0,7	0,2442	0,1173	0,0541	0,0248	0,0113	0,0051
0,6	0,2319	0,1118	0,0517	0,0236	0,0108	0,0049
0,5	0,2193	0,1063	0,0493	0,0225	0,0103	0,0047
0,4	0,2071	0,1016	0,0472	0,0216	0,0099	0,0045

5) \mathcal{H}_{uq}

ζ_0 $\frac{a}{2\delta}$	0	$-\frac{\pi}{2}$ $\frac{a}{4}$	$-\pi$ $\frac{a}{2}$	$-\frac{3\pi}{2}$ $\frac{3a}{4}$	-2π a	$-\frac{5\pi}{2}$ $\frac{5a}{4}$
1,3	I,1357	I,2954	I,3740	I,4105	I,4273	I,4349
1,2	I,1445	I,2996	I,3760	I,4114	I,4277	I,4351
1,1	I,1538	I,3040	I,3780	I,4123	I,4281	I,4353
1,0	I,1636	I,3086	I,3801	I,4133	I,4285	I,4355
0,9	I,1741	I,3135	I,3823	I,4143	I,4290	I,4357
0,8	I,1853	I,3196	I,3847	I,4154	I,4295	I,4359
0,7	I,1971	I,3240	I,3871	I,4165	I,4300	I,4361
0,6	I,2094	I,3295	I,3896	I,4177	I,4305	I,4364
0,5	I,2220	I,3349	I,3920	I,4187	I,4310	I,4366
0,4	I,2342	I,3397	I,3941	I,4197	I,4314	I,4368

b) α_9

ζ_0 $ z_0 $ $\frac{a}{2\delta}$	0	$-\frac{\pi}{2}$ $\frac{\alpha}{4}$	$-\pi$ $\frac{\alpha}{2}$	$-\frac{3\pi}{2}$ $\frac{3\alpha}{4}$	-2π α	$-\frac{5\pi}{2}$ $\frac{5\alpha}{4}$
1,3	- 0,1405	- 0,0336	+ 0,0321	0,0658	0,0819	0,0894
1,2	- 0,1387	- 0,0334	+ 0,0308	0,0636	0,0793	0,0866
1,1	- 0,1368	- 0,0333	+ 0,0292	0,0611	0,0763	0,0834
1,0	- 0,1349	- 0,0334	+ 0,0274	0,0583	0,0730	0,0798
0,9	- 0,1329	- 0,0338	+ 0,0252	0,0550	0,0692	0,0758
0,8	- 0,1309	- 0,0343	+ 0,0226	0,0513	0,0650	0,0713
0,7	- 0,1293	- 0,0357	+ 0,0191	0,0467	0,0598	0,0658
0,6	- 0,1275	- 0,0372	+ 0,0154	0,0417	0,0543	0,0600
0,5	- 0,1266	- 0,0400	+ 0,0103	0,0355	0,0474	0,0530
0,4	- 0,1260	- 0,0434	+ 0,0048	0,0290	0,0405	0,0457

2) k_6

ζ_0 $ z_0 $ $\frac{a}{2\delta}$	0	$-\frac{\pi}{2}$	$-\pi$	$-\frac{3\pi}{2}$	-2π	$-\frac{5\pi}{2}$
	0	$\frac{a}{4}$	$\frac{a}{2}$	$\frac{3a}{4}$	a	$\frac{5a}{4}$
1,3	0,4597	0,2302	- 0,4775	- 2,142	- 5,846	- 13,99
1,2	0,4672	0,2355	- 0,4715	- 2,131	- 5,824	- 13,95
1,1	0,4758	0,2426	- 0,4618	- 2,113	- 5,784	- 13,86
1,0	0,4859	0,2520	- 0,4473	- 2,084	- 5,723	- 13,73
0,9	0,4976	0,2643	- 0,4269	- 2,042	- 5,632	- 13,53
0,8	0,5114	0,2800	- 0,3992	- 1,984	- 5,507	- 13,25
0,7	0,5294	0,3042	- 0,3531	- 1,886	- 5,293	- 12,79
0,6	0,5499	0,3329	- 0,2973	- 1,767	- 5,034	- 12,22
0,5	0,5773	0,3757	- 0,2093	- 1,578	- 4,615	- 11,31
0,4	0,6085	0,4277	- 0,1013	- 1,340	- 4,106	- 10,17

$$R_q = \frac{1}{\gamma b \alpha_{uq}}, \quad (3-16)$$

$$k_q = \frac{\alpha_{eq}}{\alpha_{uq}}. \quad (3-17)$$

Весь ток в краевой зоне

$$J_u = J_p + J_s = \gamma b (1,441 u - \alpha_{ev} E). \quad (3-18)$$

Обходной ток J_b определен как разность

$$J_b = J_u - J_q. \quad (3-19)$$

Ток J_b не создает напора. В соответствии с этим вводим коэффициенты

$$\alpha_{ub} = 1,441 - \alpha_{uq}, \quad (3-20)$$

$$\alpha_{eb} = \alpha_{ev} - \alpha_{eq}. \quad (3-21)$$

Получаем

$$J_b = \gamma b (\alpha_{ub} u - \alpha_{eb} E), \quad (3-22)$$

$$R_b = \frac{1}{\gamma b \alpha_{ub}}, \quad (3-23)$$

$$k_b = \frac{\alpha_{eb}}{\alpha_{ub}}. \quad (3-24)$$

Следовательно, ток в краевой зоне J_u может быть разложен на составляющие двояким образом:

$$J_u = J_p + J_s = J_q + J_b. \quad (3-25)$$

Составляющие J_p и J_s характеризуют распределение тока по участкам продольной оси, в то время как J_q и J_b характеризуют участие тока в создании напора. Определение J_p и J_s более наглядно, но J_q и J_b имеют более важный прак-

тический смысл. Можно формально указать точку на продольной оси, в которой ток J_r как бы "разделяется" на J_2 и J_6 . В этой точке $\zeta = \zeta_0'$; этому соответствует

$$\sigma = \sigma_0' = \pi R_{uv} \quad (3-26)$$

Но фактически при определении J_2 учитывался весь ток в краевой зоне, и результат $J_2 < J_r$ обусловлен неравномерностью распределения магнитной индукции в краевой зоне. Поэтому координата σ_0' есть величина чисто формальная. Также совершенно формальным и ненаглядным получается определение границ рабочей зоны, которое может быть предложено на основе формул (3-26), (3-16) и т.д.; при этом такое определение не нужно для практического анализа работы насоса. Поэтому мы считаем правильным отказаться от попыток определить пространственные границы рабочей и обходной зон. Вышеприведенные формулы позволяют найти все величины (R_2, R_6, k_2, k_6 и т.д.), которые однозначно характеризуют все свойства насоса, представляющие интерес.

Таким образом, получаем схему рис. 3-3а, которая внешне похожа на часть схемы рис. 2-10а, однако, существенно отличается от последней смыслом токов J_2 и J_6 . Ветвь R_2 схемы рис. 3-3а не вполне аналогична эквивалентной схеме средней зоны насоса (см. рис. 2-5). Действительно, в последней схеме величина $P_h = J_h^2 R_h$ есть потери в жидком металле, а величина $J_h E$ равна электромаг-

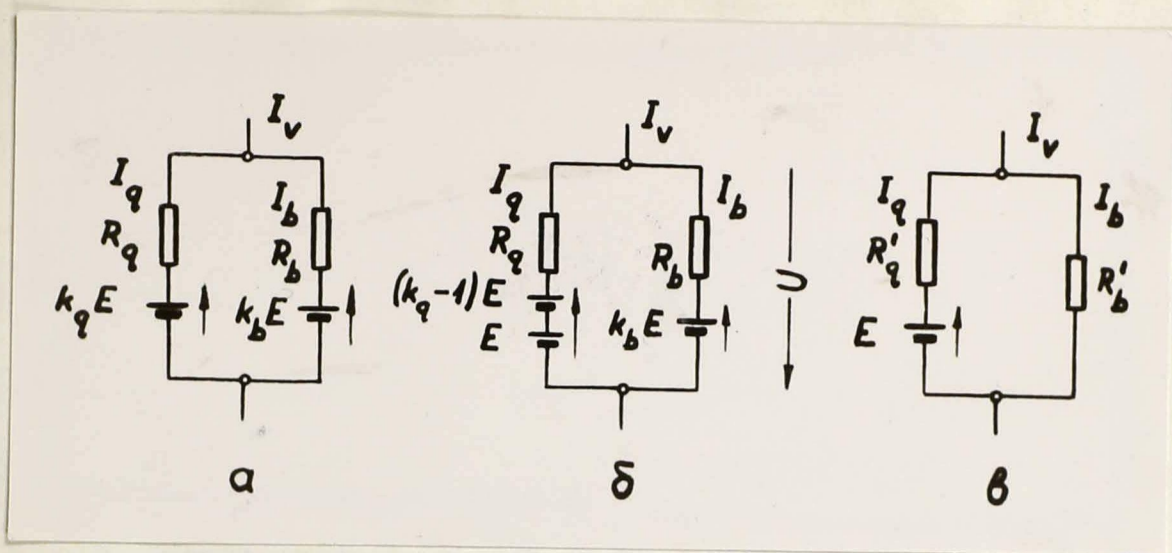


Рис. 3-3. Различные варианты эквивалентной схемы краевой зоны канала насоса:

а- R_q и R_b — постоянные, энергетические соотношения не соответствуют привычным представлениям;

б- вариант схемы а;

в- R'_q и R'_b зависят от отношения $k_u = u/E$.

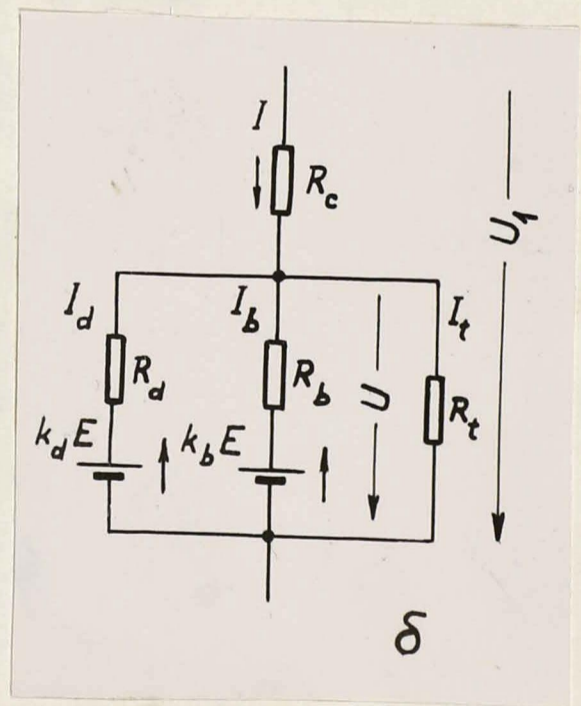
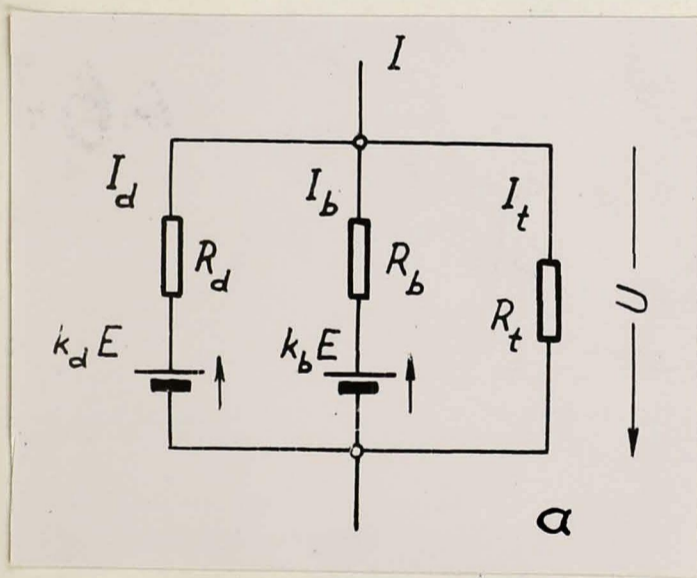


Рис. 3-4. Эквивалентная схема насоса постоянного тока: а- без учета обмотки возбуждения; б- с учетом обмотки возбуждения.

нитной мощности, которая преобразуется в механическую:

$$p_k Q = J_k E. \quad (2-17)$$

В схеме рис. (3-3а) ток J_2 определен как ток, создающий напор p_2 при протекании через область поля с однородной индукцией B , т.е. при протекании через источник противо-э.д.с. E , а не $k_2 E$:

$$p_2 Q = J_2 E. \quad (3-27)$$

Этому соотношению соответствует схема рис. 3-3в, в которой сопротивление R'_2 уже не является постоянной величиной, так как к нему отнесена часть противо-э.д.с., равная $(k_2 - 1)E$.

Находим

$$R'_2 = \frac{u - E}{J_2} = \frac{k_u - 1}{\gamma b (\alpha_{uq} k_u - \alpha_{eq})}, \quad (3-28)$$

$$R'_6 = \frac{u}{J_6} = \frac{k_u}{\gamma b (\alpha_{ub} k_u - \alpha_{eb})}, \quad (3-29)$$

т.е. переменной величиной является также сопротивление R'_6 . Схема рис. 3-3,в правильно описывает энергетические соотношения, т.е. электромагнитная мощность

$$p_2 Q = J_2 E,$$

а потери

$$P_u = J_2^2 R'_2 + J_6^2 R'_6. \quad (3-30)$$

Наконец, можно составить схему (рис. 3-3,б), в которой

R_2 и R_6 постоянные и энергетические соотношения тоже сохраняют силу. Для этого необходимо разделить источник

$k_2 E$ на две части E и $(k_2 - 1)E$ и условиться считать, что мощности $J_2(k_2 - 1)E$ и $J_6 k_2 E$ преобразуются в тепло:

$$P_v = J_2^2 R_2 + J_2(k_2 - 1)E + J_6^2 R_6 + J_6 k_2 E. \quad (3-30a)$$

Общая мощность, потребляемая краевой зоной, равна

$$\begin{aligned} U J_v &= p_2 Q + P_v = J_2 E + J_2^2 R_2' + J_6^2 R_6' = \\ &= J_2 E + J_2^2 R_2 + J_2(k_2 - 1)E + J_6^2 R_6 + J_6 k_2 E. \end{aligned} \quad (3-31)$$

Как видно из изложенного, эквивалентная схема канала насоса получается сравнительно сложной. В ней нарушаются постоянство R и равенство величины $J E$, развиваемой механической мощности - свойства, характерные для эквивалентных схем электрических машин. Это обстоятельство вполне естественно, так как в эквивалентной схеме насоса процессы, происходящие в электромагнитном поле, сведены к процессам в элементах цепей, но такое сведение, как известно, в общем случае должно сопровождаться некоторыми ограничениями или условностями.

В практических расчетах мы будем пользоваться схемой рис. 3-3, а, учитывая, что в механическую мощность преобразуется только мощность $J_2 E$, а не $J_2 k_2 E$.

Присоединим к краевой зоне (рис. 3-3) среднюю зону (рис. 2-5). По аналогии с формулами (2-42) и (2-43) для схемы рис. 3-4 можно написать

$$R_{2d} = \frac{R_h R_2}{R_h + R_2} = \frac{1}{J^2 b (\mathcal{H}_{uh} + \mathcal{H}_{uq})}, \quad (3-32)$$

$$k_d = \frac{1 + \frac{R_h}{R_2}}{1 + \frac{R_h}{R_2}} = 1 + \frac{\mathcal{H}_2}{\mathcal{H}_{uh} + \mathcal{H}_{uq}}, \quad (3-33)$$

где $\mathcal{X}_g = \mathcal{X}_{eq} - \mathcal{X}_{uq}$.

Из вышеизложенного ясно, что в гидравлическую мощность преобразуется величина $(J_h + J_g)E$ [ср. по схеме рис. 3-3, а], а не $(J_h + J_g)k_d E$:

$$pQ = J_d E. \quad (3-34)$$

[см. также формулу (2-17)].

Приєднав ещё ветвь R_t (сопротивление стенок), получаем полную эквивалентную схему канала насоса (рис. 3-4, а), для которой

$$J_d = \frac{U - k_d E}{R_d}, \quad (3-35)$$

$$J_b = \frac{U - k_b E}{R_b}, \quad (3-36)$$

$$J_t = \frac{U}{R_t}. \quad (3-37)$$

На основании законов Кирхгофа можно найти рабочий ток

$$J_d = \frac{J - E \left(\frac{k_d - k_b}{R_b} + \frac{k_d}{R_t} \right)}{1 + \frac{R_d}{R_b} + \frac{R_d}{R_t}}. \quad (3-38)$$

3-4. Энергетические соотношения в краевой зоне. Мощность, потребляемая в краевой зоне, равна

$$P_{10} = J U = \gamma v U (1,441 U - \mathcal{X}_{ev} E). \quad (3-39)$$

Электромагнитная мощность, превращающаяся в гидравлическую,

$$P_{20} = pQ = J E = \gamma v E (\mathcal{X}_{uq} U - \mathcal{X}_{eq} E). \quad (3-40)$$

Электромагнитный к.п.д. краевой зоны

$$\eta_{ev} = \frac{P_{2v}}{P_{1v}} = \frac{\mathcal{R}_{ug} k_u - \mathcal{R}_{eq}}{k_u (1,441 k_u - \mathcal{R}_{ev})} \quad (3-41)$$

Для средней зоны (рис.2-5)

$$\eta_{eh} = \frac{E}{u} = \frac{1}{k_u} \quad (3-42)$$

Критерием энергетических свойств краевой зоны является не η_{ev} , а отношение

$$\bar{\eta}_v = \frac{\eta_{ev}}{\eta_{eh}} = \frac{\mathcal{R}_{ug} k_u - \mathcal{R}_{eq}}{1,441 k_u - \mathcal{R}_{ev}} \quad (3-43)$$

Зависимость величины $\bar{\eta}_v$ от ζ_0 для некоторых значений $a/2\delta$ и k_u изображена на рис.3-5, откуда видно, что для данных $a/2\delta$ и k_u величина $\bar{\eta}_v$ весьма незначительно изменяется в зависимости от ζ_0 , - её уменьшение заметно только при малых $|\zeta_0|$ (меньше $\frac{\pi}{2}$). Поэтому при выборе ζ_0 следует руководствоваться не только кривыми, рис. 3-5, но и соображениями по конструкции магнита возбуждения. Чем больше $|\zeta_0|$, тем больше получается магнит и потери на возбуждение. В насосах с большим Q и относительно малым p (малое отношение Q/a) увеличение $|\zeta_0|$ может оказаться особо нежелательным. Поэтому в таких насосах $|\zeta_0|$ берется малым и, если это возможно, в канале ставятся непроводящие перегородки.

Необходимо отметить, что кривые рис. 3-5 получены, используя решение задачи, при постановке которой допущены определенные упрощения. При очень больших $|\zeta_0|$

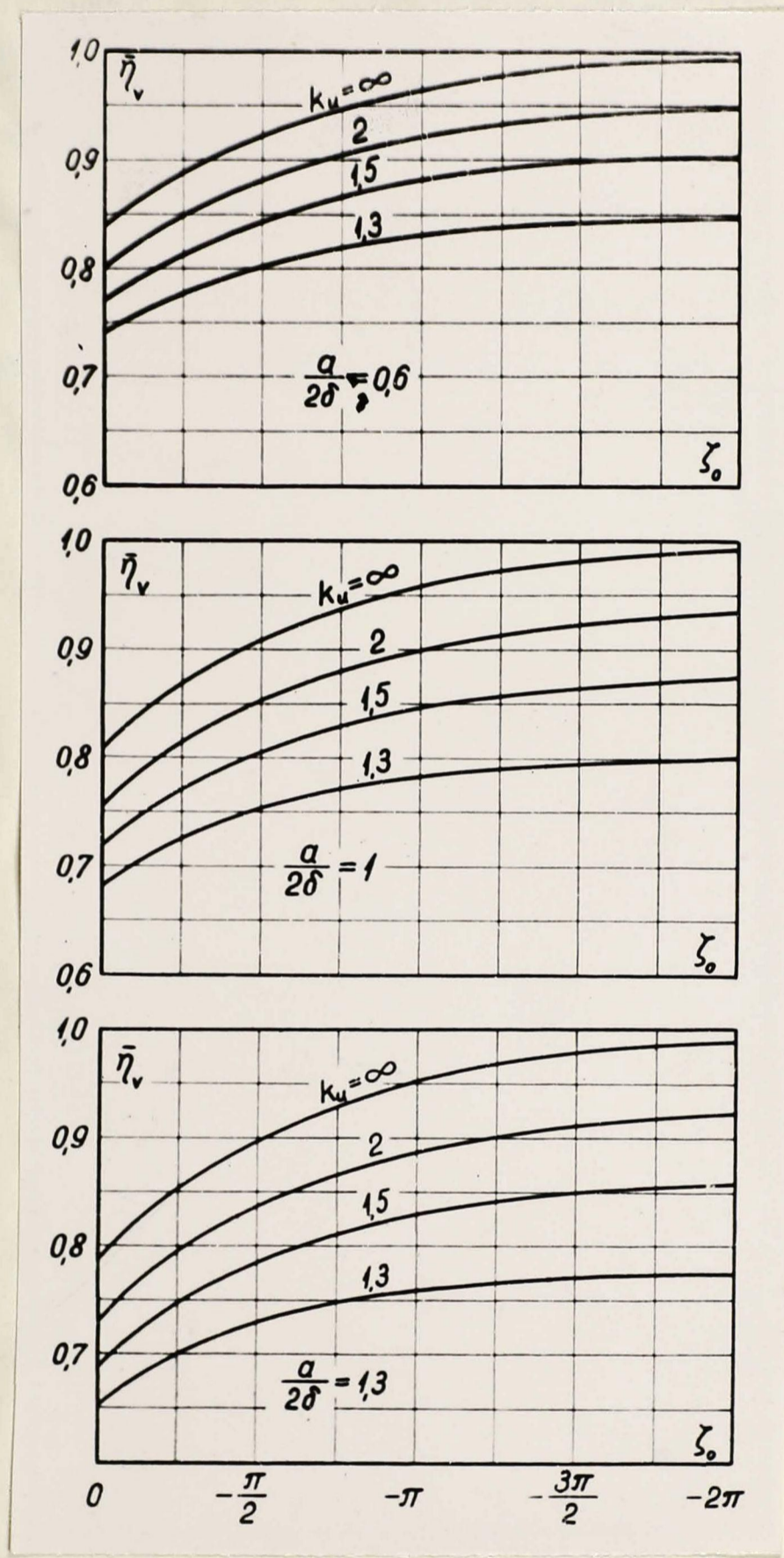


Рис. 3-5. Зависимость величины $\bar{\eta}_v = \frac{\eta_{ev}}{\eta_{eh}}$ от ζ_0 , $a/2\delta$ и k_u .

(больше, например, величины 2π), некоторые из опущенных факторов могут заметно сказываться на результате. Например, хотя теоретически при больших $|\zeta|$ индуктированный ток (пропорциональный \bar{j}_e) получается небольшим и вследствие этого и тормозящее действие магнитного поля должно было бы быть не очень заметным, однако, практически этот ток может оказаться ощутимым, так как он может замыкаться через стенки канала при

$x = \pm \frac{b}{2}$ и через пограничный слой около этих стенок.

Глава II. Основы расчета насосов постоянного тока

4. Общие замечания

4-1. Постановка задачи. При расчёте насоса постоянного тока заданными считаем:

- а) жидкий металл и его температуру, а вместе с тем — его физические константы (удельную электрическую проводимость, вязкость, плотность, удельную теплоёмкость и т.п.);
- б) напор p_{an} , развиваемый во внешней гидравлической цепи, а также давление в системе (или давление всасывания);
- в) производительность Q_n .

Основной задачей расчёта является определение всех конструктивных размеров, а также электромагнитных и магнито-гидродинамических параметров насоса, обеспечивающих заданные (номинальные — индекс "н") значения $p_a = p_{an}$ и $Q = Q_n$. Как правило, всегда ставятся и дополнительные требования и условия, например, требование достижения максимального к.п.д., минимального веса и т.п. Мы ограничимся, в основном, рассмотрением условия максимума к.п.д.

$$\eta_{an} = \frac{p_{an} Q_n}{P} \quad (2-1)$$

в номинальном режиме. Так как P_{an} и Q заданы, то условие максимума к.п.д. равносильно условию минимума мощности P , потребляемой насосом.

Иногда дополнительно задается $p(Q)$ характеристика внешней гидравлической цепи. Знание этой характеристики необходимо, например, при расчёте устанавливающихся процессов. Мы этих вопросов касаться не будем.

4-2. Внешние и внутренние условия рациональности конструкции насоса. О выборе удельных нагрузок. В литературе часто определяют (см., например, [66]) оптимальные соотношения между электромагнитными и магнитогидродинамическими величинами и конструктивными размерами насоса следующим образом: это — соотношения, при которых работа насоса наиболее эффективна. Чаще всего под "наиболее эффективной" работой понимают работу при максимальном к.п.д. Однако ясно, что, кроме условий максимума к.п.д., конструктор всегда (хотя часто без проведения подробных расчётов) руководствуется соображениями по экономии материалов и уменьшению веса, теплотехническими соображениями и т.п. Поэтому представляется целесообразным разделить все условия максимальной эффективности или, лучше, рациональности конструкции насоса на две группы. Мы будем их называть внешними и внутренними условиями.

Под внешними условиями рациональности конструкции насоса мы понимаем экономические и физические условия, которые должны быть учтены при выборе удельных электрических,

магнитных и гидравлических нагрузок - плотности тока в различных частях установки, магнитной индукции, скорости. От выбранных удельных нагрузок непосредственно зависят к.п.д. насоса, его вес, габариты и т.д. Для более подробного рассмотрения этого вопроса необходимо выразить мощность P_1 , потребляемую насосом, через удельные нагрузки и конструктивные размеры насоса. Такая формула будет выведена ниже (§ 6).

Пока для иллюстрации рассмотрим только одну величину - плотность тока в обмотке возбуждения j_c . Элементарным анализом можно показать, что при возрастании j_c габариты и вес насоса уменьшаются, но одновременно понижается и к.п.д. Поэтому в принципе можно найти такую плотность тока, при которой затраты на материалы и электроэнергию находятся в наиболее выгодном отношении. Таким образом, мы здесь имеем дело с определенными экономическими условиями, от которых зависит выбор величины j_c . Кроме того, плотность тока j_c ограничивается нагревом обмотки. Следовательно, имеется и некоторое физическое условие, которое должно быть учтено при выборе j_c . При больших плотностях тока необходимо предусмотреть принудительное охлаждение обмотки.

Для медной обмотки обычно выбирают $j_c = (1...4) 10^6 \text{ а/м}^2$.

К другим удельным нагрузкам мы вернемся в § 6.

Таким образом, в каждом конкретном случае можно более или менее точно определить целесообразные значения всех удельных нагрузок (B, j, j_c, v и т.д.)

Иногда после предварительных расчетов (например, после проверки теплового режима насоса) требуется уточнить отдельные величины, но это обстоятельство не существенно.

Выбрав удельные нагрузки, мы можем без особых трудностей рассчитать насос и найти его нагрузочную характеристику $p_a = p_a(Q)$, а также характеристику $\eta_a = \eta_a(Q)$ (рис. 4-1). Обозначим через Q_0 значение производительности, при котором $\eta_a = \eta_{a\max}$. В общем случае $Q_0 \neq Q_n$ (Q_n - номинальное значение Q). Тогда возникает задача: при неизменной Q_n , т.е. не меняя месторасположение точки A , менять параметры насоса [при этом меняется как кривая $p_a(Q)$, так и кривая $\eta_a(Q)$] таким образом, чтобы добиться выполнения равенства $Q_0 = Q_n$ и чтобы одновременно $\eta_{a\max} = \eta_{an\max}$ (смысл бы по возможности больше).

Условия, при которых выполняется равенство $Q_n = Q_0$ и $\eta_{an} = \eta_{a\max}$ имеет наибольшее возможное значение, мы и будем принимать внутренними условиями максимума к.п.д. насоса.

Для удовлетворения этим условиям мы имеем возможность менять отношение сторон канала $k_{ab} = \frac{a}{b}$, число витков w и j - в некоторых пределах - выбранные удельные нагрузки, в особенности пластичность тока в заданном металле j , что в свою очередь также приводит к изменению геометрических размеров насоса. Как будет показано в § 5, изменение любой из указанных величин (k_{ab}, w, j), а также

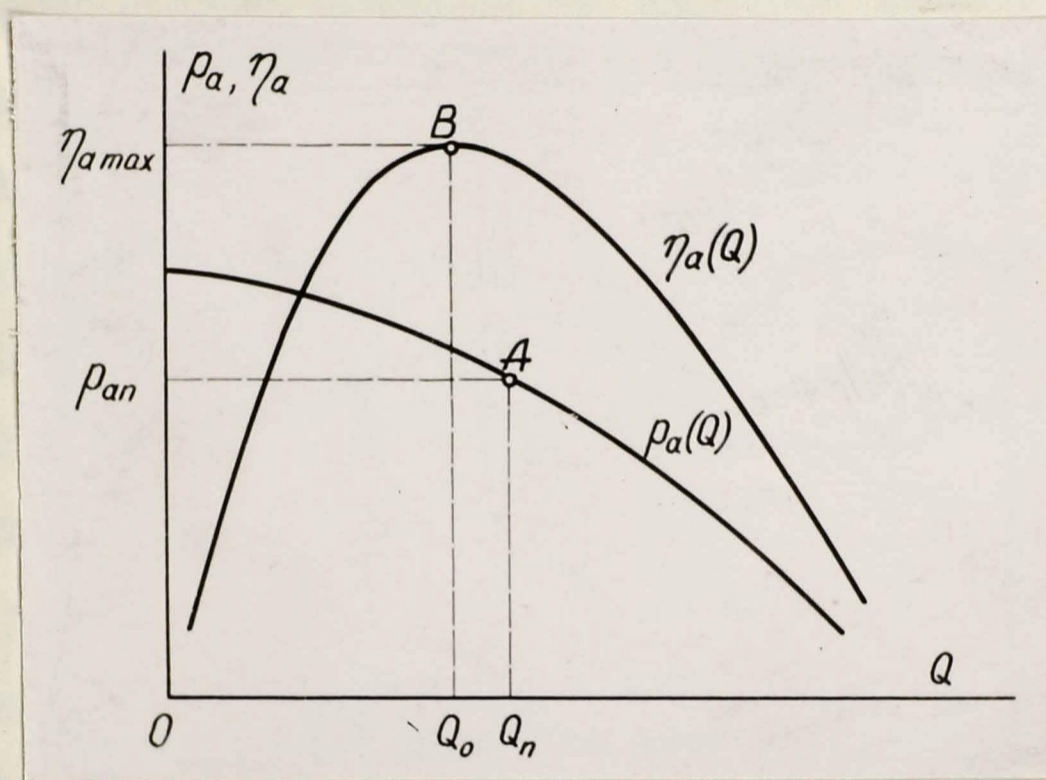


Рис. 4-1. Кривые $p_a(Q)$ и $\eta_a(Q)$ насоса.

некоторых других величин, приводит к неизбежным изменениям магнитной индукции B (или какой-либо другой величины).

Следовательно, все указанные величины определенным образом связаны друг с другом.

Отметим, что проведенные исследования [66, 71, 96] по вопросам оптимальных соотношений касаются только внутренних условий максимума к.п.д. Между тем именно внешние условия играют более важную роль: в соотношениях, описывающих внутренние условия, в качестве постоянных параметров входят величины (обычно - отношения сопротивлений), непосредственно зависящие от выбранных удельных нагрузок.

К сожалению, проблематика внешних условий настолько сложна и разнообразна, что мы вынуждены ограничиться соображениями, приводимыми в § 6 при анализе формулы (6-13).

Внешние и внутренние условия в некоторой мере взаимосвязаны. Например, увеличение отношения сторон канала a/b иногда может привести к необходимости уменьшения скорости металла, так как в противном случае потеря напора получилась бы слишком большая.

Различие между внутренними и внешними условиями можно сформулировать ещё и следующим образом. Внешние условия - это такие условия, от которых зависит выбор каждой удельной нагрузки отдельно. Внутренние условия, наоборот, определяют рациональную комбинацию выбранных удельных нагрузок и конструктивных размеров насоса, а именно такую комбинацию, при которой $\bar{Q}_0 = \bar{Q}_n$ и $\eta_{an} = \eta_{an \max}$ имеет максимальное возможное значение.

4-3. Влияние тока подводных электродов на и.д.с. обмотки возбуждения. При последовательном возбуждении число витков обмотки w невелико (1-5, редко до 10 и больше). Поэтому магнитное поле, создаваемое током в подводных шинах, соизмеримо с полем основной обмотки возбуждения, и необходимо учесть влияние этих шин. Этот вопрос рассмотрен Гласником [90], при этом он в основном обратил внимание на некомпенсированные насосы. В таких насосах увеличение и.д.с. при одинаковой плотности тока в канале насоса (при $v = 0$) равно $\frac{1}{2}$, если шины сделаны согласно рис. 4-2, в. Это можно объяснить, например, проводя две магнитные линии l_1 и l_2 по входу и по выходу насоса и рассматривая их сцепление с током: линия l_1 сцепляется со всем током J , а вдоль насоса вследствие отвлечения тока через металл токосцепление постепенно падает, достигая нуля для линии l_2 . В среднем получается и.д.с., равная $J/2$. Можно убедиться, что направление магнитной индукции, вызванной током в подводных шинах, совпадает с направлением индукции, создаваемой основной обмоткой возбуждения (которая на рисунке не показана) и обуславливающей движение металла в направлении стрелки \vec{v} .

Иными словами, даже без специальной обмотки возбуждения можно построить насос с числом витков $w = 0,5$ (рис. 4-3, в). Работу такого насоса можно объяснить также со следующей точки зрения: из витков с током действуют

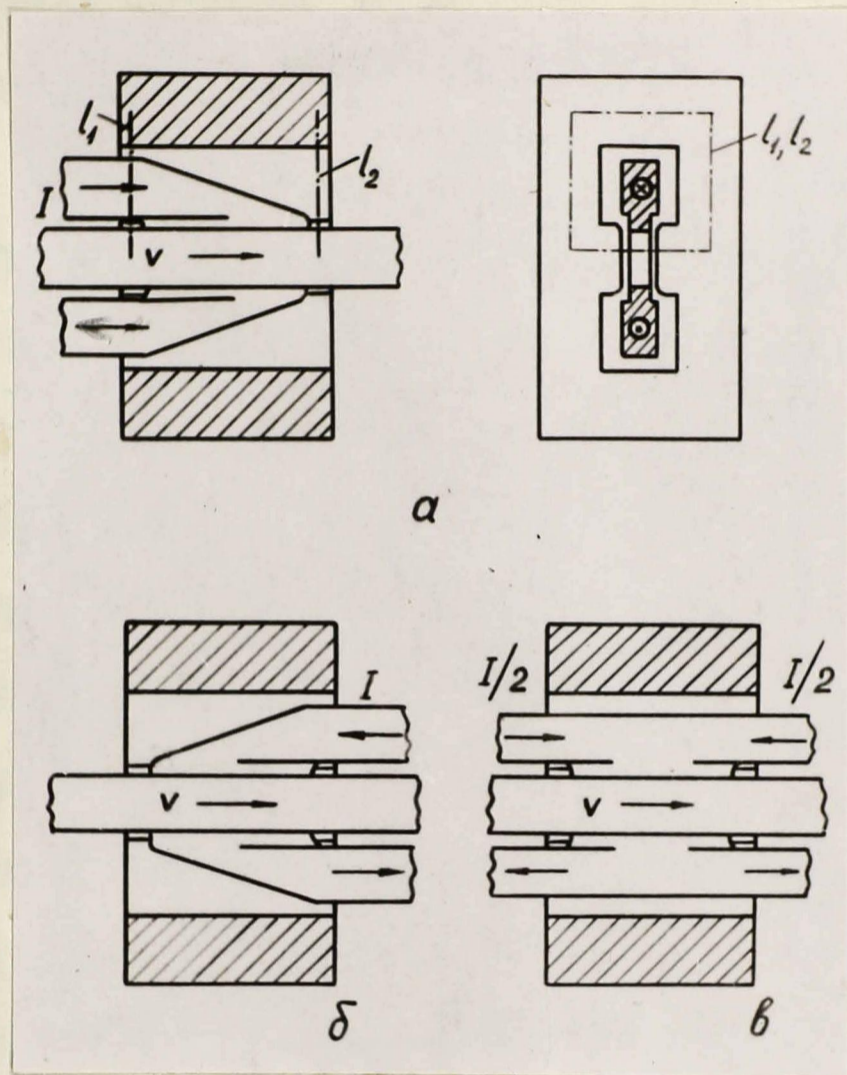


Рис.4-2. Влияние конструктивного выполнения токоподводящих шин на м.д.с. обмотки возбуждения:
а - м.д.с. увеличивается,
б - м.д.с. уменьшается,
в - м.д.с. остается без изменений.

такие силы, что виток стремится по возможности увеличить свою площадь, поэтому и в жидкости возникают механические силы в направлении стрелки v .

Если аналогичным образом анализировать схему рис. 4-2, б, то она окажется нерациональной как для насоса с последовательным, так и с независимым возбуждением, так как в ней получается уменьшение в.д.с. области возбуждения на величину $1/2$. Схема рис. 4-2, в может найти применение для реверсивного насоса с независимым возбуждением, но для насоса с последовательным возбуждением она нерациональна: ток $I/2$, отведенный во входной конец насоса, сразу не должен возвращаться обратно.

Переходя к компенсированным насосам (рис. 4-3, г и д), видим, что ввод тока в канал и отвод его от компенсационной шины находятся на одной стороне канала. Рациональнее отвести их в разные стороны, как и показано на рисунке. При этом токопроводящие шины, вместе взятые, образуют один полный виток области возбуждения. Схема рис. 4-3, д особенно рациональна, так как в ней отсутствуют лобовые части области. Поэтому при $w = 1$ следует применять С - образный сердечник.

На рис. 4-3, г и д устройство компенсационной шины показано схематически.

На рис. 4-4, а показан схематический разрез немагнитного зазора насоса; предполагается, что компенсационная шина разделена на две одинаковые части толщиной $b/2$

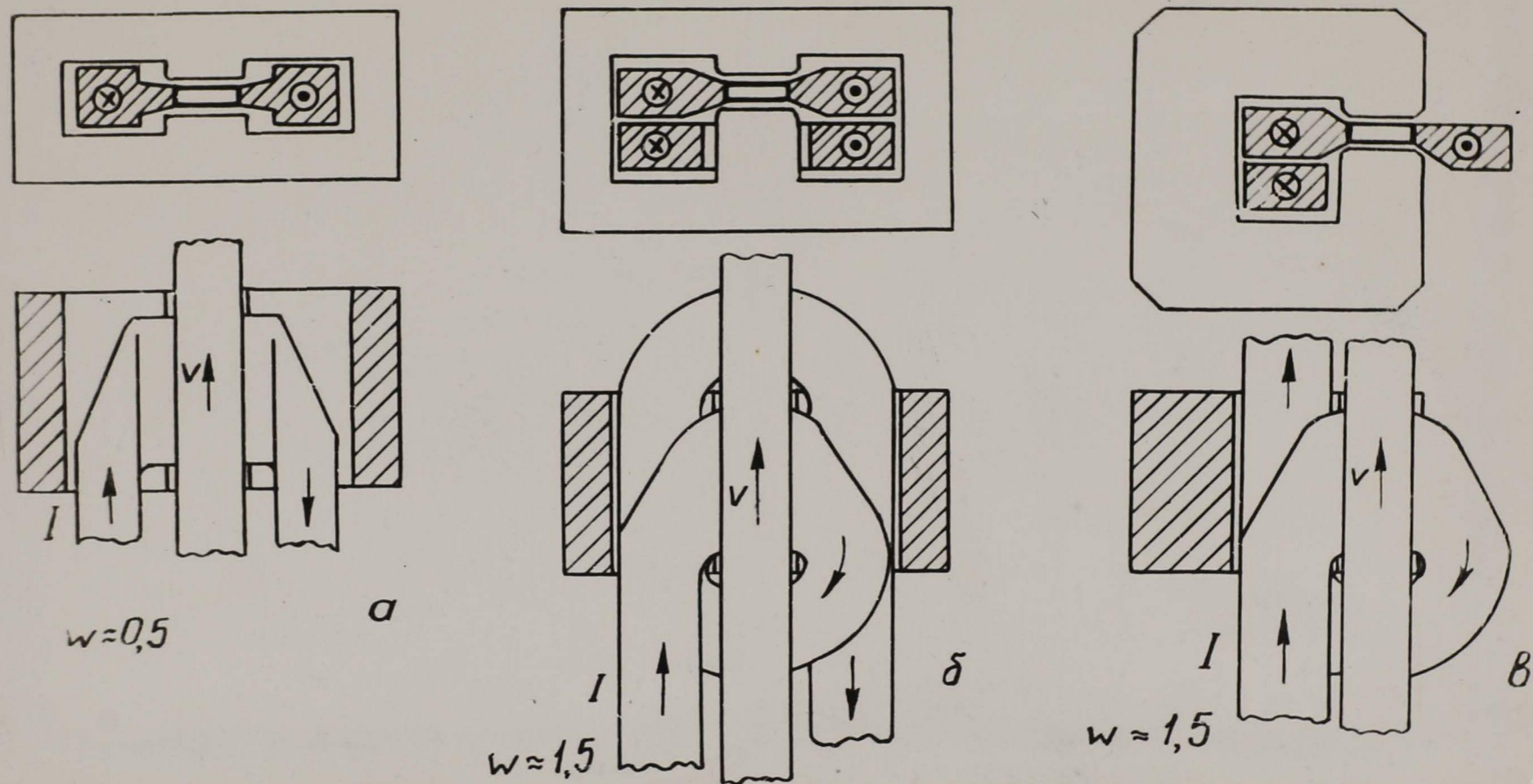


Рис. 4-3. Варианты конструктивного выполнения насосов с последовательным возбуждением (некомпенсированные насосы).

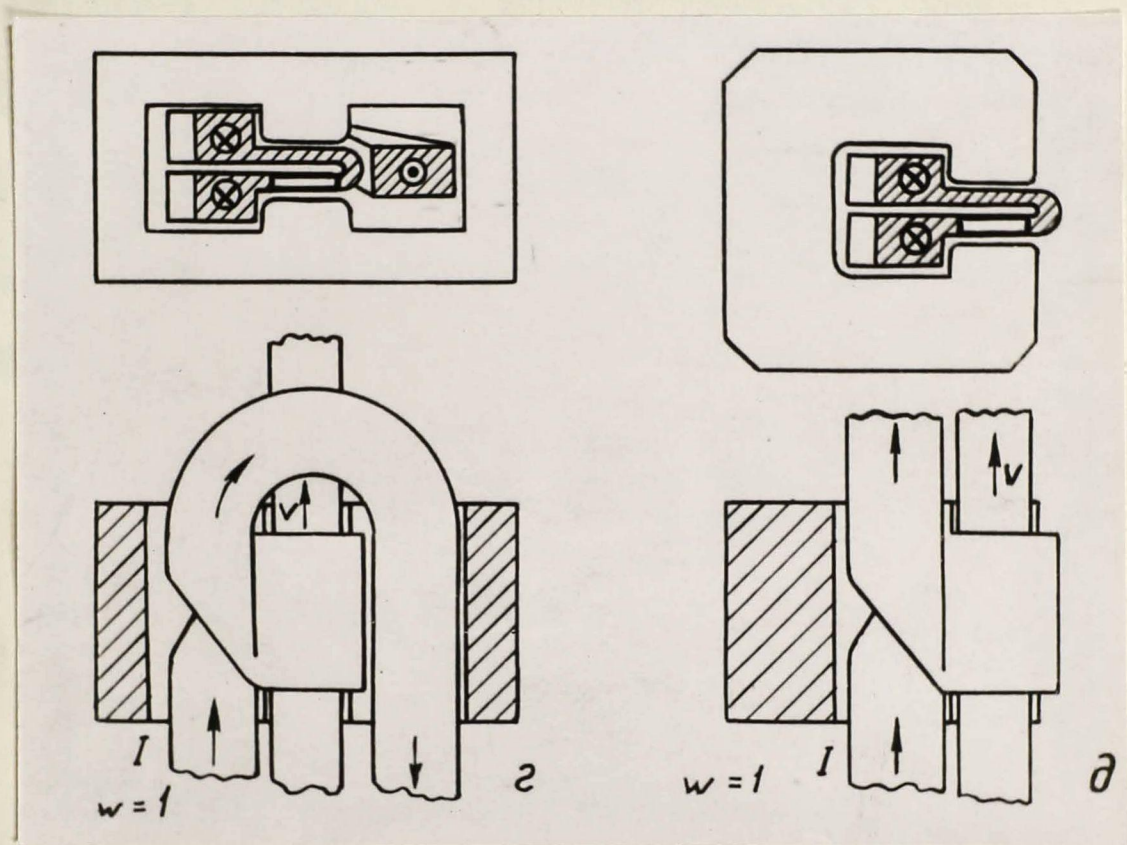


Рис. 43. (продолжение). Варианты конструктивного выполнения насосов с последовательным возбуждением (компенсированные насосы).

нажда. На рис. 4-4,б изображено сечение канала насоса при расположении шпиль в пазух полусного наконечника. При таком конструктивном выполнении уменьшается эрозия. Однако, расположение стержней в пазах часто затруднено из-за напряженных температурных условий.

В настоящей работе рассматриваются только компенсированные насосы с последовательными возбуждением, для которых число витков w может быть только целым. В частности, число $w = 1$ получается почти "бесплатно" (рис. 4-3,д), что следует учесть при рассмотрении целесообразности применения постоянных магнитов.

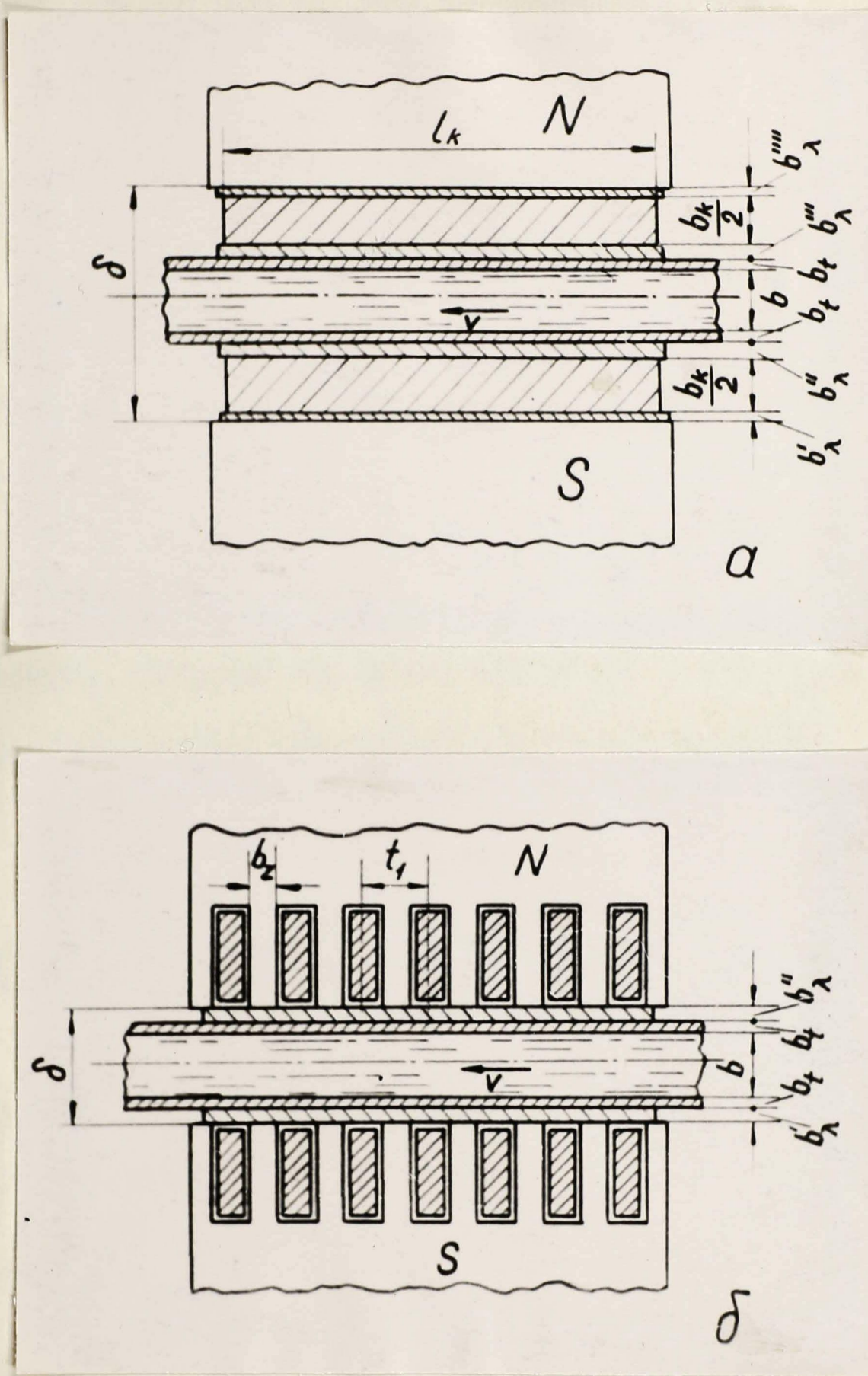


Рис.4-4. Схематический разрез зазора насоса:
а - обратный токопровод в виде компенсационной шины;
б - обратный токопровод в виде стержней в пазах полюсного наконечника.

5. Ограничения, накладываемые дискретностью числа витков

5-1. Предварительные замечания. Выражение для зазора δ . Поскольку в насосе с последовательным возбуждением один и тот же ток протекает через канал и через обмотку возбуждения, можно ожидать, что между величинами, характеризующими насос, существует какое-то определенное соотношение. Особенность этого соотношения должна обуславливаться дискретностью числа витков ($w = 1, 2, 3 \dots$). Данный раздел посвящен установлению и анализу упомянутого соотношения, которое мы будем называть основным.

Запишем выражение для зазора δ (рис. 4-4, а):

$$\delta = b + b_x + 2b_z + b_1, \quad (5-1)$$

где $b_1 = b_1' + b_1'' + b_1''' + b_1''''$ есть общая толщина слоя теплоизоляции. Толщиной стенки канала b_z и величиной b_1 задаются в начале расчёта и затем считают их постоянными. Величину b в первом приближении определяют по формуле

$$b = \sqrt{\frac{Q_n}{k_{ab} \sigma}}, \quad (5-2)$$

где отношением $k_{ab} = a/b$ задаются в пределах 3 ... 6. В ходе расчёта приходится значение b , найденное по формуле (5-2), изменять с целью нахождения оптимума (см., например, рис. 4-1 и пояснения к нему). Вместе с размером b должна изменяться и толщина компенсационной

шины b_k , чтобы плотность тока в этой шине j_k оставалась постоянной (при неизменной плотности тока j). Выше было показано, что при $E=0$ ток в канале равен току через прямоугольную призму, длина которого равна $l + 0,441a$. Допустим, что указанное соотношение с некоторым приближением остается в силе и при $E \neq 0$. Если мы выберем ширину компенсационной шины (в направлении оси x) равной $l_k = l + 0,5a$, то приближенно можно считать, что рабочий ток (J_d) и ток в компенсационной шине ($J = J_d + J_b + J_t$) распределены по участкам одинаковой длины, и плотности тока j и j_k определяются только размерами b и b_k :

$$\frac{J}{J_d} = \frac{b_k j_k}{b j} \quad (5-3)$$

Для отношения J/J_d введем специальное обозначение

$$k_i = \frac{J}{J_d} = 1 + \frac{J_b}{J_d} + \frac{J_t}{J_d}, \quad (5-4)$$

так как оно нам потребуется в дальнейшем.

Из уравнения (5-3) следует

$$b_k = k_i \frac{j}{j_k} b. \quad (5-3a)$$

Таким образом, если мы выберем размер b_k по формуле (5-3a), то ширина компенсационной шины l_k с достаточной точностью окажется равной $l + 0,5a$.

Вводим обозначение $b_g = 2b_t + b_1$ и подставляем выражение b_k в формулу (5-1); тогда зазор

$$\delta = k_j \cdot b + b_g, \quad (5-1a)$$

где

$$k_j = 1 + k_i \frac{j}{j_k} \quad (5-3)$$

есть коэффициент увеличения зазора за счёт компенсационной шпильки.

Если шпилька расположена в пазах полюсного наконечника или обратный ток пропускается непосредственно через полюсный наконечник, то $b_k = 0$, и $k_j = 1$; формально можно также принять $j_k = \infty$. Кроме того, в этом случае необходимо ввести в расчёт и коэффициент воздушного зазора k_s (коэффициент Картера), который равен

$$k_s = \frac{t_1 + 5\delta}{b_x + 5\delta}. \quad (5-7)$$

Для расчёта необходимой м.д.с. обмотки возбуждения необходимо определить ещё коэффициент насыщения k_μ , т.е. отношение суммарной м.д.с. к м.д.с. в воздушном зазоре. Значение k_μ можно приблизительно рассчитать по формуле

$$k_\mu = 1 + \frac{1}{\delta B} \sum_i \frac{l_{mi} B_{mi}}{\mu_i}, \quad (5-8)$$

где l_{mi} — длина средней магнитной линии на i -том участке магнитной цепи, B_{mi} — индукция на этом же участке,

μ_i - относительная магнитная проницаемость стали в пределах i -го участка. B_{mi} определяется с учётом потерь рассеяния для выбранной конструкции магнитопровода или из известных методов.

Эквивалентный расчётный зазор

$$\delta_0 = k_s k_\mu \delta \tag{5-9}$$

5-2. Основное соотношение. Индукция в зазоре

$$B = \frac{\mu_0 J w}{\delta_0} = \frac{\mu_0 J w}{k_s k_\mu (k_j b + \frac{b_g}{2})} \tag{5-10}$$

С другой стороны [см. формулу (3-34)]

$$\rho Q = J_d E = \frac{J}{k_i} \cdot r B a, \tag{5-11}$$

или, так как $Q = a b v$,

$$\rho = \frac{J B}{b k_i} \tag{5-11a}$$

Исключив из выражений (5-10) и (5-11a) ток J , находим

$$\frac{B^2}{C_p} = \frac{w k_i}{k_j + \frac{b_g}{2b}}, \tag{5-12}$$

где $C_p = \mu_0 \rho / k_s k_\mu$.

Это и есть основное соотношение для насосов с последовательным возбуждением.

Коэффициент k_s всегда близок к единице (1,02...1,05),

а k_μ для обычных конструкций колеблется в пределах 1,1-1,5.

Коэффициент $k_i = \frac{J}{J_d}$ в отношении $k_j + \frac{b_g}{2b} = \delta/b$

могут принимать значения примерно от 1,1 до 3 и даже больше.

Рассмотрение основного соотношения (5-12) позволяет сделать ряд выводов о взаимной связи некоторых важнейших величин, характеризующих насос. При этом будем предполагать, что изменяются только две или-либо величины, а остальные считаются постоянными, т.е. будем вести анализ "при прочих равных условиях". Отметим ещё, что величина C_p практически пропорциональна электромагнитному напору p , так как коэффициенты k_μ и k_σ изменяются сравнительно мало. Кроме того, для простоты остановимся сначала на случае, когда обходной ток и ток в стержнях якоря ($k_i \approx k_j \approx 1$), а размер $b_g = 2b_f + b_\lambda$ мал по сравнению с высотой канала b .

Из соотношения (5-12) следует, что при $p = const$ индукция B пропорциональна \sqrt{w} . Физический смысл этого утверждения следующий. При увеличении числа витков, например, от $w=1$ на $w=2$ мы можем, очевидно, несколько уменьшить длину насоса и ток питания с теми же расчетом, чтобы оставалось $\mathcal{I}B = const$, так как тогда согласно уравнению (5-11а) сохранится и $p = const$. Но индукция B пропорциональна $\mathcal{I}w$, следовательно, вместо $\mathcal{I}B = const$ можно писать $\mathcal{I}^2 w = const$. Так как w в нашем примере возрастает в 2 раза, ток \mathcal{I} должен уменьшиться в $\sqrt{2}$ раз. Этот в $\sqrt{2}$ раз меньший ток протекает через обмотку возбуждения, вращающую 2 витка вместо одного, следовательно, индукция получается в $\sqrt{2}$ раз больше, и равенство $\mathcal{I}B = const$ выполняется.

При $B = \text{const}$ напор p обратно пропорционален числу витков w . Действительно, рассмотрим пример, аналогичный предыдущему, т.е. возрастание числа витков от $w=1$ на $w=2$. При этом для сохранения прежнего значения индукции необходимо в 2 раза уменьшить ток и вместе с тем в 2 раза длину насоса, так как плотность тока $j = \text{const}$. Но напор при этом уменьшается в 2 раза. Это вытекает также непосредственно из того, что напор p пропорционален произведению IB .

При $w = \text{const}$ напор p пропорционален B^2 . Если мы хотим увеличить напор p , необходимо удлинить насос, так как мы предполагаем $j = \text{const}$. Допустим, что длина насоса возрастает в $\sqrt{2}$ раз, тогда ток I и вслед за ним и индукция B тоже возрастает в $\sqrt{2}$ раз. В результате этого напор увеличивается в $\sqrt{2} \cdot \sqrt{2} = 2$ раз.

При прочих равных условиях индукция B не зависит от высоты конуса b . Действительно, при возрастании размера b в одинаковой мере увеличивается ток I (так как $j = \text{const}$) и магнитное сопротивление зазора, так что индукция B остается постоянной.

При необходимости учитывать кривой эффект, ток в стенках и т.д., т.е. при $k_i \neq 1$ и $b_g/b \neq 0$ соотношения в насосе усложняются, однако, их общий характер остается неизменным. Отметим, что в зависимости от конкретных условий возможны два варианта зависимости индукции B от размера b : в одних случаях возможно, что

имеет место некоторое возрастание B при возрастании b , в других - наоборот, уменьшение B при возрастании b . Возможен, разумеется, и случай, когда практически $B \approx const$ при изменении b .

Прежде чем приступить к количественному анализу основного соотношения (5-12), необходимо остановиться на расчете потери напора p_f .

5-3. О потере напора p_f . В основное соотношение (5-12) входит величина $C_p = \mu_0 \rho / k_s k_m$, содержащая электромагнитный напор ρ . Но при расчете задан полезный напор во внешней гидравлической цепи p_a , который меньше ρ : $p_a = \rho - p_f$.

Здесь p_f - так называемая внутренняя потеря напора.

Таким образом, возникает задача определения потери напора, считая известной геометрию насоса и скорость жидкого металла. Практически всегда течение в канале насоса турбулентно. Для расчета p_f в первом приближении можно использовать результаты, полученные для индукционных насосов [25]: потеря напора в насосах такая же, какая имеет место при обычном турбулентном течении (при отсутствии магнитного поля).

Для участка канала с неизменным сечением применяется формула

$$p_{fe} = \lambda_f \frac{l_f}{D_f} \frac{\rho v^2}{2}, \quad \left[\frac{H}{m^2} \right] \quad (5-13)$$

где λ_f - коэффициент сопротивления,

l_f - длина участка, приближенно равная длине полусного наконечника d ,

$$D_f = \frac{2ab}{a+b} \quad - \text{гидравлический диаметр,}$$

равен отношению четырехкратной площади поперечного сечения к его периметру,

ρ_f - массовая плотность жидкости (для воды 1000 кг/м³).

Определение коэффициента сопротивления λ_f подробно рассмотрено в литературе. Эти сведения обобщены, например, в обширном справочнике И.Е.Идельчика [19], откуда заимствована нижеприведенная упрощенная методика расчета величины λ_f . В случае необходимости эта методика уточняется на основании работ [19] и других источников.

Канал принимается за трубу с неравномерной шероховатостью стенок (техническую трубу) со средней высотой выступов шероховатости $h_f = 0,02 \dots 0,1 \text{ мм}$. При относительной шероховатости $\bar{h}_f = h_f / D_f = 0,00008 \dots 0,0125$ коэффициент сопротивления определяется по формуле Альтшуля

$$\lambda = 0,1 \left(1,46 \bar{h}_f + \frac{100}{Re} \right)^{0,25}, \quad (5-14)$$

где число Рейнольдса

$$Re = \frac{v D_f}{\nu}. \quad (5-15)$$

Коэффициент сопротивления λ_f , входящий в формулу (5-13), рассчитывается по известному λ по формуле

$$\lambda_f = k_\phi \lambda, \quad (5-16)$$

где согласно [19] коэффициент формы $k_\phi = 1$ при $k_{ab} = a/b = 1 \dots 2$.

Для плоской трубы в работе [19] рекомендуется применять коэффициент формы, введенный для кольцевой трубы, приняв отношение внутреннего и наружного диаметров кольца $D_6/D_H = 1$ ([19], стр. 52). Зависимость этого коэффициента от Re ([19], стр. 52, график 6) воспроизведена на рис. 5-1. Очевидно, при этом предполагается

$k_{ab} = a/b \rightarrow \infty$. При изменении k_{ab} от 2 до ∞ коэффициент k_ϕ , повидимому, должен возрасти от 1 до значений, приведенных на графике рис. 5-1. Так как эта зависимость пока не исследована, то целесообразно ввести при всех $k_{ab} > 2$ коэффициент k_ϕ согласно рис. 5-1. При этом получается разрыв в определении k_ϕ при $k_{ab} = 2$, но с этим приходится мириться впредь до получения новых данных.

При $\bar{h}_f < \frac{23}{Re}$ труба (канал) считается гидродинамически гладкой. В этом случае коэффициент сопротивления определяется:

а) при $4000 < Re < 10^5$ по формуле Блазиуса

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}; \quad (5-17)$$

б) при любом $Re > 4000$ по формуле Филоненко-Альтшуля

$$\lambda = \frac{1}{(1,8 \lg Re - 1,64)^2}. \quad (5-18)$$

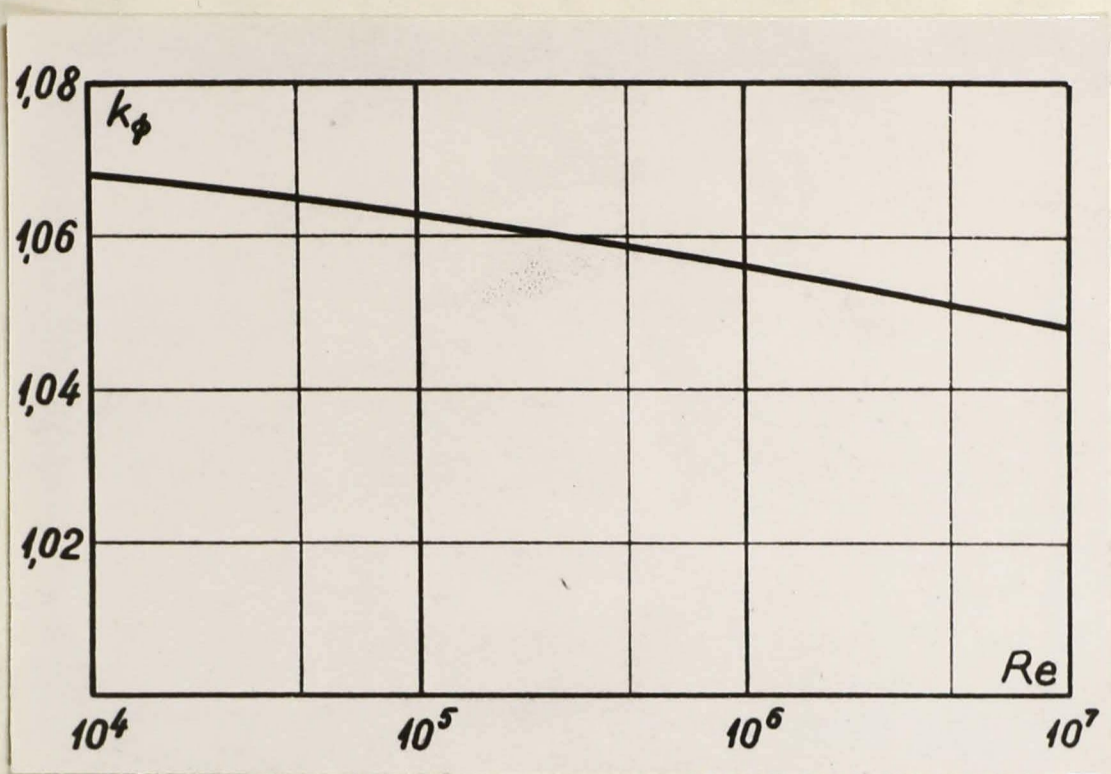


Рис.5-1. Зависимость коэффициента формы k_ϕ от числа Re .

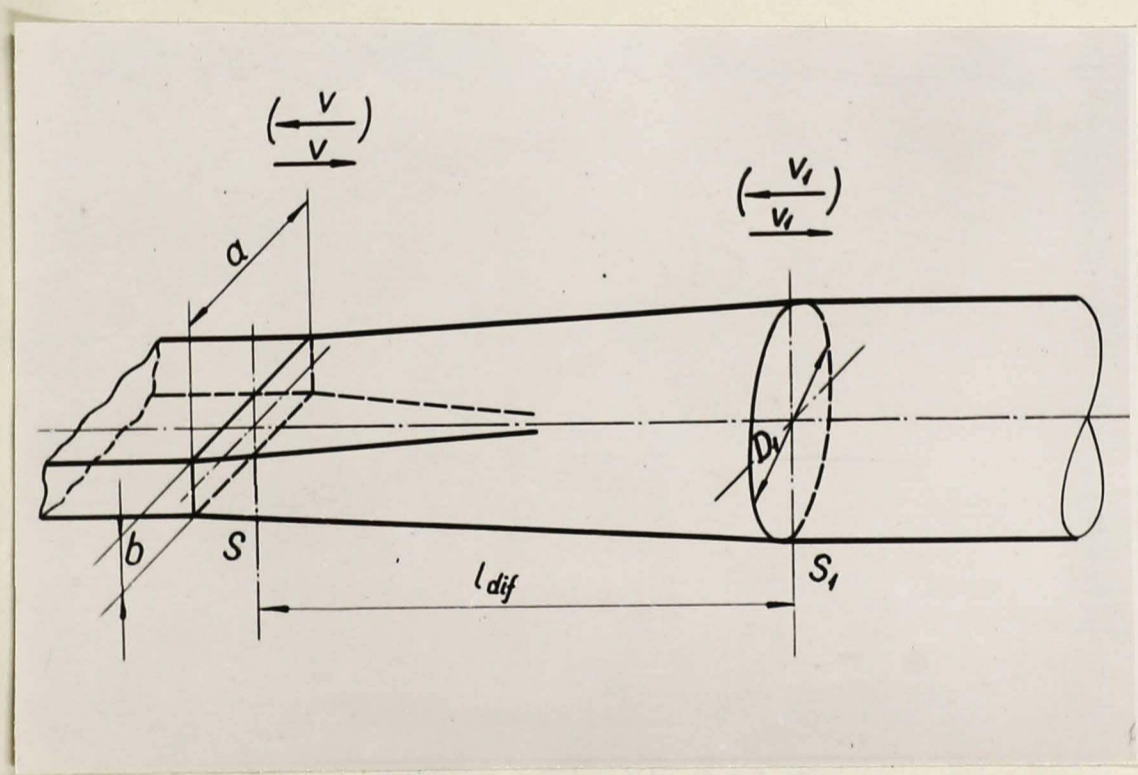


Рис.5-2. Эскиз диффузора (конфузора) насоса. В скобках указаны направления скоростей в конфузоре.

В частности, при малых \bar{h}_f формула (5-14) переходит в соотношение (5-17).

При $Re > \frac{560}{\bar{h}_f}$ (режим квадратичного закона сопротивления, режим турбулентной автомодельности) можно пользоваться формулой Прандтля-Никурадзе:

$$\lambda = \frac{1}{\left(2 \lg \frac{37}{\bar{h}_f}\right)^2} \quad (5-19)$$

Оказывается, что эта формула даёт значения λ , мало отличающиеся от λ , полученных согласно уравнению (5-14) при больших Re . Поэтому часто можно ограничиться формулой (5-14) и рассматривать соотношения (5-17) и (5-19) как её частные случаи.

Таким образом, при уменьшении числа Re квадратичный закон сопротивления [формула (5-19)] переходит в зависимость ρ_f от σ , содержащую $\sigma^{7/4}$ [см. формулы (5-13), (5-17)].

Для перехода от прямоугольного сечения канала насоса к круглому сечению металлопровода (или наоборот) на выходе и входе насоса ставятся соответственно диффузор и конфузор (см. рис. 5-2). Коэффициент сопротивления таких диффузоров в настоящее время не изучен с достаточной точностью. На основании данных работы [19] можно принять следующую приближённую методику расчёта.

Определяется эквивалентный угол расширения диффузора α из соотношения

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{D_1 - 2\sqrt{\frac{ab}{\pi}}}{2l_{dif}} \quad (5-20)$$

Коэффициент местного сопротивления расширения

$$\xi_{расш} = 4 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{4ab}{\pi D_1^2}\right)^2 \quad (5-21)$$

(формула пригодна при $0^\circ < \alpha < 25^\circ$).

Коэффициент сопротивления трения $\xi_{тр}$ рассчитывается с допущением, что можно применять формулы пирамидального диффузора с неодинаковыми углами расширения β_1 и β_2 , которые определяются равенствами

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_1}{2} = \left| \frac{a - D_1}{2 l_{диф}} \right|, \quad (5-22)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_2}{2} = \left| \frac{D_1 - b}{2 l_{диф}} \right|. \quad (5-23)$$

Имеем

$$\xi_{тр} = \frac{\lambda_f}{16} \left[1 - \left(\frac{4ab}{\pi D_1^2} \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{1}{\sin \frac{\beta_1}{2}} + \frac{1}{\sin \frac{\beta_2}{2}} \right). \quad (5-24)$$

Коэффициент сопротивления трения единицы относительной длины диффузора λ_f [формула (5-24)] идентичен с коэффициентом λ_f в формулах (5-13), (5-16), если шероховатость материала стенок канала и диффузора одинакова. В общем коэффициент λ_f в формуле (5-24) определяется аналогично как для прямой части канала с

$$Re = \frac{\sigma D_f}{\nu}, \quad \bar{h}_f = \frac{h_f}{D_f}, \quad D_f = \frac{2ab}{a+b}.$$

Общий коэффициент сопротивления диффузора

$$\xi_{диф} = \xi_{расш} + \xi_{тр} \quad (5-25)$$

и потери напора в диффузоре

$$p_{fdif} = \xi_{dif} \cdot \frac{\rho \sigma^2}{2} \quad (5-26)$$

Для конфузора, если он достаточно плавный, можно ([19], стр.85) принять $\xi_{konf} \approx \xi_{tr}$. Однако, для запаса можно рекомендовать впредь до уточнения считать, что потери напора в конфузоре и диффузоре равны между собой.

Таким образом, общая потеря напора в насосе

$$p_f = p_{se} + 2 p_{fdif} \quad (5-27)$$

5-4. Анализ основного соотношения. Анализ соотношения (5-12) сводится к анализу коэффициента k_i . По определению [см. формулу (5-4)]

$$k_i = \frac{J}{J_d} = 1 + \frac{J_b}{J_d} + \frac{J_t}{J_d},$$

где согласно выражениям (3-35), (3-36), (3-37)

$$\frac{J_b}{J_d} = \frac{(u - k_b E) R_d}{R_b (u - k_d E)} = \frac{x_{ub}}{x_{uh} + x_{uq}} \cdot \frac{k_u - k_b}{k_u - k_d}, \quad (5-28)$$

$$\frac{J_t}{J_d} = \frac{u R_d}{R_t (u - k_d E)} = \frac{b_f}{b} \cdot \frac{x_{uh} + 1,441}{x_{uh} + x_{uq}} \cdot \frac{k_u}{k_u - k_d}. \quad (5-29)$$

Подставляя выражения (5-28) и (5-29) в формулу (5-4) и учитывая, что $x_{uq} + x_{ub} = 1,441$, находим

$$k_i = 1 + \frac{k_u}{k_u - k_d} \cdot \frac{b_f}{b} + \frac{x_{ub} \left[\left(1 + \frac{b_f}{b}\right) k_u - k_b \right]}{(x_{uh} + x_{uq})(k_u - k_d)}. \quad (5-30)$$

Здесь коэффициенты x_{ub} , x_{uq} и k_b определяются из таблицы 3-1 или по кривым рис. 3-2 для принятых в расчёте значений ξ_0 и $\frac{a}{2\delta}$. Коэффициент $k_u = \frac{u}{E}$ рассчитывается по формуле

$$k_u = 1 + \frac{j}{\sigma \gamma B}, \quad (5-31)$$

а для коэффициента x_{uh} из соотношения

$$p = \frac{I_d E}{Q} = \frac{u - k_d E}{R_d} \cdot \frac{B}{b} = B^2 \sigma \alpha \gamma (k_u - k_d) (x_{uh} + x_{uq}) \quad (5-32)$$

при помощи формул (3-33) и (5-31), (5-32) получаем выражение:

$$x_{uh} = \frac{p}{j B \alpha} - \left(x_{uq} - \frac{\sigma \gamma B}{j} x_q \right). \quad (5-33)$$

Так как по определению $x_{uh} = \frac{l}{\alpha} - 1$, то

$$l = \frac{p}{j B} - \alpha \left(x_{uq} - 1 - \frac{\sigma \gamma B}{j} x_q \right). \quad (5-33a)$$

Наконец, k_d определяется по формуле (3-33). Следовательно, коэффициент k_i зависит сложным образом от очень многих величин, в том числе и от индукции B , плотности тока j и т.д.

Вернемся теперь к соотношению (5-12).

Так как число витков w в компенсированных насосах может быть только целым, то очевидно, что могут иметь место только определенные совокупности значений B, j, σ, b, j_k и т.д., удовлетворяющие этому условию. В насосах без компенсации соответственно должно быть $w \approx 0,5; 1,5; 2,5 \dots$

Для нахождения такой совокупности задаемся всеми величинами, входящими в соотношение (5-12) [$B=B_j, j=j_i$ и т.д.], и находим число витков w_j . Затем выбираем для w ближайшее целое значение и определяем опять из (5-12) одну из величин B, j, σ и т.д., соответствующее выбранному w , при постоянстве других величин.

Анализ показывает, что наиболее целесообразно выбрать в качестве определяемой величины магнитную индукцию B . Это обусловлено двумя причинами:

1. При изменении w (при переходе от полученного на основе предварительного расчета значения, в общем случае не целого, к выбранному целому значению) индукция B меняется меньше, чем все остальные величины. Это следует из соотношения (5-12): число витков w приблизительно пропорционально B^2 , а остальные величины входят в коэффициенты k_i и $k_j = 1 + k_{ij}/j_k$, находящиеся в числителе и в знаменателе соотношения (5-12). Поэтому их влияние на w получается меньше, или наоборот, для достижения определенного изменения w необходимо больше изменять эти величины [j, σ, σ, j_k].

2. В целях достижения максимального к.п.д., обычно, для B выбираются умеренные значения, не ограниченные насыщением. Поэтому с физической точки зрения небольшие изменения B в ходе расчета вполне допустимы. Наоборот, для j, σ и j_k часто выбираются значения, пре-

дельные по тепловым и другим физическим соображениям, и желательно эти значения сохранить неизменными. Наконец, размер канала b обычно рассматривают как своего рода "независимую переменную" и рассчитывают несколько вариантов насосов с разными b при неизменных j, σ, j_k ; но при этом, безусловно, меняется B согласно соотношению (5-12). В конце расчета из вариантов выбирается наиболее подходящий. Таким образом, и размер b практически не может являться величиной, определяемой из соотношения (5-12) с целью достижения целого ω (хотя в принципе это возможно). Следовательно, необходимо выразить коэффициент k_i как функцию от B . Используя формулы (5-34), (5-32) и (5-33), получаем после несложных преобразований выражения (5-30):

$$k_i = C_0 + C_1 B + C_2 B^2 + C_3 B^3, \tag{5-34}$$

где

$$C_0 = 1 + \frac{b_r}{b}; \quad C_1 = \frac{\sigma \gamma}{j} \frac{b_r}{b} + \alpha_{ub} \frac{Q \gamma}{\rho b} \frac{j}{\sigma \gamma} \left(1 + \frac{b_r}{b}\right);$$

$$C_2 = \frac{Q \gamma}{\rho b} \left[\frac{b_r}{b} (\alpha_{\eta} + \alpha_{ub}) + \alpha_{ub} (1 - k_0) \right]; \quad C_3 = \alpha_{\eta} \frac{b_r}{b} \frac{Q \gamma}{\rho b} \frac{\sigma \gamma}{j}.$$

Задаваясь всеми необходимыми величинами, выбрав ⁵⁰¹ как описано в § 3-4, и определив соответствующие коэффициенты α и k , находим C_0, C_1, C_2, C_3 , а затем, положив $B = B_1$, также предварительное значение коэффициента $k_i = k_{i1}$:

$$k_{i1} = C_0 + C_1 B_1 + C_2 B_1^2 + C_3 B_1^3.$$

Потом рассчитаем предварительное значение $\omega = \omega_1$

$$\omega_1 = \frac{B_1^2 (k_{j1} + \frac{b_2}{b})}{C_p k_{i1}}, \quad (5-35)$$

где $k_{j1} = 1 + k_{i1} \frac{j}{j_k}$.

Выбрав для ω ближайшее целое значение, получаем из соотношения (5-12) для B уравнение пятой степени:

$$\begin{aligned} C_3 \frac{j}{j_k} B^5 + C_2 \frac{j}{j_k} B^4 + (C_1 \frac{j}{j_k} - C_p \omega C_3) B^3 + \\ + (1 + \frac{b_2}{b} + C_0 \frac{j}{j_k} - C_p \omega C_2) B^2 - C_p \omega C_1 B - C_p \omega C_0 = 0. \end{aligned} \quad (5-36)$$

Это уравнение решается каким-либо приближенным численным методом. В качестве первого приближения берется значение

$$B = B_1 \sqrt{\frac{\omega}{\omega_1}}.$$

В случае пренебрежения продольным краевым эффектом

$$\begin{aligned} C_2 = C_3 = 0; \quad C_1 = \frac{\sigma \gamma}{j} \cdot \frac{b_r}{b}; \\ k_i = 1 + \frac{b_r}{b} (1 + \frac{\sigma \gamma B}{j}), \end{aligned} \quad (5-37)$$

и вместо уравнения (5-36) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma \gamma}{j_k} \frac{b_r}{b} B^3 + [1 + \frac{b_2}{b} + \frac{j}{j_k} (1 + \frac{b_r}{b})] B^2 - \\ - C_p \omega \frac{b_r}{b} \frac{\sigma \gamma}{j} B - C_p \omega (1 + \frac{b_r}{b}) = 0. \end{aligned} \quad (5-36a)$$

Если компенсационная шина расположена в пазах полюсного наконечника или же компенсирующий ток пропускается через полюсные наконечники, то $b_k = 0, k_j = 1$

и вместо уравнения (5-36) получаем

$$\begin{aligned} C_p \omega C_3 B^3 + (C_p \omega C_2 - 1 - \frac{b_2}{b}) B^2 + C_p \omega C_1 B + \\ + C_p \omega C_0 = 0. \end{aligned} \quad (5-36b)$$

Это последнее уравнение, конечно, может быть найдено также непосредственно из формулы (5-36), приняв $j_k \rightarrow \infty$.

Наконец, если в последнем случае $j_k \rightarrow \infty$ пренебрегается продольным краевым эффектом, то для B имеем квадратное уравнение

$$\left(1 + \frac{b_r}{b}\right) B^2 - C_p \omega \frac{b_r}{b} \frac{\sigma r}{j} B - C_p \omega \left(1 + \frac{b_r}{b}\right) = 0. \quad (5-36в)$$

При решении основного уравнения (5-12) относительно B не учитывается влияние изменения B на величину C_p , так как обычно оно ничтожно мало.

Полученное из уравнений (5-36), (5-36а, б, в) значение B используется в дальнейших расчетах насоса. По этим уравнениям может быть также рассчитана связь между индукцией B и высотой канала b при постоянстве всех остальных величин. Разумеется, при изменении B меняется также и длина электрода l . Таким образом, изменение одной лишь величины - размера канала b - приводит к неизбежным изменениям довольно многих параметров насоса, и поэтому, например, следует быть очень осторожным при отыскании разных оптимальных соотношений путем образования частных производных и т.п.

Уравнения (5-36б) и (5-36в) могут быть применены также и в расчетах некомпенсированных насосов.

Отметим еще, что при большом ω , например, если $\omega > 5$,

можно пренебрегать дискретностью числа витков. В таком случае расчет насоса заметно упрощается. Поэтому, если w_1 по формуле (5-35) получается достаточно большим, то уравнения (5-36) не решают. Исходя из выбранных значений B, j, σ, δ и т.д., определяют l и x_{uh} [см. формулы (5-33а), (5-33)] и далее находят все сопротивления и токи. В конце расчета найденное значение

$$w = \frac{k_s k_\mu \delta B}{\mu_0 J} \quad (5-38)$$

округляют до целого числа, обычно до ближайшего большего значения ("с запасом").

Однако, с пренебрежением соотношения (5-12) надо поступать осторожно, если предполагается провести расчет ряда вариантов насоса. Может оказаться, что погрешность, вносимая округлением числа w , рассчитанного по формуле (5-38), превышает ту разность в результатах, которая является следствием принятия различных исходных условий и, таким образом, непосредственно характеризует исследуемые варианты насоса в их отличии друг от друга. В таком случае сравнение вариантов может привести к неверным выводам.

6. Мощность, потребляемая насосом

6-1. Выражение для потребляемой мощности. Для анализа внешних условий рациональности конструкции насоса необходимо выразить мощность P , потребляемую насосом, через удельные нагрузки и конструктивные размеры насоса. С этой целью займемся преобразованием выражения

$$P = U_1 I = (U + IR_c + IR_k) I, \quad (6-1)$$

где U_1 — напряжение на зажимах насоса,

I — ток питания насоса,

R_c — сопротивление обмотки возбуждения,

R_k — сопротивление компенсационной шины.

В сопротивление R_c может быть включено и сопротивление подводящих шин и даже, если это оказывается целесообразным, внутреннее сопротивление источника питания (см. также § 8).

Напряжение на канале

$$U = a \left(\frac{j}{\gamma} + vB \right) = \frac{Q}{b} \left(\frac{j}{\gamma v} + B \right). \quad (6-2)$$

Для тока I имеем выражение [см. формулу (5-10)]

$$I = \frac{k_s k_\mu}{\mu_0 w} B (k_j b + b_g).$$

Падение напряжения в сопротивлении R_c , равное IR_c , выражаем в виде

$$IR_c = \frac{j_c' l_c'}{\gamma_c'} + \frac{j_c'' l_c''}{\gamma_c''}, \quad (6-3)$$

где j_c' , l_c' , τ_c' — соответственно плотность тока, длина и проводимость своей обмотки возбуждения, а j_c'' , l_c'' , τ_c'' — то же для концевых участков l_{cl}' , l_{cl}'' (рис. 6-1). Такое разделение необходимо ввести вследствие того, что иногда $j_c' \neq j_c''$ (например, $j_c' > j_c''$ из-за стремления экономить сталь) и также $\tau_c' \neq \tau_c''$, например, из-за различных температур. Обычно в качестве длины $l_c'' = l_{cl}' + l_{cl}''$ берется общая длина подводных шин.

В формуле (6-3) длину l_c'' можно рассматривать как заданную, а длину l_c' определенным образом зависит от конструктивных размеров несоса. Рассмотрим только магнит с прямоугольным сечением сердечника (рис. 6-1); такой случай достаточно часто встречается на практике. Для прямоугольного сердечника выражение для l_c' можно записать в виде

$$l_c' = k_{cl} l + k_{ca} a + l_{ck} \quad (6-4)$$

Здесь $k_{cl} l$ — та часть длины обмотки, которая пропорциональна длине электрода l ;

$k_{ca} a$ — то же — ширины конуса a ;

l_{ck} — та часть, которая не зависит ни от l , ни от a .

Для C-образного сердечника (рис. 6-1, 4-3, 6, 9)

находим

$$\begin{aligned}
 k_{cl} &= 2w - 1, \\
 k_{ca} &= (2w - 1) \frac{|\zeta_0|}{\pi} + (w - 1)\pi, \\
 l_{ck} &= [1 + (w - 1)\pi] \alpha_c + (w - 1)\pi d_c' - 2(w - 1)d_c''.
 \end{aligned}
 \tag{6-5}$$

Для \mathcal{M} - образного сердечника (рис. 4-3, а, б, г) аналогично можно найти

$$\begin{aligned}
 k_{cl} &= 2w, \\
 k_{ca} &= 2w \frac{|\zeta_0|}{\pi} + (w - \frac{1}{2})\pi, \\
 l_{ck} &= [1 + (w - \frac{1}{2})\pi] \alpha_c + (w - \frac{1}{2})\pi d_c' - (2w - 1)d_c''.
 \end{aligned}
 \tag{6-6}$$

Размерами d_c' , d_c'' (рис. 6-I) задаются на основе эскиза насоса.

Ширина шины возбуждения α_c оценивается при помощи формулы

$$\alpha_c = \sqrt{k_c S_c'} = \sqrt{\frac{k_c J}{j_c'}} ,
 \tag{6-7}$$

где отношение $k_c = \alpha_c / b_c$ целесообразно выбрать, исходя из условия

$$k_c \approx w + 1 .
 \tag{6-8}$$

Если сечение сердечника не прямоугольное, а, например, круглое, то определение коэффициентов k_{cl} и k_{ca} затрудняется. Однако и в этом случае l_{ck}' возрастает при увеличении размеров l и a . Поэтому выводы, приводимые ниже, с достаточным приближением остаются в силе. Выбор коэффициентов k_{cl} и k_{ca} в этом случае

производится на основе анализа геометрических соотношений насоса.

Подставляя в формулу (6-4) выражения для l [см. формулу (5-33a)] и α , получаем

$$l'_c = k_{cl} \frac{p}{jB} + k'_{ca} \frac{Q}{\sigma b} + l_{ck}, \quad (6-9)$$

где

$$k'_{ca} = k_{ca} - k_{cl} \left(x_{uq} - 1 - x_q \frac{\sigma \gamma B}{j} \right).$$

Напряжение напряжения в компенсационной шине

$$\mathcal{I}R_k = \frac{j_k \alpha_k}{\gamma_k}, \quad (6-10)$$

где j_k — плотность тока, γ_k — проводимость и α_k — длина этой шины (рис. 6-1). С целью выразить размер α_k через высоту канала b шина α_k в виде

$$\alpha_k = k_{ka} a + k_{kb} b, \quad (6-11)$$

где k_{ka} и k_{kb} — конструктивные коэффициенты, которые выбираются на основе анализа эскиза насоса. Например, для насоса (рис. 6-1), у которого ширина полюсного наконечника

$$\alpha_m \approx a + 2b, \quad \text{можно принять } k_{ka} = 1, \quad k_{kb} = 3. \quad \text{Если}$$

$$\alpha_m \approx a, \quad \text{то приблизительно } k_{ka} = 1, \quad k_{kb} = 2.$$

Учитывая формулу (6-11), находим

$$\mathcal{I}R_k = \frac{Q j_k k_{ka}}{\sigma \gamma_k} \cdot \frac{1}{b} + \frac{j_k k_{kb}}{\gamma_k} \cdot b. \quad (6-12)$$

Вводя все рассмотренные величины в формулу (6-1), после несложных преобразований получаем

$$P_1 = A_1 b^2 + A_2 b + A_3 + \frac{A_4}{b}, \quad (6-13)$$

где

$$A_1 = \frac{k_s k_\mu}{\mu_0 w} B k_j \frac{j_k k_{e2}}{\gamma_k},$$

$$A_2 = \frac{k_s k_\mu}{\mu_0 w} \left\{ k_j \left[\frac{j_c'}{\gamma_c'} \left(k_{cl} \frac{p}{j} + B l_{ck} \right) + \frac{j_c'' l_c''}{\gamma_c''} B \right] + B b_g \frac{j_k k_{e2}}{\gamma_k} \right\},$$

$$A_3 = \frac{k_s k_\mu}{\mu_0 w} \left\{ b_g \left[\frac{j_c'}{\gamma_c'} \left(k_{cl} \frac{p}{j} + B l_{ck} \right) + \frac{j_c'' l_c''}{\gamma_c''} B \right] + \right. \\ \left. + B Q k_j \left[\frac{j_c' k_{ca}}{\gamma_c' v} + \frac{j}{v \gamma} + B + \frac{j_k k_{ca}}{v \gamma_k} \right] \right\},$$

$$A_4 = \frac{k_s k_\mu}{\mu_0 w} B Q b_g \left(\frac{j_c' k_{ca}}{\gamma_c' v} + \frac{j}{v \gamma} + B + \frac{j_k k_{ca}}{v \gamma_k} \right).$$

Если допустить, что коэффициенты $A_1 \dots A_4$ не зависят от v , то, учитывая, что член $A_1 v^2$ очень мал по сравнению с другими членами, получаем выражение для оптимального значения v :

$$v_0 \approx \sqrt{\frac{A_4}{A_2}} = \sqrt{\frac{B Q b_g \left(\frac{j_c' k_{ca}}{\gamma_c' v} + \frac{j}{v \gamma} + B + \frac{j_k k_{ca}}{v \gamma_k} \right)}{k_j \left[\frac{j_c'}{\gamma_c'} \left(k_{cl} \frac{p}{j} + B l_{ck} \right) + \frac{j_c'' l_c''}{\gamma_c''} B \right] + B b_g \frac{j_k k_{e2}}{\gamma_k}} \quad (6-14)$$

Однако фактические соотношения в насосе сложнее. Все важнейшие величины (B , j , v , b и другие) взаимосвязаны [см. формулу (5-12)]. Поэтому соотношение (6-14) может служить лишь для ориентировки.

Для определения оптимальных значений v , B , j , j_k , j_c' , j_c'' и т.д. следовало бы найти по формуле (6-13) частные производные $\frac{\partial P}{\partial v}$, $\frac{\partial P}{\partial B}$ и т.д., приравнять их нулю и затем решить полученную систему уравнений.

Однако, нам кажется целесообразным отказаться от попыток нахождения минимума мощности P_f таким способом. Во-первых, решение системы $\frac{\partial P_f}{\partial r} = 0$, $\frac{\partial P_f}{\partial B} = 0$ и т.д. оказалось бы слишком сложным (если только не прибегать к помощи электронной вычислительной машины) и, во-вторых, что самое главное, мы получили бы значения отдельных величин, совершенно неприемлемые по экономическим, тепловым, весовым и т.п. соображениям. В этом можно убедиться уже при беглом просмотре формулы (6-13). Например, в ней нет членов, обратно пропорциональных плотности тока j_c' и j_c'' , следовательно, необходимо стремиться к $j_c' \rightarrow 0$, $j_c'' \rightarrow 0$, что очевидно является абсурдом. Несмотря на это, качественный анализ формулы (6-13) может дать ряд ценных сведений о тенденциях изменения потребляемой мощности P_f (следовательно, и полного к.п.д. насоса) при изменениях удельных нагрузок в ту или в другую сторону. При этом следует иметь в виду, что в выражении электромагнитного напора ρ входит член P_f , так как

$$\rho = \rho_a + P_f. \quad (6-15)$$

Учитывая сказанное в § 5-4, можно заключить, что потеря напора пропорциональна v^2 и уменьшается при возрастании величин v , j и B :

$$P_f \approx k_f \frac{v^2}{jBv}. \quad (6-16)$$

Однако это выражение весьма приближенно, так как заметную долю от P_f составляет потеря напора в диффузоре и конфузоре, которая, например, практически не зависит

от j и B . Учитывая приближенность формулы (6-16), а также для того, чтобы слишком не усложнять выражение (6-13), мы не будем поставлять величину P_f согласно формулам (6-15) и (6-16) в выражение (6-13). Роль потери напора P_f будет учитываться качественно.

6-2. Влияние удельных нагрузок на величину P_f

Вернемся теперь к формуле (6-13). Для оценки влияния скорости v надо учесть, что размер b меняется обратно пропорционально \sqrt{v} [формула (5-2)]. При значениях параметров, обычно встречающихся на практике, сумма членов, в которых v находится в знаменателе, значительно превосходит сумму тех членов, где v содержится в числителе, и поэтому следовало бы всемерно увеличить v . Однако, часто приходится скорость ограничить для обеспечения достаточной устойчивости против эрозии. В литературе мало данных по этому весьма важному вопросу. Указано, что для Na в металлическом канале целесообразно переходить границу 5 ... 10 м/сек ([1], стр. 113, 160), а при керамическом канале во всех случаях скорость должна быть уменьшена [12]. Кроме того, для тяжелых металлов (Pb, Bi) скорость берется меньше [35], чем для легких ($Na, Na-K, Li$).

От скорости непосредственно зависят поперечные размеры канала, так как $Q = avv$. Задаваясь отношением $k_{ab} = \frac{a}{b}$, определяем b по формуле (5-2), а затем $a = k_{ab} \cdot b$. Чем больше v , тем меньше получаются габариты и вес насоса.

Переходя к анализу влияния магнитной индукции B на потребляемую мощность P , отметим, что в формуле (6-13) нет членов, обратно пропорциональных B , кроме членов, содержащих ρ . Поэтому для B следует выбирать умеренные значения, руководствуясь главным образом экономическими ~~экономическими~~ соображениями: при слишком малом B возрастает длина насоса, а также увеличивается ток I и сечение обмотки, но уменьшается число витков w . Разумным компромиссом являются значения $0,4 \dots 1 \text{ вб/см}^2$. К максимальному возможному B целесообразно стремиться лишь в случаях, если надо обеспечить минимум тока питания насоса [см. (5-11a)], либо минимальную длину; при увеличении B растёт число витков w [см. (5-35)].

С физической точки зрения максимальное значение магнитной индукции B ограничивается насыщением сердечника.

Отметим попутно, что анализ влияния отдельных величин проводится в предположении, что все остальные условия неизменны.

Плотность тока в жидком металле j с физической точки зрения ограничивается нагревом подводящих электродов, стенок канала и самого жидкого металла. Величина j входит в членах формулы (6-13) как в числителе (члены, соответствующие потерям в жидком металле), так и в знаменателе (члены, выражающие потери в участках обмотки возбуждения, направленные вдоль канала, а также члены с ρ). Часто вторые члены намного больше, чем первые, поэтому целесообразно для j выбрать максимальное значение по условиям нагрева. Для хорошо проводящих металлов j выбирается в пределах $(2 \dots 5) \cdot 10^6 \text{ а/см}^2$,

для плохо проводящих $(0,5 \dots 2) \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$.

Если возможен режим, когда ток в насосе проходит, а внешняя гидравлическая цепь перекрыта, т.е. $\sigma = 0$, то плотность тока j должна быть уменьшена.

Если проектируется насос со сплошной компенсационной шиной в зазоре ($k_j \neq 1$), то для плотности тока в компенсационной шине j_k выбирается значение, максимально допустимое по условиям нагрева, чтобы всемерно уменьшить коэффициент k_j . Члены, в которые j_k входит явно, малы по сравнению с членами, содержащими коэффициент k_j . Иными словами, потери в компенсационной шине малы по сравнению с потерями в обмотке возбуждения, обусловленными увеличением зазора вследствие наличия компенсационной шины.

При расположении компенсационной шины в пазах полюсного наконечника (рис. 4-4,5) формула (6-13) остается в силе, только $k_j = 1$ и соответственно снизу подбираются коэффициенты k_{ca} и k_{cb} .

Наконец, в формуле (6-13) нет членов, обратно пропорциональных плотности тока в обмотке возбуждения j_c' и в шинах j_c'' , поэтому, подобно как для B , и для j_c' , j_c'' следует выбирать умеренные значения, руководствуясь главным образом экономическими соображениями (при уменьшении j_c' , j_c'' повышается м.д., но возрастают также размеры и вес насоса). В зависимости от условий охлаждения максимально допустимая величина j_c' , j_c'' для медной обмотки может колебаться в пределах примерно от $(1 \dots 5) \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$

или даже больше.

При анализе выражения (6-13) необходимо учитывать основное соотношение (5-12). Иными словами: величины B, σ, j, ν и т.д. не могут рассматриваться как независимые переменные, так как они связаны соотношением (5-12). Этим обстоятельством объясняется, например, тот факт, что в выражении (6-13) явно не входят такие величины, как ν_z, ν_x, ν_y , которые, несомненно, влияют на величину P .

Отметим еще, что из формулы (6-13) вовсе не следует, что P обратно пропорциональна числу витков w , поскольку последнее содержится в знаменателе коэффициентов $A_1 \dots A_4$. Дело в том, что в коэффициентах k_{ce} и k'_{ca} множителем входит тоже w . Зависимость мощности P от числа витков w — сложная. При анализе этой зависимости необходимо учесть основное соотношение (5-12), как уже неоднократно указывалось. Можно даже сказать, что выбор величины B по существу сводится к выбору числа витков w ; индукция B при прочих равных условиях непосредственно зависит от w .

7. Относительная производительность \bar{Q} и относительный напор \bar{p}_i при $J = const$

7-1. Обзор. Переходим к анализу внутренних условий максимума к.п.д. Здесь могут быть использованы различные безразмерные величины. Например, Д.А. Ватт [96] пользуется понятием скольжения s и находит optimum скольжения в зависимости от определенного параметра — отношения сопротивлений жидкого металла и стенок канала. Однако, по нашему мнению, более наглядные и легко доступные для всестороннего анализа результаты получаются, если использовать понятия относительной производительности и относительного напора. В этом случае анализ ведется по $p(Q)$ характеристикам насоса, т.е. по нагрузочным характеристикам, широко используемым на практике гидромашиностроения. Введение относительных \bar{p} и \bar{Q} означает только изменение масштаба характеристик.

В § 10 приводится краткий анализ известных оптимальных критериев — оптимального скольжения Ватта и оптимальной индукции Бэрнеса. Показано, что оба последние являются частными случаями предложенного нами критерия.

7-2. Определение \bar{p}_i и \bar{Q} . Для введения понятий об относительных величинах \bar{p}_i и \bar{Q} преобразовываем выражение для J_d (3-38):

$$J_d = \frac{J - E \left(\frac{k_d - k_b}{R_b} + \frac{k_d}{R_t} \right)}{1 + \frac{R_d}{R_b} + \frac{R_d}{R_t}}$$

Введем для упрощения анализа безразмерный параметр

\bar{R}_B согласно равенству

$$\bar{R}_B = \frac{R_d}{R_b} + \frac{R_d}{R_t} \quad (7-1)$$

Далее напишем соответствующий параметр для числителя формулы (3-38):

$$\bar{R}_D = \frac{(k_d - k_b)R_d}{R_b} + \frac{k_d R_d}{R_t} = k_d \bar{R}_B - k_b \frac{R_d}{R_b} \quad (7-2)$$

Благодаря тождеству $\mathcal{H}_{uq} = \mathcal{H}_{ev}$ [см. формулу (3-13)]

или, что то же самое, $\mathcal{H}_q = -\mathcal{H}_{eb}$, можно упростить

связь между \bar{R}_D и \bar{R}_B . Действительно,

$$k_d + k_b \frac{R_d}{R_b} = 1 + \frac{\mathcal{H}_q}{\mathcal{H}_{uh} + \mathcal{H}_{uq}} + \frac{\mathcal{H}_{eb}}{\mathcal{H}_{ub}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{ub}}{\mathcal{H}_{uh} + \mathcal{H}_{uq}} = 1,$$

следовательно,

$$\bar{R}_D = k_d(1 + \bar{R}_B) - 1, \quad (7-2a)$$

или

$$\bar{R}_B = \frac{1 + \bar{R}_D}{k_d} - 1.$$

Если $k_d = 1$, то $\bar{R}_D = \bar{R}_B$. Получаем

$$J_d = \frac{J - \frac{E}{R_d} \bar{R}_D}{1 + \bar{R}_B} \quad (7-3)$$

Подставляя сюда значение J_d из формулы (5-11a) и

$E = \frac{QB}{b}$, находим

$$p = \frac{B}{b} \cdot \frac{J - \frac{QB}{b R_d} \bar{R}_D}{1 + \bar{R}_B} \quad (7-4)$$

Рассмотрим это уравнение, считая p и Q переменными, а все остальные величины — постоянными. В частности, ток I также предполагается постоянным, что возможно только в случае, если при возрастании производительности Q увеличивается по определенному закону и напряжение питания насоса U_1 . Величины p, Q, η и т.п., относящиеся к режиму $I = const$, в дальнейшем будем снабжать индексом "i". Поскольку мы ограничиваемся насосами с последовательным возбуждением, при $I = const$ имеем также и $B = const$.

Уравнение (7-4) является уравнением прямой. Подставляя в него $Q = 0$, получаем максимальное значение электромагнитного напора

$$p_{im} = \frac{IB}{b} \cdot \frac{1}{1 + \bar{R}_B}, \quad (7-5)$$

а при $p_i = 0$ находим (рис. 7-1)

$$Q = Q_m = \frac{bIR_d}{B\bar{R}_D}. \quad (7-6)$$

Отношения

$$\bar{p}_i = \frac{p_i}{p_{im}} = p_i \frac{b(1 + \bar{R}_B)}{IB} \quad (7-7)$$

и

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_m} = Q \frac{B\bar{R}_D}{bIR_d} \quad (7-8)$$

назовем соответственно относительным электромагнитным напором и относительной производительностью. Выражая

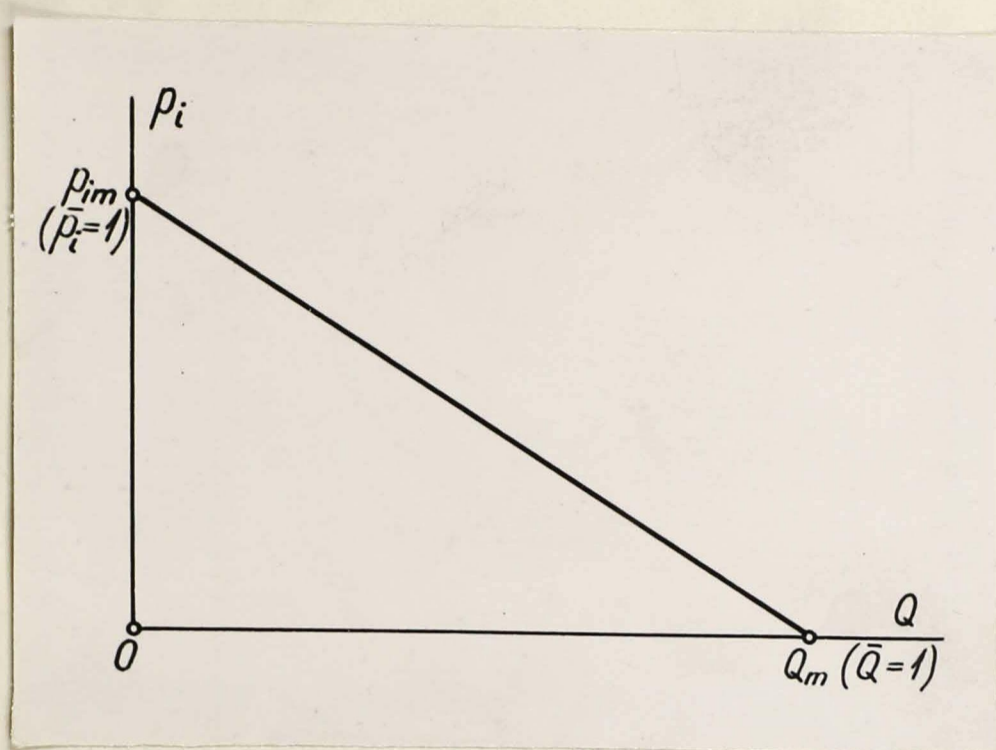


Рис. 7-1. Зависимость $p_i(Q)$.

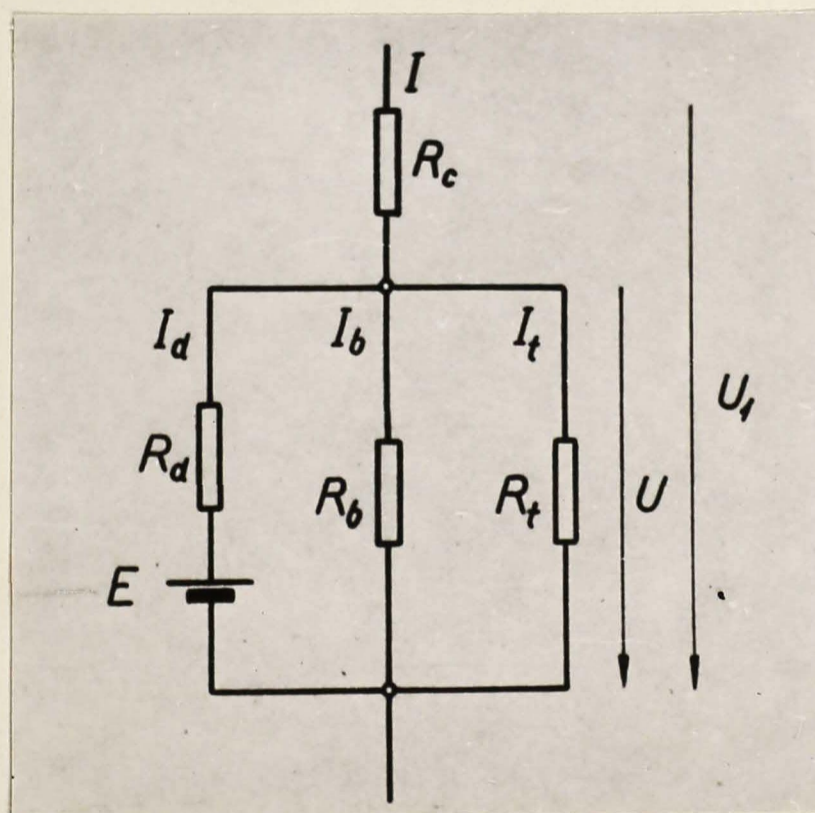


Рис. 7-2. Схема канала насоса, эквивалентна схеме рис. 3-4, а(б) с точки зрения соотношения между E и U (U_1).

величины p_i и Q из формул (7-7) и (7-8) и подставляя их в уравнение (7-4), находим $\bar{p}_i(\bar{Q})$ характеристику насоса в исключительно простой безразмерной форме:

$$\bar{p}_i = 1 - \bar{Q} \quad (7-9)$$

7-3. Выражение для электромагнитного к.п.д. η_i . Очевидно максимум мощности $p_i Q$ имеет место при

$$\bar{Q} = \frac{1}{2}, \quad \bar{p}_i = \frac{1}{2}.$$

Однако этот результат нас мало удовлетворяет, так как важнейшей характеристикой насоса является его электромагнитный к.п.д. (потерю напора p_f пока не учитываем)

$$\eta_i = \frac{p_i Q}{P_f} = \frac{p_i Q}{u_1 I} \quad (7-10)$$

и u_1 меняется при изменении Q . Из схемы рис. 3-4,5 следует [см. формулу (7-3)] выражение для u_1 :

$$\begin{aligned} u_1 &= IR_c + I_d R_d + k_d E = \\ &= I \left(R_c + \frac{R_d}{1 + \bar{R}_B} \right) + \frac{E}{1 + \bar{R}_B}, \end{aligned} \quad (7-11)$$

так как

$$k_d + k_b \frac{R_d}{R_b} = 1.$$

Отметим, что результат (7-11) мы получили бы при анализе схемы рис. 7-2, т.е. схемы рис. 3-4,5 и рис. 7-2 эквивалентны с точки зрения соотношений E и u_1 (а также u). Но этим их эквивалентность, конечно, и ограничивается.

Для учёта сопротивления обмотки возбуждения вводим безразмерный параметр

$$\bar{R}_c = \frac{R_c}{R_u}, \quad (7-12)$$

где R_u является эквивалентным сопротивлением параллельного соединения R_d , R_b , R_t :

$$\frac{1}{R_u} = \frac{1}{R_d} + \frac{1}{R_b} + \frac{1}{R_t}. \quad (7-12a)$$

Тогда для U_1 получаем выражение

$$U_1 = \frac{1}{1 + \bar{R}_B} \cdot [J R_d (1 + \bar{R}_c) + E]. \quad (7-12a)$$

Мощность, потребляемая насосом,

$$P_1 = U_1 J = \frac{1}{1 + \bar{R}_B} \cdot [J^2 R_d (1 + \bar{R}_c) + E J] = P_J + p_{im} Q_m \bar{Q}, \quad (7-13)$$

где обозначено $P_J = J^2 R_d \frac{1 + \bar{R}_c}{1 + \bar{R}_B}$,

а в соответствии с формулой (7-7)

$$p_{im} Q_m \bar{Q} = p_{im} Q = \frac{J B \cdot E \cdot b}{b (1 + \bar{R}_B) \cdot B} = \frac{E J}{1 + \bar{R}_B}.$$

Далее находим мощность $p_i Q$, т.е. электромагнитную мощность, которая превращается в гидравлическую:

$$p_i Q = p_{im} \cdot \bar{p}_i \cdot Q_m \bar{Q} = \bar{Q} (1 - \bar{Q}) p_{im} Q_m.$$

Следовательно, электромагнитный к.п.д. насоса

$$\eta_i = \frac{p_i Q}{P_1} = \frac{\bar{Q} (1 - \bar{Q}) p_{im} Q_m}{P_J + p_{im} Q_m \bar{Q}} = \frac{\bar{Q} (1 - \bar{Q})}{\bar{R} + \bar{Q}} = \frac{1 - \bar{Q}}{1 + \frac{\bar{R}}{\bar{Q}}}, \quad (7-14)$$

где
$$\bar{R} = \frac{P_f}{P_{im} Q_m} = \frac{J^2 R_d \frac{1 + \bar{R}_c}{1 + \bar{R}_B}}{J^2 R_d \frac{1}{(1 + \bar{R}_B) \bar{R}_D}} = \bar{R}_D (1 + \bar{R}_c). \quad (7-15)$$

Знаменатель дроби в формуле (7-15) получен, используя выражения (7-5) и (7-6).

Параметр \bar{R} играет важную роль в анализе насоса. Он может быть представлен, во-первых, как отношение двух мощностей:

$$\bar{R} = \frac{P_f}{P_{im} Q_m} = \frac{\text{мощность, потребляемая насосом при } Q=0}{\text{четырёхкратная максимальная электромагнитная мощность, которая превращается в гидравлическую}}$$

и, во-вторых, выражен при помощи отношений сопротивлений

$$\bar{R} = \bar{R}_D (1 + \bar{R}_c).$$

Более подробный анализ параметра \bar{R} проводится ниже (§ 9).

7-4. Условие максимума электромагнитного к.п.д. η_i

Как видно из определения величины \bar{R} , она является постоянной для данного насоса. Поэтому, продифференцировав выражение (7-14) по \bar{Q} , из условия $\frac{\partial \eta_i}{\partial \bar{Q}} = 0$ находим, что максимум к.п.д. η_i наступает при оптимальной относительной производительности

$$\bar{Q}_0 = \sqrt{\bar{R}^2 + \bar{R}} - \bar{R}, \quad (7-16)$$

при которой

$$\eta_i = \eta_{i \max} = 1 - 2\bar{Q}_0. \quad (7-17)$$

Формулы (7-14), (7-16) и (7-17) по внешнему виду аналогичны формулам Ватта [96], полученным при рассмотрении "оптимального скольжения", однако по физическому смыслу отличаются от последних.

Кривые $\bar{Q}_0 = f(\bar{R}_D)$ с величиной \bar{R}_c в качестве параметра изображены на рис. 7-3.

7-5. Учёт гидравлических потерь p_f . С достаточной для практики точностью можно принять, что при турбулентном течении потеря напора пропорциональна квадрату скорости независимо от того, по какой формуле [(5-17) или (5-19)] рассчитан коэффициент сопротивления. Это следует из того, что наибольший интерес представляет только узкая область изменения \bar{Q} вблизи точки \bar{Q}_0 .

Таким образом, относительную потерю напора

$$\bar{p}_f = \frac{p_f}{p_{im}} \quad (7-18)$$

считаем пропорциональной \bar{Q}^2 :

$$\bar{p}_f = \bar{k}_f \bar{Q}^2. \quad (7-19)$$

Коэффициент пропорциональности \bar{k}_f можно определить в любом режиме, сопоставляя потерю напора с соответствующей скоростью при помощи формулы (7-19) и других необходимых выражений. Наиболее удобно определить \bar{k}_f в номинальном режиме $Q = Q_n$, $p = p_n$, $p_f = p_{fn}$:

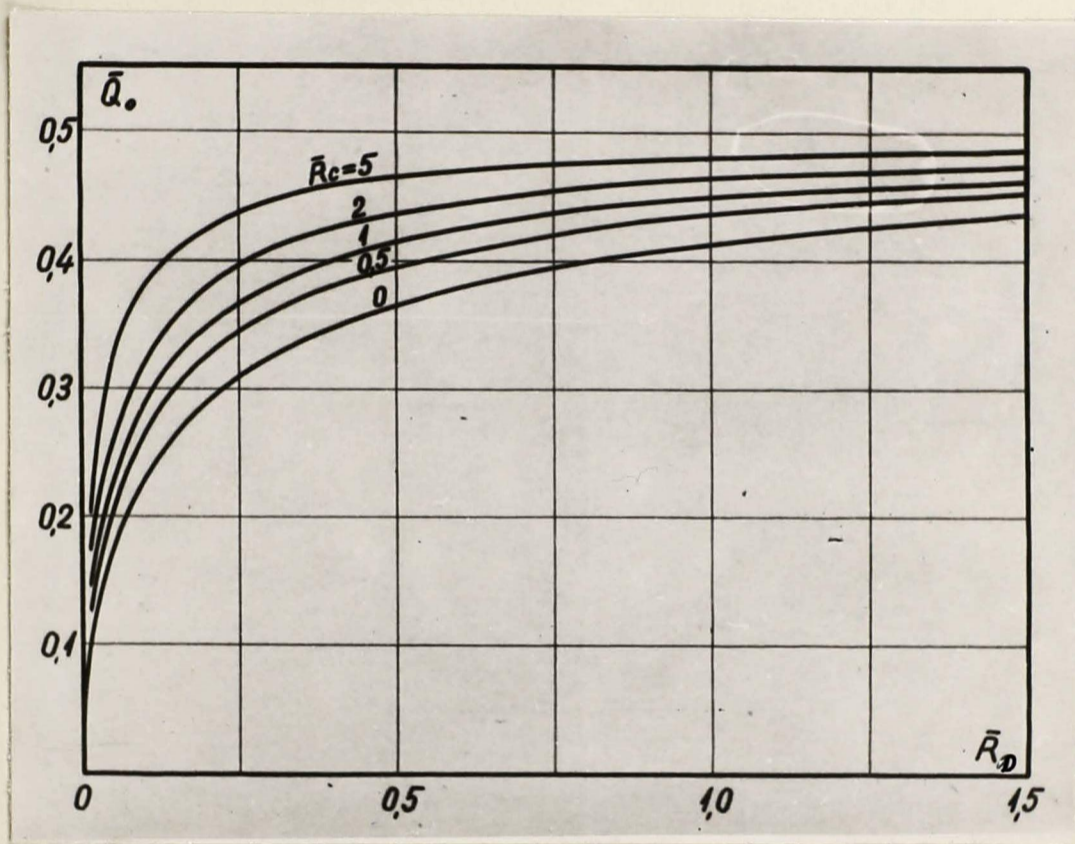


Рис. 7-3. Зависимость оптимальной относительной производительности \bar{Q}_0 от \bar{R}_D и \bar{R}_c .

$$\bar{k}_f \bar{Q}_n^2 = \bar{p}_{fn} = \frac{p_{fn}}{p_{im}} = \frac{p_{fn}}{p_n} \cdot \frac{p_n}{p_{im}} = \frac{p_{fn}}{p_n} (1 - \bar{Q}_n),$$

следовательно,

$$\bar{k}_f = \frac{p_{fn}}{p_n} \cdot \frac{1 - \bar{Q}_n}{\bar{Q}_n^2}. \quad (7-20)$$

Так как полезный напор, развиваемый во внешней гидравлической цепи,

$$p_a = p - p_f,$$

то, разделив это равенство на p_{im} , получаем

$$\bar{p}_a = \bar{p} - \bar{p}_f = 1 - \bar{Q} - \bar{k}_f \bar{Q}^2. \quad (7-21)$$

Полный к.п.д. насоса равен

$$\eta_{ia} = \frac{p_a Q}{P_i} = \frac{1 - \bar{Q} - \bar{k}_f \bar{Q}^2}{1 + \frac{\bar{R}}{\bar{Q}}}. \quad (7-22)$$

Из условия $\frac{\partial \eta_{ia}}{\partial \bar{Q}} = 0$ находим, что максимум полного к.п.д. имеет место при $\bar{Q} = \bar{Q}_{io}$, которая является корнем уравнения

$$2\bar{k}_f \bar{Q}_{io}^3 + (3\bar{k}_f \bar{R} + 1)\bar{Q}_{io}^2 + 2\bar{R}\bar{Q}_{io} - \bar{R} = 0. \quad (7-23)$$

Наглядное представление об изменении η_{ia} в зависимости от \bar{Q} дают кривые рис. 7-4, рассчитанные с допущением, что

$$\bar{Q}_n = \bar{Q}_0 = \sqrt{\bar{R}^2 + \bar{R}} - \bar{R}.$$

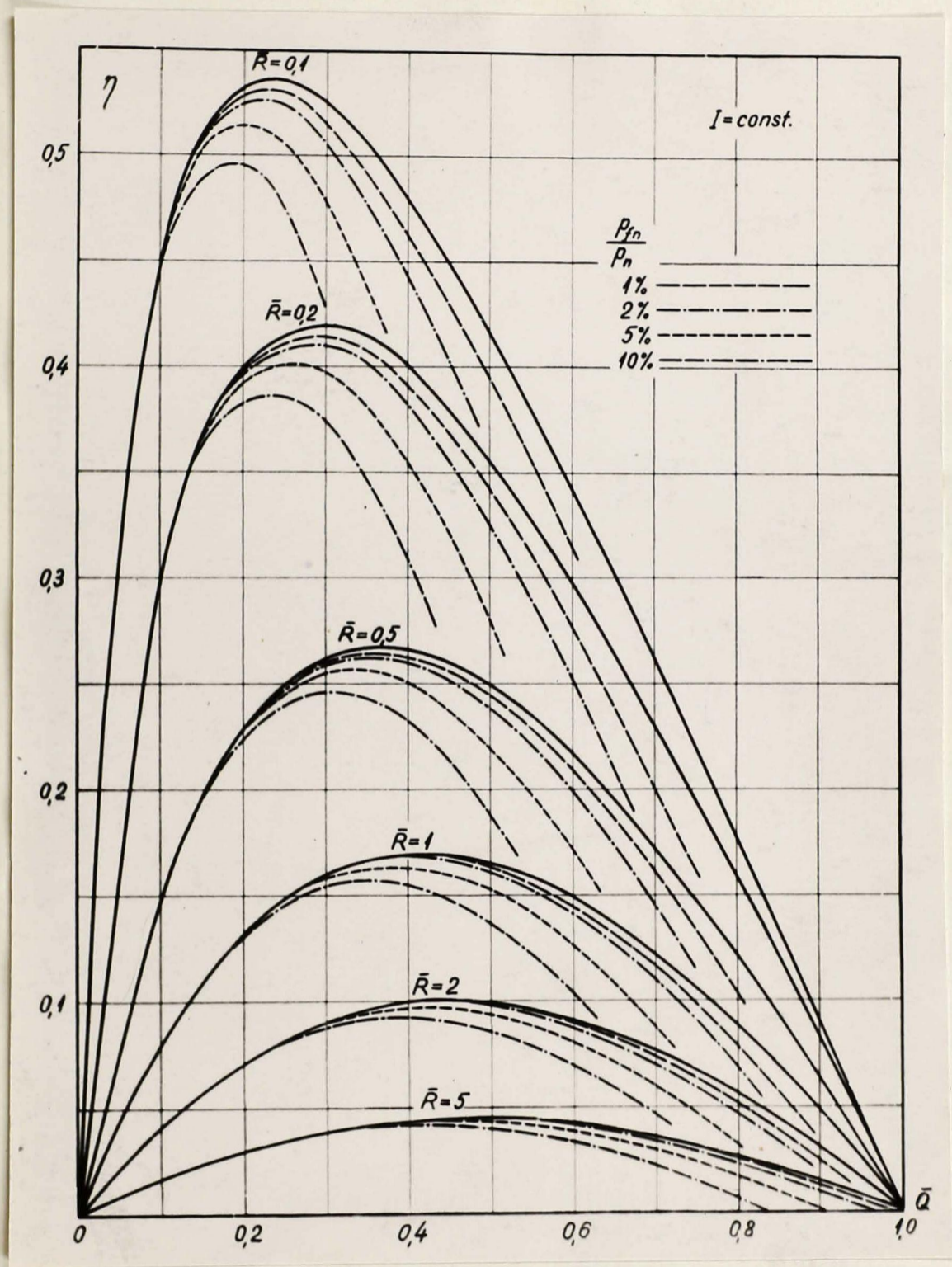


Рис. 7-4. Зависимость электромагнитного (сплошные кривые) и полного (пунктирные кривые) к.п.д. насоса в режиме $I = const$ от величин \bar{Q} , \bar{R} и P_{fn}/P_n .

Для разных отношений ρ_{fn}/ρ_n получаем ряд кривых, максимумы которых сдвинуты в сторону меньших \bar{Q} ($\bar{Q}_{io} < \bar{Q}_o$). Значения \bar{Q}_{io} , рассчитанные по формуле (7-23), графически изображены на рис. 7-5.

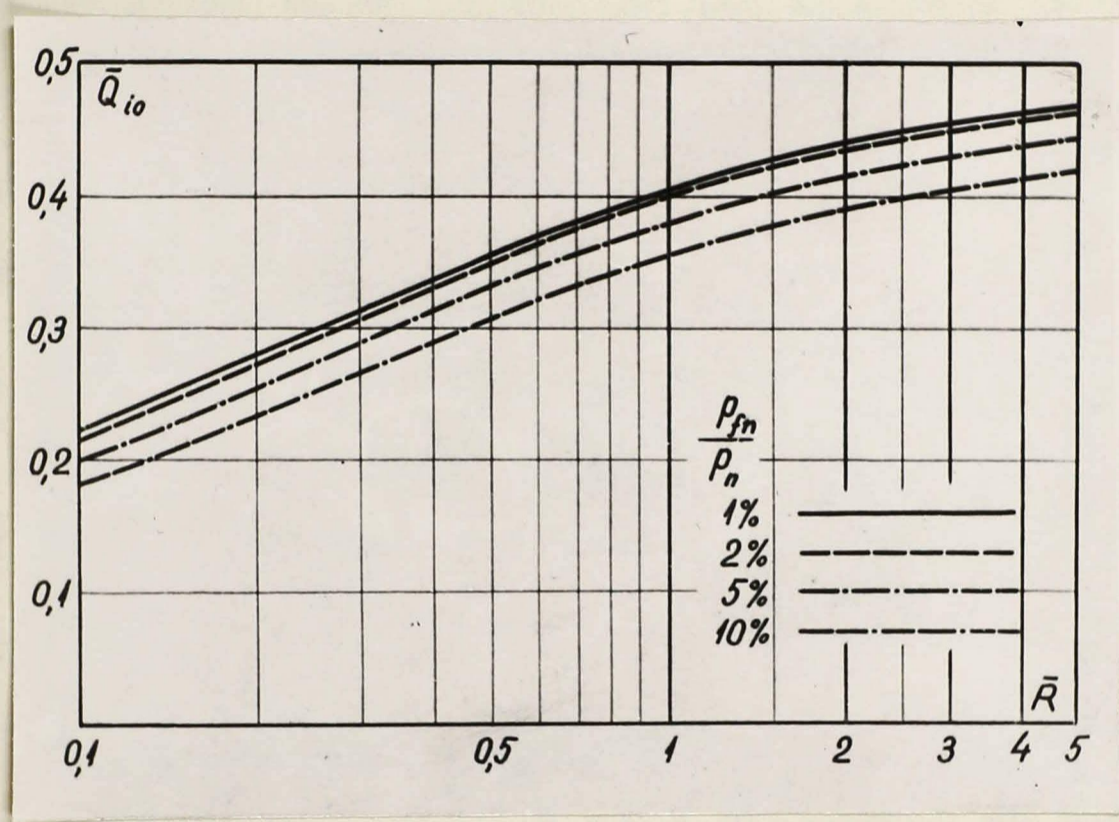


Рис.7-5. Зависимость оптимальной относительной производительности \bar{Q}_{io} , при которой полный к.п.д. $\eta_{ia} = \eta_{ia \max}$, от величины \bar{R} и $\frac{P_{fn}}{P_n}$.

8. Относительная производительность \bar{Q} и относительный напор \bar{p}_u при $u_1 = const$

8-1. Зависимость \bar{p}_u от Q при $u_1 = const$. Режим $u_1 = const$ (при изменении Q) представляет наибольший интерес, так как практически всегда источник питания можно представить в виде источника Э.Д.С., внутреннее сопротивление которого объединяется с сопротивлением обмотки возбуждения R_c .

Если $u_1 = const$, то, очевидно, \mathcal{J} уменьшается при возрастании Q ; вместе с током \mathcal{J} уменьшается и индукция B . И наоборот, при уменьшении Q увеличивается как ток \mathcal{J} , так и индукция B . Предположим для простоты, что при всех токах \mathcal{J} сохраняется пропорциональность между \mathcal{J} и B , т.е. насыщение не имеет места. Это предположение оправдывается тем, что при отыскании $\eta_{ua\ max}$ мы ограничиваемся рассмотрением лишь небольшой области изменения \bar{Q} около точки \bar{Q}_0 , так как нас интересует только удовлетворение условия $\bar{Q}_n = \bar{Q}_0$.

Таким образом, положим

$$B = C_B \mathcal{J}, \quad (8-1)$$

где

$$C_B = \frac{\mu_0 \omega}{\delta k_u k_s} = const. \quad (8-2)$$

В качестве исходных берем уравнения

$$J_d = \frac{J - \frac{E}{R_d} \bar{R}_D}{1 + \bar{R}_B}, \quad (7-3)$$

$$u_1 = J R_d \frac{1 + \bar{R}_c}{1 + \bar{R}_B} + \frac{E}{1 + \bar{R}_B}, \quad (7-11a)$$

и делим их на J . При этом получаем

$$\frac{J_d}{J} = \frac{1 - \frac{Q C_B}{b R_d} \bar{R}_D}{1 + \bar{R}_B}, \quad (8-3)$$

$$\frac{u_1}{J} = R_d \frac{1 + \bar{R}_c}{1 + \bar{R}_B} + \frac{Q C_B}{b(1 + \bar{R}_B)}, \quad (8-4)$$

так как

$$\frac{E}{J} = \frac{Q B}{b J} = \frac{Q C_B}{b}$$

Далее

$$p_u = \frac{J_d B}{b} = \frac{J_d J C_B}{2b}. \quad (8-5)$$

Индексом "u" при p отмечаем, что теперь $u_1 = const.$

Умножив уравнение (8-5) на (8-3), исключаем из них J_d

и находим

$$J = \sqrt{\frac{b p_u (1 + \bar{R}_B)}{C_B \left(1 - \frac{Q C_B}{b R_d} \bar{R}_D\right)}}. \quad (8-6)$$

Подставляя это значение J в уравнение (8-4), получаем

после несложных преобразований

$$p_u = \frac{u_1^2 C_B (1 + \bar{R}_B) \left(1 - \frac{Q C_B}{b R_d} \bar{R}_D\right)}{b \left[R_d (1 + \bar{R}_c) + \frac{Q C_B}{b} \right]^2}. \quad (8-7)$$

Это уравнение даёт зависимость $p_u(Q)$. Как видим, вместо прямой линии при $J=const$ мы получили кривую третьего порядка.

Из уравнения (8-7) находим, что $p_u=0$, если

$$1 - \frac{Q_m C_B \bar{R}_D}{b R_d} = 0,$$

откуда

$$Q_m = \frac{b R_d}{C_B \bar{R}_D} = \frac{b J R_d}{B \bar{R}_D}, \quad (8-8)$$

т.е. то же самое значение, что и при $J=const$. Это обстоятельство заметно облегчает анализ.

При $Q=0$ из уравнения (8-7) следует

$$p_{um} = \frac{U_i C_B (1 + \bar{R}_B)}{b R_d^2 (1 + \bar{R}_C)^2}. \quad (8-9)$$

8-2. Определение \bar{p}_u и \bar{Q} . Относительную производительность \bar{Q} определяем на основании уравнения (8-3):

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_m} = Q \frac{C_B \cdot \bar{R}_D}{b R_d}. \quad (8-10)$$

Это понятие тождественно с относительной производительностью в режиме $J=const$, поскольку мы предполагаем $C_B = B/J = const$. Поэтому индексы "i" и "u" при \bar{Q} не пишутся. Исключением являются величины \bar{Q}_{i0} и \bar{Q}_{u0} , которые отличаются друг от друга (§ 7-5, 8-4).

Для относительного электромагнитного напора \bar{p}_u соотношения следующие. Можно было бы его определить при помощи выражения

$$\bar{p}_u = \frac{p_u}{p_{um}}, \quad (8-11)$$

где p_{um} берется из формулы (8-9), однако это затрудняло бы сравнение обих режимов ($u_1 = const$ и $J = const$). Поэтому в качестве определения \bar{p}_u выбираем соотношение

$$\bar{p}_u = \frac{p_u}{p_{im}}, \quad (8-12)$$

где p_{im} рассчитывается согласно уравнению (7-5), подставляя в последние номинальные значения $J = J_n$ и $B = B_n$. Иными словами: в качестве p_{im} выбирается то значение, которое имело бы место в рассматриваемом насосе при $Q = 0$ и при условии, что вместо $u_1 = const$ существует режим $J = J_n = const$. Таким образом,

$$\bar{p}_u = \frac{p_u}{p_{im}} = p_u \frac{b(1 + \bar{R}_B)}{J_n B_n}. \quad (8-12a)$$

Выражая из формул (8-10) и (8-12a) величины Q и p_u и подставляя их в соотношение (8-7), получаем

$$\bar{p}_u = \frac{u_1^2}{J_n^2 R_d^2} \cdot \frac{\bar{R}_D^2 (1 + \bar{R}_B)^2 (1 - Q)}{\bar{R} + Q}.$$

Из формулы (8-4) при номинальной производительности $Q = Q_n$, когда $J = J_n$, следует

$$\frac{u_1}{J_n R_d} = \frac{1 + \bar{R}_c}{1 + \bar{R}_B} \cdot \left(1 + \frac{Q_n}{\bar{R}}\right).$$

Окончательно получим

$$\bar{p}_u = \left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2 \cdot \frac{1 - \bar{Q}}{\left(1 + \frac{\bar{Q}}{\bar{R}}\right)^2} \quad (8-13)$$

Кривые \bar{p}_u в зависимости от \bar{Q} при разных \bar{R} показаны на рис. 8-1. В качестве \bar{Q}_n принято \bar{Q}_0 , найденное из уравнения (7-16).

8-3. Электромагнитный к.п.д. при $U_1 = const$. Используя ряд необходимых выражений, получим

$$\begin{aligned} \eta_u &= \frac{p_u Q}{U_1 J} = \frac{\bar{p}_u \bar{Q}}{\frac{U_1}{J R_d} (1 + \bar{R}_B) \bar{R}_D \sqrt{\frac{\bar{p}_u}{1 - \bar{Q}}}} = \\ &= \frac{\bar{p}_u \bar{Q}}{(\bar{R} + \bar{Q}_n) \sqrt{\frac{\bar{p}_u}{1 - \bar{Q}}}} = \frac{1 - \bar{Q}}{1 + \frac{\bar{R}}{\bar{Q}}} \end{aligned} \quad (8-14)$$

Таким образом, выражения для η_u и η_i идентичны.

Следовательно, максимум η_u наступит при том же

$$\bar{Q}_0 = \sqrt{\bar{R}^2 + \bar{R}} - \bar{R} \quad , \text{ как и в режиме } J = const$$

[см. формулы (7-16), (7-17)] .

8-4. Учет гидравлических потерь. Примем аналогично тому,

как и при $J = const$,

$$\bar{p}_{ua} = \bar{p}_u - \bar{p}_f = \bar{p}_u - \bar{k}_f \bar{Q}^2, \quad (8-15)$$

где

$$\bar{k}_f = \frac{p_{fn}}{p_n} \cdot \frac{1 - \bar{Q}_n}{\bar{Q}_n^2}$$

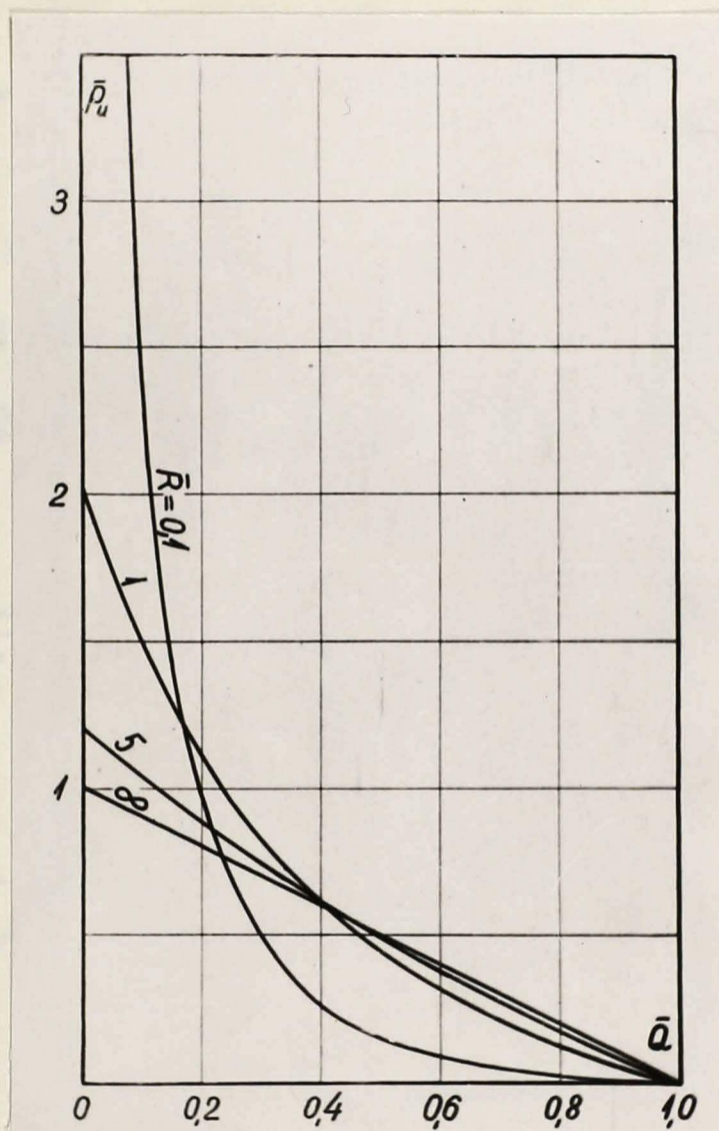


Рис.8-1. Зависимость относительного электро-
магнитного напора \bar{p}_u ($u_1 = const$) от
 \bar{Q} при разных \bar{R} .

В расчёте полного к.п.д насоса

$$\eta_{ua} = \frac{p_{ua} Q}{U, T} \quad (8-15)$$

исходим из формулы (8-14). При этом для упрощения выкладок можно использовать выражение η_u в форме

$$\eta_u = \frac{\bar{p}_u \bar{Q}}{(\bar{R} + \bar{Q}_n) \sqrt{\frac{\bar{p}_u}{1 - \bar{Q}}}}$$

и подставить в его числителе \bar{p}_{ua} согласно формуле (8-15), а в знаменателе оставить \bar{p}_u , так как тот T по уравнению (8-3) определен при помощи величины p_u .
Находим

$$\begin{aligned} \eta_{ua} &= \frac{p_{ua} Q}{U, T} = \frac{\bar{p}_{ua} \bar{Q}}{(\bar{R} + \bar{Q}_n) \sqrt{\frac{\bar{p}_u}{1 - \bar{Q}}}} = \\ &= \frac{1 - \bar{Q}}{1 + \frac{\bar{R}}{\bar{Q}}} - \frac{\bar{k}_f \bar{Q}^3}{\bar{R} \left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} - \frac{\bar{k}_f \bar{Q}^4}{\bar{R}^2 \left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} \end{aligned} \quad (8-17)$$

Максимальное значение $\eta_{ua} = \eta_{ua \max}$ имеет место при $\bar{Q} = \bar{Q}_{uo}$, определяемым из уравнения $\frac{\partial \eta_{ua}}{\partial \bar{Q}} = 0$:

$$\begin{aligned} &\frac{4 \bar{k}_f}{\bar{R}^2 \left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} \bar{Q}_{uo}^5 + \frac{11 \bar{k}_f}{\bar{R} \left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} \bar{Q}_{uo}^4 + \frac{10 \bar{k}_f}{\left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} \bar{Q}_{uo}^3 + \\ &+ \left[\frac{3 \bar{k}_f \bar{R}}{\left(1 + \frac{\bar{Q}_n}{\bar{R}}\right)^2} + 1 \right] \bar{Q}_{uo}^2 + 2 \bar{R} \bar{Q}_{uo} - \bar{R} = 0. \end{aligned} \quad (8-18)$$

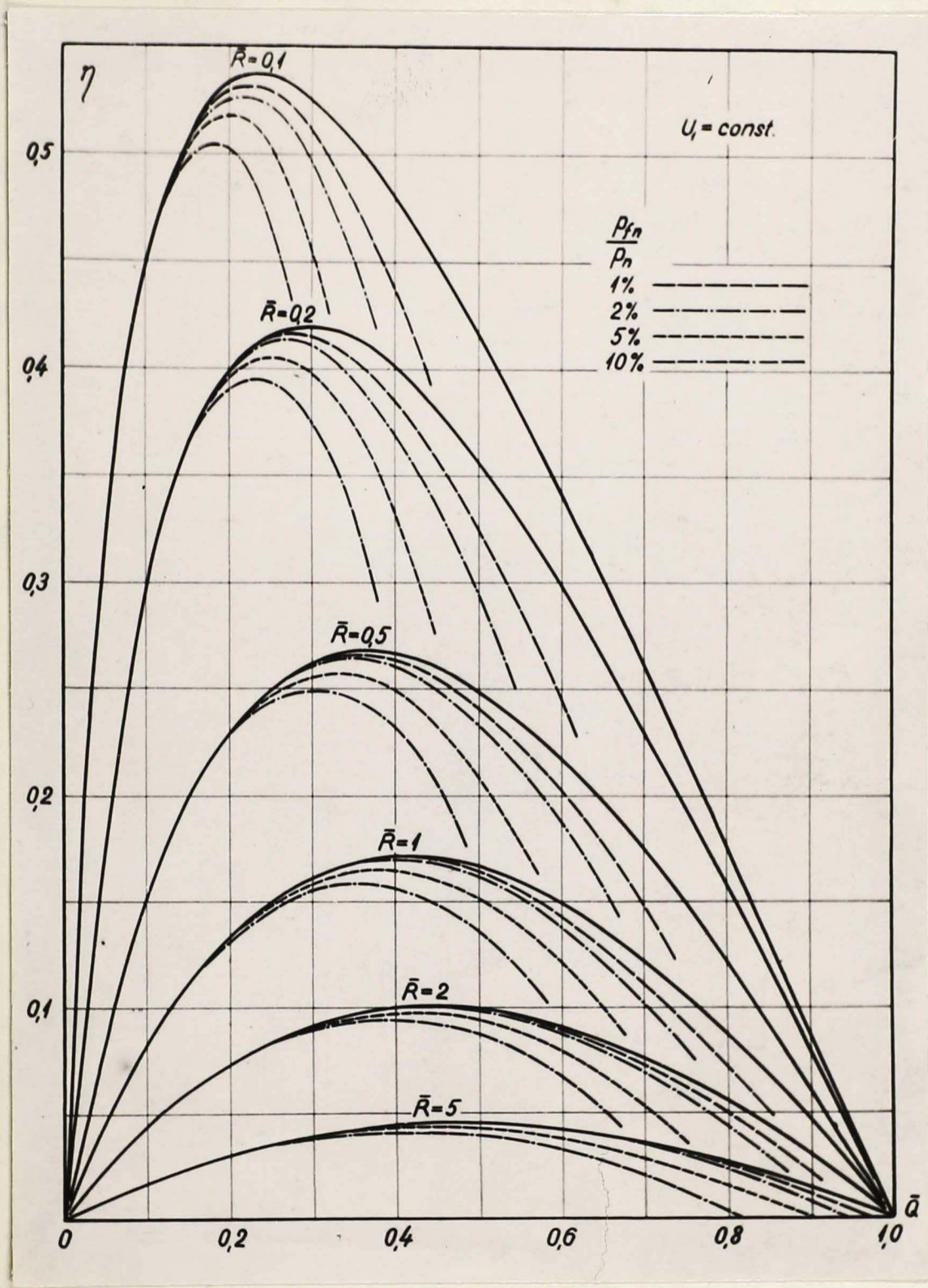


Рис. 8-2. Зависимость электромагнитного (сплошные кривые) и полного (пунктирные кривые) в.п.д. насоса в режиме $U_1 = \text{const}$ от величины \bar{Q} , \bar{R} и $\frac{P_{fn}}{P_f}$.

Величины η_{ua} и \bar{Q}_{uo} в зависимости от \bar{Q} , \bar{R} и p_{in}/p_n графически изображены на рис. 8-2 и 8-3. Для сравнения численных значений к.п.д. при $J = const$ и $u_1 = const$ по рис. 8-4 внесены кривые η_{ia} и η_{ua} , откуда видно, что в окрестности точки \bar{Q}_0 практического отличия между этими двумя величинами почти нет. Однако при $\bar{Q} > \bar{Q}_0$ величина η_{ua} падает быстрее, чем η_{ia} . Это связано с тем обстоятельством, что при $u_1 = const$ и $\bar{Q} > \bar{Q}_0$ кривые $\bar{p}_a(\bar{Q})$ проходят значительно ниже, чем прямая $p_i(\bar{Q}) = 1 - \bar{Q}$ (см. рис. 8-1).

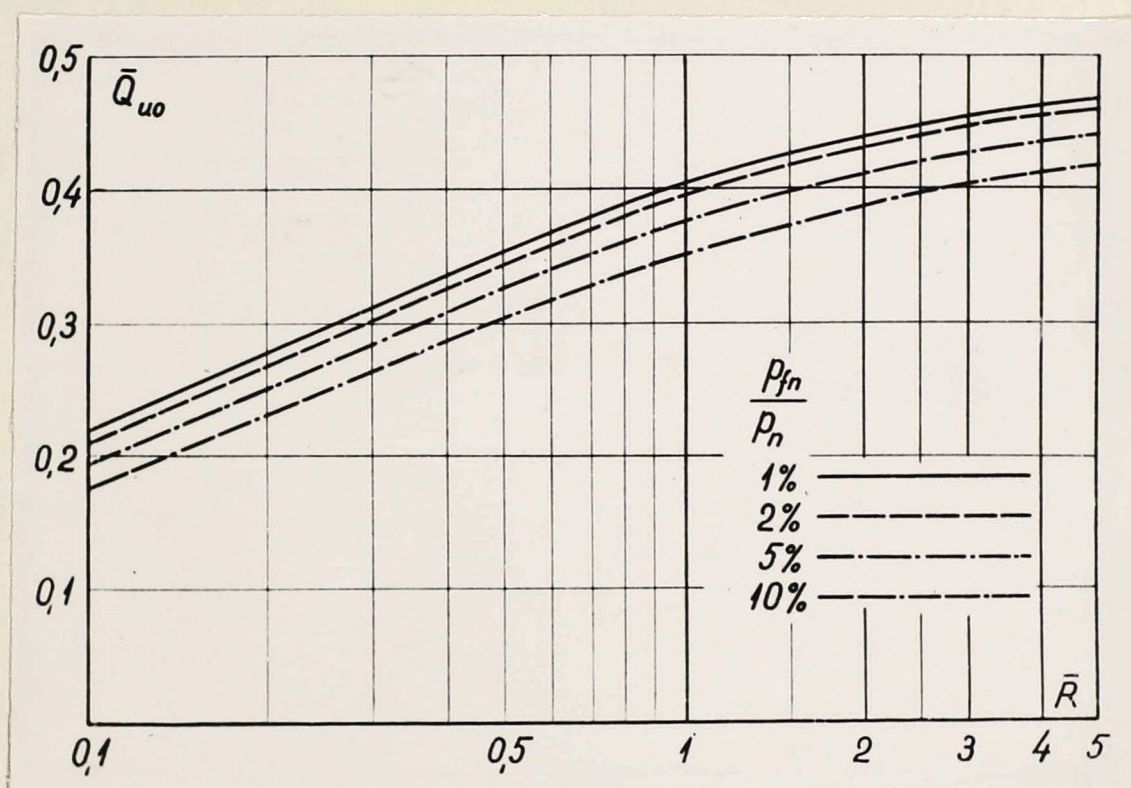


Рис. 8-3. Зависимость оптимальной относительной производительности \bar{Q}_{uo} , при которой полный к.п.д. $\eta_{ua} = \eta_{ua \max}$, от величин \bar{R} и $\frac{P_{fn}}{P_n}$.

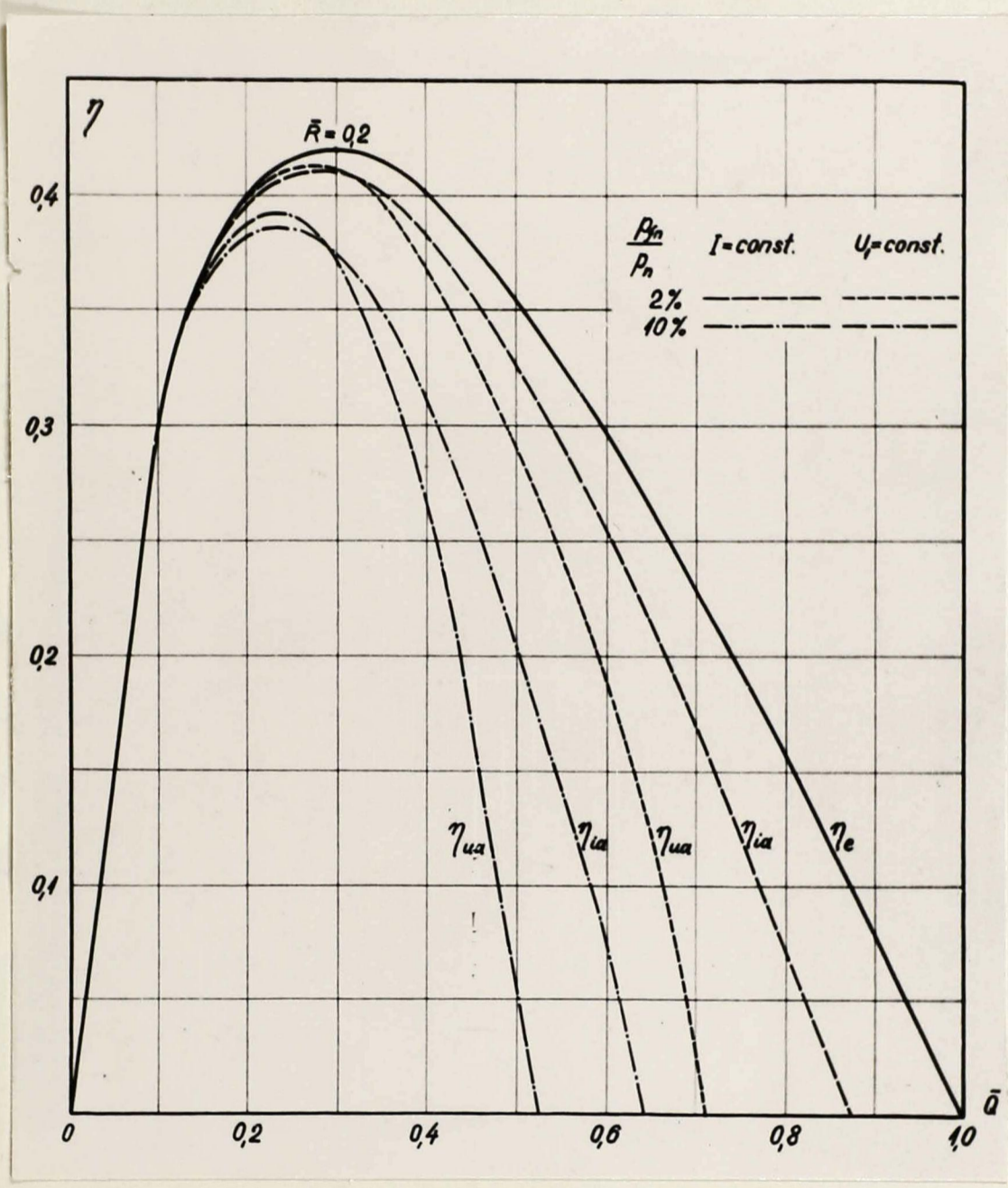


Рис. 8-4. Сравнение к.п.д. насоса в режимах $I = \text{const}$ и $U_1 = \text{const}$.

9. О расчёте насоса с целью удовлетворения равенства $\bar{Q}_n = \bar{Q}_o$

9-1. Безразмерный параметр \bar{R} . Кривые рис. 7-4 и 8-2 дают полное представление об изменениях к.п.д. насоса в зависимости от относительной производительности \bar{Q} при разных значениях \bar{R} и P_{fn}/P_n . Прежде всего, внимание привлекает тот факт, что кривые к.п.д. проходят тем выше, чем меньше \bar{R} . Естественно, возникает вопрос, как добиться для проектируемого насоса минимальное значение параметра \bar{R} . В настоящее время имеется слишком мало теоретических разработок и практического опыта, чтобы дать на этот вопрос достаточно исчерпывающий ответ. Ниже приводятся только некоторые основные положения, касающиеся величины и соотношений, от которых зависит численное значение \bar{R} .

Выпишем ещё раз формулы, определяющие величину \bar{R} :

$$\bar{R} = \bar{R}_D (1 + \bar{R}_C), \quad (7-15)$$

$$\bar{R}_D = k_d (1 + \bar{R}_B) - 1, \quad (7-2a)$$

$$\bar{R}_B = \frac{R_d}{R_b} + \frac{R_d}{R_t}, \quad (7-1)$$

$$\bar{R}_C = \frac{R_c}{R_d} + \frac{R_c}{R_b} + \frac{R_c}{R_t}. \quad (7-12), (7-12a)$$

Параметры \bar{R}_D и \bar{R}_B характеризуют разветвление тока в параллельных ветвях канала (R_d, R_b, R_t), а

параметр \bar{R}_c - распределение общего напряжения питания U , по последовательно включенным сопротивлениям обмотки возбуждения R_c и канала (R_d , R_b и R_f параллельно). Естественно, что обе величины \bar{R}_D и \bar{R}_c существенно влияют на к.п.д. насоса.

Учитывая сказанное в § 6-2 (а также в других разделах) о расчете насоса, можно заключить, что удельные нагрузки (σ, j, B, j_c) , а также некоторые существенные конструктивные размеры (b_f, b_1) и физические константы материалов $(\gamma, \gamma_t, \gamma_c)$ либо заданы, либо определяются в значительной мере экономическими, тепловыми и другими физическими условиями, так называемыми внешними условиями рациональности насоса. Вместе с указанными величинами, в основном, определены также параметры \bar{R}_c и \bar{R}_D . Например, для уменьшения \bar{R}_c необходимо уменьшить R_c и, следовательно, выбрать меньшую j_c , что может оказаться неприемлемым с точки зрения расхода материалов. Таким образом, при стремлении уменьшить величины \bar{R}_c и \bar{R}_D надо учесть те же соображения, что и при выборе удельных нагрузок.

Если удельные нагрузки выбраны и определено также число витков w , то следует еще подобрать оптимальное отношение сторон канала $k_{ab} = a/b$. Легко заметить, что для уменьшения параметра \bar{R}_D надо выбрать (при прочих равных условиях) как можно меньшее отношение a/b , а последнее приведет к увеличению параметра \bar{R}_c .

Таким образом, должен существовать минимум параметра \bar{R} . Точный математический анализ этого минимума оказывается с одной стороны слишком сложным. С другой стороны, наличие минимума \bar{R} ещё не является гарантией того, что насос рассчитан на максимум к.п.д., так как критерием максимума к.п.д. является достижение такого положения, когда в соответствии с формулой (7-16)

$$\bar{Q}_n \approx \bar{Q}_o = \sqrt{\bar{R}^2 + \bar{R}} - \bar{R}, \quad (9-1)$$

или точнее, когда

$$\bar{Q}_n = \bar{Q}_{i0} \quad (9-1a)$$

или

$$\bar{Q}_n = \bar{Q}_{u0} \quad (9-1b)$$

Здесь \bar{Q}_{i0} и \bar{Q}_{u0} являются соответственно корнями уравнений (7-23) и (8-18), а соотношение (9-1a) или (9-1b) применяются в зависимости от того, имеется ли режим $J = const$, либо $U_1 = const$. В дальнейшем для краткости будем писать равенство (9-1), имея в виду, что при точной постановке задачи надо пользоваться соотношением (9-1a) или (9-1b).

9-2. О способах удовлетворения равенства (9-1). Перспективной задачей является разработка такого математического метода, который позволил бы сразу рассчитать

насос на заданные $p_a = p_{an}$ и $Q = Q_n$ с полной гарантией того, что равенство (9-1) выполняется. В настоящее время такого метода не имеется, и приходится прибегать к методу постепенных приближений: для заданных $p_a = p_{an}$ и $Q = Q_n$ по выбранным удельным нагрузкам (§ 6) и с учетом основного соотношения (§ 5) рассчитывают все интересующие параметры насоса, а в конце расчета контролируют выполнение условия (9-1). В общем случае $\bar{Q}_n \neq \bar{Q}_0$. Кривые рис. 7-4 и 8-2 могут служить для оценки величины отклонения p_a от p_{amax} для конкретных значений \bar{R} , p_{an}/p_n , \bar{Q}_n .

Если это отклонение недопустимо велико, то производится повторный расчет насоса с скорректированными значениями числа витков w , отношения $k_{ab} = a/b$ и некоторых удельных нагрузок. Желательно провести оценку теплового режима насоса, а также оценку влияния плотности тока j на потребляемую мощность P (§ 6-2) с тем, чтобы лучше ориентироваться при подборе удельных нагрузок и, в частности, плотностей тока в разных частях насоса (j, j_k, j_c).

При корректировании указанных величин (w, k_{ab}, j и т.д.) необходимо руководствоваться следующими соображениями.

Для удовлетворения равенства (9-1) возможны два пути:

а) изменение Q_m с тем, чтобы отношение

$$\bar{Q}_n = \frac{Q_n}{Q_m}$$

изменилось в необходимую сторону, т.е. если в первом приближении $\bar{Q}_n < \bar{Q}_0$, то надо уменьшить значение Q_m , чтобы \bar{Q}_n возросло, и наоборот;

б) изменение \bar{R} с таким расчетом, чтобы добиться удовлетворения равенства (9-1); например, если в первом приближении $\bar{Q}_n < \bar{Q}_0$, то надо уменьшить \bar{R} , чтобы перейти на кривую к.п.д. (рис. 7-4 и 8-2), максимум которой находится при меньших \bar{Q} , и наоборот.

В основном применим только первый путь. О причинах нецелесообразности или даже невозможности применения второго способа (изменения \bar{R}) будет речь в дальнейшем.

Рассмотрим поэтому подробнее выражение для Q_m :

$$Q_m = \frac{b J R_d}{B \bar{R}_D}$$

Это выражение можно преобразовать, подставляя в него величины $\bar{R}_D, R_d, J/B$ и т.д., и потом выяснить влияние отдельных удельных нагрузок и других величин (w, k_{ab}, j, v и т.д.) на Q_m . Однако удобнее получить выражение непосредственно для относительной номинальной производительности

$$\bar{Q}_n = \frac{Q_n}{Q_m} = \frac{Q_n B \bar{R}_D}{b J R_d}$$

Подстановками и преобразованиями находим:

$$\bar{Q}_n = p_n \frac{\mu_0 k_d}{k_\mu k_\delta} \cdot \frac{2 b_2 J t w v}{j B \delta} \left\{ 1 + \frac{Q_n}{p_n} \cdot \frac{j B}{b_2 v} \left[\alpha_{ub} + \frac{\alpha_2}{k_d} + \frac{b}{v} \left(\alpha_{ub} + \frac{\sigma j B}{j} \alpha_2 \right) \right] \right\} \quad (9-2)$$

Рассмотрение этого выражения позволяет сделать ряд заключений о влиянии отдельных величин на \bar{Q}_n

Самым радикальным способом изменения \bar{Q}_n является изменение числа витков w . При увеличении w увеличивается и \bar{Q}_n , и наоборот. Установить точные количественные соотношения трудно, так как при изменении w меняется сложным образом также индукция B и зазор δ [см. формулу (5-12) и её анализ]. Приближенно можно принять, что величина \bar{Q}_n прямо пропорциональна \sqrt{w} , так как индукция B в первом приближении тоже прямо пропорциональна \sqrt{w} .

Если изменение числа витков w по каким-либо причинам невозможно или не приводит к желаемым результатам вследствие того, что изменение происходит слишком резкими скачками (при малых w), то можно изменять отношение $k_{ab} = \frac{a}{b}$, что при заданной скорости σ означает изменение размеров b и $a = \frac{Q}{b\sigma}$. При этом при возрастании высоты канала b увеличивается и зазор δ и, следовательно, \bar{Q}_n уменьшается, и наоборот. Точные количественные соотношения в общей форме установить столь же трудно, как и в первом случае.

Далее, можно изменять плотность тока j и скорость жидкого металла σ , учитывая то, что в начале этого параграфа и в § 6 сказано о выборе удельных нагрузок. Наибольший интерес представляет изменение j , так как σ

обычно выбирается максимальной по условиям эрозии и гидравлических потерь. При увеличении j величина \bar{Q}_n уменьшается, и наоборот; для v имеем обратное соотношение.

Изменение магнитной индукции B не рассматриваем, так как B предполагается зависимой величиной согласно формуле (5-12).

Указанные изменения ω , k_{ab} и т.д. имеют следующую особенность. При изменении величины \bar{Q}_n с целью приблизить её к значению \bar{Q}_0 последнее несколько удаляется от своего первоначального значения, как бы "убегает" от \bar{Q}_n , вследствие соответствующего изменения параметра \bar{R} . Так, например, приближаясь к выполнению условия $\bar{Q}_n = \bar{Q}_0$ "снизу" (т.е. в случае, если в первом приближении мы имели $\bar{Q}_n < \bar{Q}_0$), можно заметить, что после увеличения, например, отношения k_{ab} с целью увеличить \bar{Q}_n [формула (9-2)] несколько увеличивается и параметр \bar{R} , так как канал становится более плоским и влияние стенок и продольного краевого эффекта увеличивается. Увеличение параметра \bar{R} влечет за собой переход на кривую η_a с более низким максимумом (рис. 7-4 и 8-2). Вследствие этого "максимум максимума" к.п.д. достигается не при точном выполнении равенства (9-1), а при значении \bar{Q}_n , несколько меньше, чем \bar{Q}_0 .

Приближаясь к выполнению условия (9-1) "сверху" (т.е., если в первом приближении мы имели $\bar{Q}_n > \bar{Q}_0$)

при уменьшении \bar{Q}_n уменьшается и \bar{R} и, следовательно, происходит переход на кривую $\eta_{\text{ма}}$ с более высоким максимумом к.п.д. и поэтому "максимум максимума" лежит несколько ниже \bar{Q}_0 .

Описанная особенность объясняет невозможность использовать второй способ (изменение \bar{R}) в целях добиться удовлетворения равенства (9-1). Действительно, так как значительное изменение величины Q_m влечет за собой определенное изменение параметра \bar{R} , то, наоборот, изменение \bar{R} приводит к значительному изменению Q_m , при этом как раз в нежелательную сторону. В результате этого вместо приближения к оптимуму происходит удаление от него.

Исключением из этого правила является такое изменение \bar{R} , при котором не изменяется величина Q_m . Величиной, позволяющей осуществить изменение такого вида, является плотность тока в обмотке возбуждения j_c , непосредственно влияющая на сопротивление R_c и параметры \bar{R}_c и \bar{R} . Поэтому в принципе имеется возможность путем соответствующего изменения j_c добиться выполнения равенства (9-1). Однако, это нерационально, так как выбор j_c обуславливается, главным образом, экономическими и тепловыми условиями (§ 6-2).

Нежелательность изменения \bar{R} с целью достичь удовлетворения равенства (9-1) вытекает также из следующих соображений. В параметре \bar{R} сконцентрированным об-

разом выражены, в первую очередь, внешние условия рациональности насоса (§ 4-2). Поэтому нелогично с целью выполнения внутреннего условия [равенство (9-1)] нарушать ту совокупность внешних условий, которая на основе тех или иных соображений принята за рациональную.

Практически приходится при расчете насоса считаться также с многими другими факторами, например, с определенным ограничением величины питающего тока, со стремлением построить насос с $w=1$ во избежание наличия лобовых частей обмотки возбуждения, с тепловым режимом насоса, с требованием экономии материалов и уменьшения веса и т.д. Все эти и другие факторы могут внести существенные особенности в проектирование насоса. Поэтому соображения, высказанные в настоящем разделе, следует рассматривать только как первое приближение, которое должно уточняться по мере накопления нового теоретического и практического материала.

Приведем еще некоторые соображения, касающиеся количественной стороны вопроса. Первым шагом к удовлетворению равенства (9-1) является установление двух таких чисел витков w_1 и w_2 , чтобы

$$w_2 - w_1 = 1 \quad (9-3)$$

и чтобы при $w = w_1$ имело место соотношение $\bar{Q}_n < \bar{Q}_0$, а при $w = w_2$, наоборот, $\bar{Q}_n > \bar{Q}_0$. Выбрав одно из чисел витков (w_2 или w_1), обычно то значение, для

которого разность $\bar{Q}_n - \bar{Q}_0$ меньше, дальнейшее приближение к оптимуму проводим путем изменения величин k_{ab} или j . Для нахождения второго приближения этих величин можно рекомендовать формулы

$$k_{ab}^{(2)} \approx k_{ab}^{(1)} \left[1 - 2 \frac{\bar{Q}_n^{(1)} - \bar{Q}_0^{(1)}}{\bar{Q}_0^{(1)}} \right], \quad (9-4)$$

$$j^{(2)} \approx j^{(1)} \left[1 + 2 \frac{\bar{Q}_n^{(1)} - \bar{Q}_0^{(1)}}{\bar{Q}_0^{(1)}} \right], \quad (9-5)$$

где индексами (1) и (2) отмечены соответственно первое и второе приближение.

Третье приближение этих величин находится путем линейной интерполяции (экстраполяции):

$$k_{ab}^{(3)} = k_{ab}^{(1)} - [k_{ab}^{(2)} - k_{ab}^{(1)}] \cdot \frac{[\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(1)}}{[\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(2)} - [\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(1)}}, \quad (9-6)$$

$$j^{(3)} = j^{(1)} - [j^{(2)} - j^{(1)}] \cdot \frac{[\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(1)}}{[\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(2)} - [\bar{Q}_n - \bar{Q}_0]^{(1)}}. \quad (9-7)$$

Практика показывает, что третье приближение обычно является удовлетворительным. В случае необходимости интерполяции (экстраполяции) продолжают.

Отметим, что при малом числе витков w основное соотношение (5-12) накладывает некоторые затруднения на выполнение условия (9-1), так как индукция B является зависимой величиной, а число витков w может быть только целым. Если для w можно было бы выбрать

любое число, то для выполнения условия (9-1) мы получили бы ещё дополнительную "степень свободы", так как для индукции B можно было бы принимать любые значения. Возможность выбора нецелого w практически имеется в насосах с независимым возбуждением, если под w понимать число витков эквивалентной последовательной обмотки. Поэтому в насосах с независимым возбуждением расчет на максимум к.п.д. в известной мере облегчается: для "подгонки" к оптимуму могут быть использованы не только величины j и k_{ab} , но и B [по формуле, аналогичной выражению (9-5)] .

Отметим также, что при стремлении удовлетворить равенству (9-1), практически выгодно изменять не только одну, но одновременно несколько величин (j, k_{ab}). Общие рекомендации здесь в настоящее время дать затруднительно.

10. Анализ оптимальных критериев Ватта и Бэрнеса

10-1. Скольжение s и его связь с относительной производительностью \bar{Q} . Как уже упомянуто (§ 7-1),

Ватт в своих исследованиях по вопросам оптимальных соотношений в насосах применяет в качестве безразмерного параметра скольжение s , которое для индукционных насосов определяется выражением

$$s = 1 - \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad (10-1)$$

где σ_0 — скорость бегущего поля (синхронная скорость).

Так как скорость бегущего поля относительно движущейся жидкости равна $\sigma_0 - \sigma = s\sigma_0$, то и ток, индуцированный в жидкости, оказывается пропорциональным величине $s\sigma_0$. Это обстоятельство может учитываться в эквивалентной схеме канала насоса подобным образом, как принято в схемах асинхронных электродвигателей (рис. 10-1, а).

Здесь величина \mathcal{U} представляет собой э.д.с., индуцируемую бегущим полем в неподвижной среде и, в частности, вызывающую ток J_f через сопротивление стенок канала R_f . Суммарное сопротивление ветви, через которую протекает ток J_d , равно

$$R_d + \frac{1-s}{s} R_d = \frac{R_d}{s}, \quad (10-2)$$

следовательно, ток

$$J_d = \frac{s\mathcal{U}}{R_d}. \quad (10-3)$$

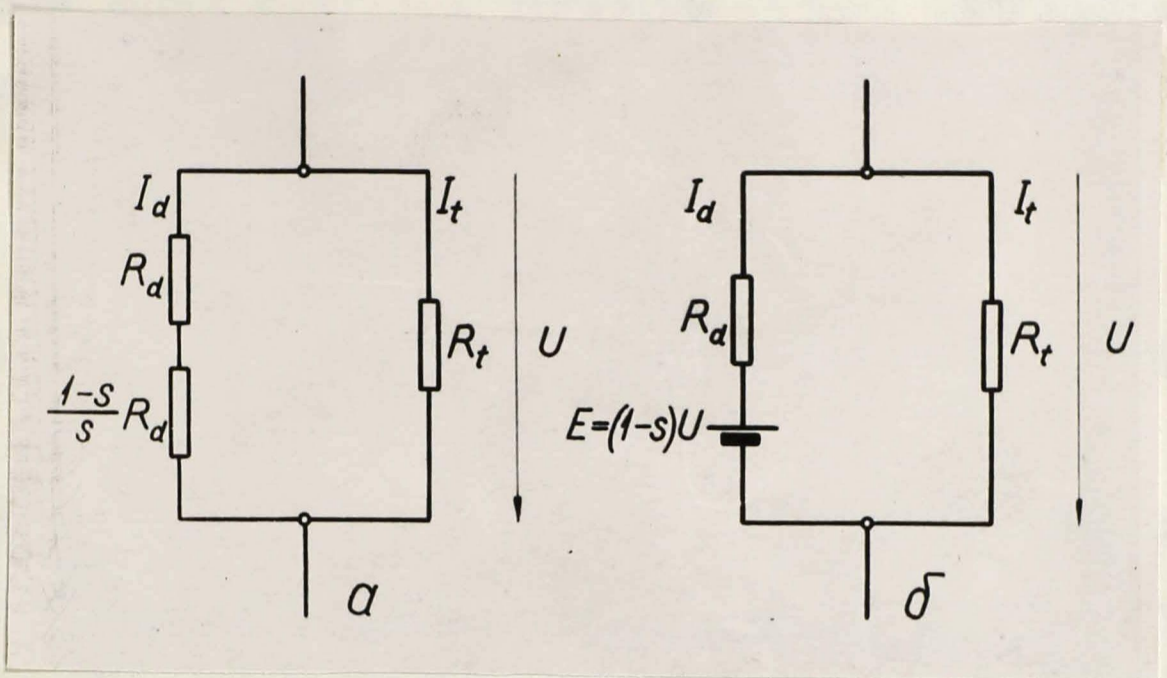


Рис. 10-1. Варианты эквивалентной схемы канала насоса (без учета продольного краевого эффекта);
 а- вариант с суммарным сопротивлением $\frac{R_d}{s}$ в ветви тока I_d ;
 б- вариант с противо э.д.с. $E = (1-s)U$.

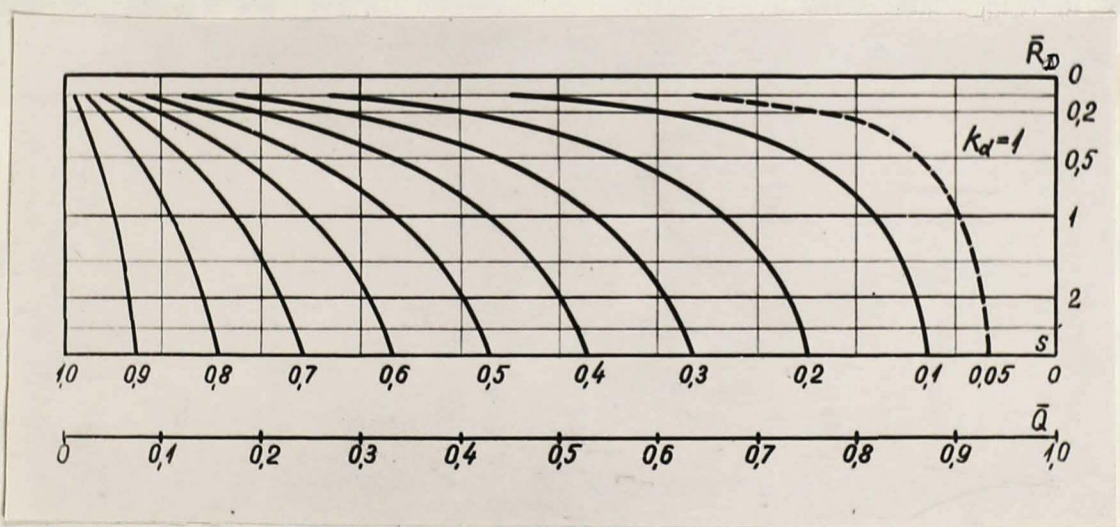


Рис. 10-2. Зависимость скольжения s от относительной производительности \bar{Q} при $k_d=1$ и при разных \bar{R}_D .

При этом предполагается, что поверхностный эффект отсутствует ($\cos \varphi_2 = 1$). Мощность $I_d^2 R_d$ превращается в тепло, а величина

$$I_d^2 \frac{1-s}{s} R_d = I_d (1-s) \mathcal{U} \quad (10-4)$$

представляет собой электромагнитную мощность, превращающуюся в гидравлическую.

В схеме канала насоса постоянного тока принято заменить сопротивление $\frac{1-s}{s} R_d$ источником противо-э.д.с.

$E = (1-s)\mathcal{U}$. Непосредственно из схемы рис. 10-1, б следует, что соотношения (10-3) и (10-4) остаются в силе.

В качестве "синхронной скорости" ($s=0$) имеем скорость, при которой $E = \mathcal{U}$:

$$v_0 = \frac{\mathcal{U}}{\alpha B} \quad (10-5)$$

Таким образом, понятие скольжения может быть применено как для индукционных, так и для кондукционных насосов.

Представляет интерес найти связь между скольжением s и относительной производительностью \bar{Q} . Примем по определению, что во всех случаях (в том числе и при учёте продольного краевого эффекта) скольжение s равно

$$s = 1 - \frac{E}{\mathcal{U}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma \tau B}{j}} = 1 - \frac{1}{k_u} \quad (10-6)$$

где

$$k_u = \mathcal{U}/E$$

Используя выражение (7-11a), получаем

$$U = \frac{1}{1 + \bar{R}_B} (JR_d + E) = \frac{k_d}{1 + \bar{R}_D} (JR_d + E),$$

а далее, при помощи формулы (7-3) находим

$$s = 1 - \frac{E}{U} = 1 - \frac{\frac{QB}{b}}{\frac{k_d}{1 + \bar{R}_D} (JR_d + \frac{QB}{b})}$$

и окончательно

$$s = 1 - \frac{1 + \bar{R}_D}{k_d (1 + \frac{\bar{R}_D}{Q})} \quad (10-7)$$

Соотношение (10-7) при $k_d = 1$ изображено графически на рис. 10-2, где показаны "функциональные шкалы" $s(\bar{Q})$ при разных \bar{R}_D . При больших \bar{R}_D связь между s и \bar{Q} стремится к выражению $s = 1 - \bar{Q}$.

10-2. "Оптимальное скольжение" Ватта. Д.А. Ватт [96] при рассмотрении схемы рис. 10-1б вводит безразмерный параметр

$$\bar{R}_w = \frac{R_d}{R_t} \quad (10-8)$$

и определяет скольжение s_w , при котором электромагнитный к.п.д. канала насоса согласно схеме рис. 10-1б,

$$\eta_{ek} = \frac{J_d E}{JU} = \frac{1-s}{1 + \frac{\bar{R}_w}{s}} \quad (10-9)$$

имеет максимум. Вычислив корень уравнения

$$\frac{\partial \eta_{ek}}{\partial s} = 0, \quad (10-10)$$

находим оптимальное скольжение по Ватту:

$$s_w = \sqrt{\bar{R}_w^2 + \bar{R}_w} - \bar{R}_w. \quad (10-11)$$

При $s = s_w$ электромагнитный к.п.д. канала насоса имеет максимальное значение η_{wk}

$$\eta_{wk} = 1 - 2s_w. \quad (10-12)$$

Определим теперь, при каких условиях общая формула (7-16) переходит в выражение (10-11). Для этого обратимся к схемам рис. 3-4а и рис. 10-1б, откуда видно, что схема рис. 10-1б является частным случаем схемы рис. 3-4а, полученным при допущении, что продольным краевым эффектом можно пренебречь. Из формул (7-2а) и (10-8) вытекает, что при пренебрежении краевым эффектом параметр \bar{R}_D идентичен с параметром \bar{R}_w . Кроме того Ватт не учитывает сопротивления обмотки возбуждения, т.е. полагает $R_c = 0$, что, согласно формуле (7-12), приводит к тому, что $\bar{R}_c = 0$. Таким образом, введенный нами параметр \bar{R} для схемы канала насоса по Ватту (рис. 10-1б) переходит в величину \bar{R}_w :

$$\bar{R} = \bar{R}_D (1 + \bar{R}_c) = \bar{R}_D = \bar{R}_w. \quad (10-13)$$

Обращаясь к формуле (7-16), находим оптимальную относительную производительность \bar{Q}_{ow} для схемы рис. 10-1б:

$$\bar{Q}_{ow} = \sqrt{\bar{R}_w^2 + \bar{R}_w} - \bar{R}_w. \quad (10-14)$$

Согласно формуле (10-7) этому значению относительной производительности соответствует оптимальное скольжение

$$s_w = 1 - \frac{1 + \bar{R}_w}{\bar{R}_w} = \sqrt{\bar{R}_w^2 + \bar{R}_w} - \bar{R}_w,$$

что, естественно, совпадает с формулой (10-11). Таким образом, мы получаем, что оптимальное скольжение и оптимальная относительная производительность для условия Ватта (рис. 10-1б) равны между собой

$$s_w = \bar{Q}_{ow}. \quad (10-15)$$

Из этого соотношения вытекает, между прочим, графический способ оценки величины s_w при помощи функциональных шкал рис. 10-2; на шкале, построенной для соответствующего значения $\bar{R}_D = \bar{R}_w$, необходимо найти точку, в которой выполняется равенство (10-15).

Отметим еще, что из формулы (10-11), подставляя

$$\bar{R}_w = \frac{R_d}{R_t} \approx \frac{2\pi t b_t}{\pi b} = \frac{b_t}{b}$$

и $s = \frac{j}{j + \sigma\gamma B}$, получаем

$$B_w = \frac{j}{\sigma\gamma} \sqrt{\frac{1}{\bar{R}_w} + 1} \approx \frac{j}{\sigma\gamma} \sqrt{\frac{b}{b_t} + 1}, \quad (10-16)$$

где B_w — значение индукции, при котором $s = s_w$. Последняя формула может оказаться полезной для оценки индукции в предварительных расчетах насоса (при выборе удельных нагрузок).

Таким образом, соотношение (10-11), найденное Ваттом, может быть получено из формул (7-16) и (10-7), если пренебречь продольным краевым эффектом и сопротивлением обмотки возбуждения.

10-3. "Оптимальная индукция Бэрнеса. А.Х. Бэрнес

[71] рассматривает эквивалентную схему канала насоса (рис.7-2), в которой, кроме ветви R_t (сопротивление стенок канала), введено и сопротивление R_b . Так как предполагается, что ток J_b , также как и ток J_t , не создает напора, то, по существу, схемы рис.7-2 и 10-16 эквивалентны. Для схемы рис.7-2 вместо \bar{R}_w вводится параметр

$$\bar{R}_B = \frac{R_d}{R_t} + \frac{R_d}{R_b}.$$

На основании законов Кирхгофа и с учетом соотношения $E = \frac{QB}{b}$ получается выражение для Q

$$Q = \frac{bR_d}{B\bar{R}_B} \left[J_n - \frac{p_n b (1 + \bar{R}_B)}{B} \right]. \quad (10-17)$$

Принимая все величины, кроме B и Q , постоянными, Бэрнес находит

$$B_{opt} = \frac{2bp_n}{J_n} (1 + \bar{R}_B), \quad (10-18)$$

при которой

$$Q = Q_{max} = \frac{bR_d J_n}{2B_{opt} \bar{R}_B} = \frac{J_n^2 R_d}{4p_n \bar{R}_B (1 + \bar{R}_B)}. \quad (10-17a)$$

Здесь при p и J пишется индекс "n" с целью подчеркнуть, что речь идет о заданных (номинальных) величинах напора и тока.

И.А. Тютин [48] повторяет вывод Бэрнеса и дополнительно находит еще одно значение оптимальной индукции B'_{opt} как корень уравнения $\frac{\partial p}{\partial B} = 0$,

где

$$\rho = \frac{J_n \nu R_d B - Q_n \bar{R}_B B^2}{\nu^2 R_d (1 + \bar{R}_B)} \quad (10-19)$$

Здесь индексом "n" снабжаются величины Q и J , которые теперь считаются постоянными (равными своим номинальным значениям).

Индукция

$$B'_{opt} = \frac{J_n \nu R_d}{2 Q_n \bar{R}_B} \quad (10-20)$$

и максимальный напор

$$\rho_{max} = \frac{J_n B'_{opt}}{2 \nu (1 + \bar{R}_B)} = \frac{J_n^2 R_d}{4 Q_n \bar{R}_B (1 + \bar{R}_B)} \quad (10-19a)$$

Предполагаемый порядок расчета насоса при этом следующий. Задаваясь рядом величин, находят (в первом приближении) ν , J , R_d и \bar{R}_B (для заданных, т.е. постоянных $\rho = \rho_n$, $Q = Q_n$), а затем определяют B_{opt} по формуле (10-18), т.е. в предположении, что $Q \neq const$, и сравнивают с принятым при расчете значением индукции. В общем случае $B \neq B_{opt}$; равенство $B = B_{opt}$ имеет место не для проектируемого, а для другого насоса, у которого производительность больше заданной.

Аналогично равенство $B = B'_{opt}$ имеет место для насоса, у которого напор больше заданного, т.е. имеем не два оптимума для индукции (10-18) и (10-20), а два новых насоса. Причиной такого запутанного положения является то обстоятельство, что к задаче, в которой $Q = Q_n = const$ и

$p = p_n = const$, применен критерий, найденный для $Q \neq const$
(или $p \neq const$).

Устранить эти противоречия можно, переходя от размерных выражений к безразмерным. Для проведения анализа допустим, что задача поставлена согласно условиям Бэрнеса [$p = const$, $Q \neq const$, заданы (или выбраны) также величины b , R_d , $J = J_n$, \bar{R}_B и определена Q_{\max} по уравнению 10-17a]. Найдем скольжение, соответствующее этому случаю. Обозначим это значение скольжения через s_B и соответствующую скорость через v_B . Из схемы рис. 7-2 следует, что для рассматриваемого случая

$$J_n = J_d + J_b + J_t = \frac{U}{R_d} (s_B + \bar{R}_B),$$

далее

$$V_{\text{опт}} = \frac{(1-s_B)U}{v_B \alpha};$$

учитывая, что $Q_{\max} = v_B \alpha b$ и подставляя эти значения

в уравнение $Q_{\max} = b R_d J_n / 2 V_{\text{опт}} \bar{R}_B$, получаем

$$s_B = \frac{\bar{R}_B}{1 + 2\bar{R}_B} \quad (10-21)$$

Совершенно такой же результат мы получили бы из уравнения (10-19a). Это вполне естественно, так как уравнения (10-17a) и (10-19a), также, как и (10-17) и (10-19), представляют собой одно и то же уравнение, если речь идет об одном и том же насосе с одними и теми же p и Q .

Третий вариант обработки уравнения (10-17) дан Д. Штейнером и Г. Хоном [95], которые выразили из этого уравнения ток \mathcal{J} и определили B''_{opt} как корень уравнения $\frac{\partial \mathcal{J}}{\partial B} = 0$, т.е. как значение B , при котором $\mathcal{J} = \mathcal{J}_{мин}$ для заданных $p = p_n$ и $Q = Q_n$. По аналогии с изложенным легко показать, что условие $B = B''_{opt}$ также сводится к уравнению (10-21). Электромагнитный к.п.д. канала насоса при $s = s_B$ равен

$$\eta_{Bk} = \frac{1 - s_B}{1 + \frac{\bar{R}_B}{s_B}} = \frac{1}{2 + 4\bar{R}_B} \quad (10-22)$$

Приведение выражения "оптимальной индукции" Бэрнеса к безразмерному виду (10-21) позволяет, с одной стороны, уже в предварительных стадиях расчета оценивать свойства насоса по удельным электромагнитным нагрузкам, скорости и по отношению сопротивлений, не прибегая к таким величинам, как ток \mathcal{J} , который определяется только в конце расчета. Но, с другой стороны, что самое главное, используя выражение (10-21), мы получаем возможность сравнивать критерии Ватта и Бэрнеса, и выяснить связь между формулами (7-16) и (10-21).

Обращаясь к схемам рис. 3-4а, 7-2 и 10-1б, а также к формулам (7-2а), (7-1) и (10-8), можно видеть, что параметры \bar{R}_w и \bar{R}_B являются частными случаями параметра \bar{R}_D . Величина \bar{R}_B получается, если $k_\alpha = 1$ и, следовательно, $k_\beta = 0$. Далее, при введении \bar{R}_w принято дальнейшее упрощение $R_\beta = \infty$. Поэтому можно кривые s_B, s_w, η_{Bk} и η_{wk} изобразить в общей системе координат (рис. 10-3). Из

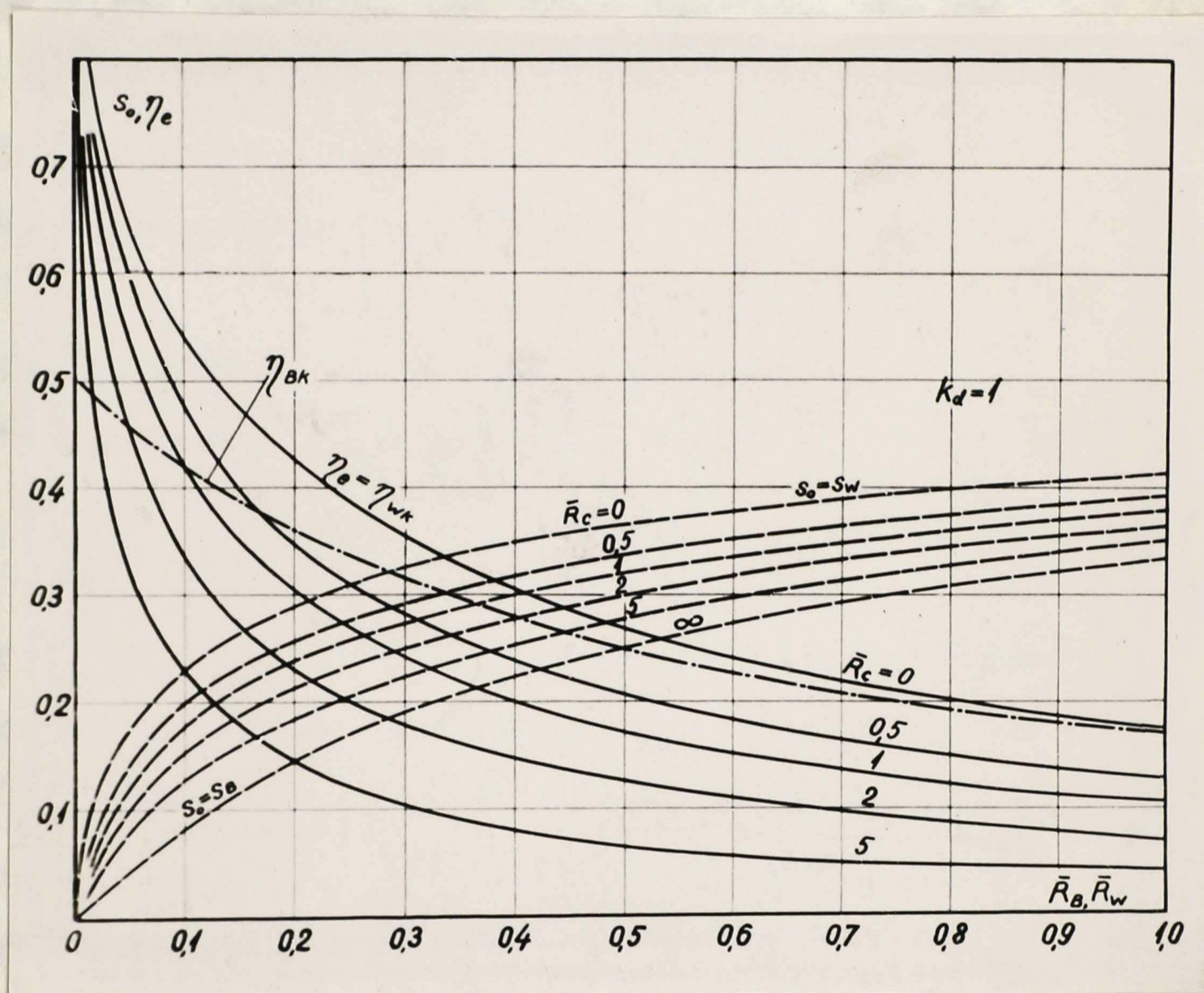


Рис. 10-3. Зависимость оптимального скольжения

s_0 (-----) и электромагнитного к.п.д. насоса

η_e (—) от параметров \bar{R}_B , \bar{R}_w

при разных значениях параметра \bar{R}_c .

Кривая η_{BK} изображает электромагнитный к.п.д. канала насоса по Бернсу [формула (10-21)].

этого рисунка видно, что с точки зрения к.п.д. канала насоса "оптимальная индукция" Бэрнеса является невыгодной.

Исследуем теперь вопрос, при каких условиях можно из общего уравнения (7-16) получить формулу (10-21). Бэрнес при выводе выражения для оптимальной индукции исходит из предположения, что $\mathcal{I} = \mathcal{I}_n = const$ [см. выражение (10-17)]. Это равносильно утверждению, что $R_c \rightarrow \infty$ (идеальный источник тока) и соответственно $\bar{R}_c \rightarrow \infty$ и $\bar{R} \rightarrow \infty$. Для $\bar{Q}_o = \bar{Q}_{oB}$ получаем при $\bar{R} \rightarrow \infty$

$$\bar{Q}_{oB} = \lim_{\bar{R} \rightarrow \infty} \bar{R} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{\bar{R}}} - 1 \right) = \frac{1}{2}. \quad (10-23)$$

Этот результат подтверждается также рассмотрением кривых рис. 7-4 и 8-2. Подставляя найденное значение $\bar{Q}_{oB} = \frac{1}{2}$ в общее выражение (10-7) и учитывая, что для условий Бэрнеса $k_d = 1$, $\bar{R}_D = \bar{R}_B$ находим оптимальное скольжение по Бэрнесу

$$s_B = 1 - \frac{1 + \bar{R}_B}{1 + \frac{\bar{R}_B}{\frac{1}{2}}} = \frac{\bar{R}_B}{1 + 2\bar{R}_B},$$

что, естественно, совпадает с формулой (10-21).

Так как при $R_c \rightarrow \infty$ вопрос о к.п.д. всего насоса теряет смысл, то необходимо рассмотреть только к.п.д. канала, что и было сделано выше (рис. 10-3). При этом установлено, что с точки зрения к.п.д. канала насоса "оптимальная индукция" невыгодна.

10-4. Общая формула для оптимального скольжения. Подставляя в соотношение (10-7) выражение для \bar{Q}_o

(7-16), получаем общую формулу для оптимального скольжения

$$s_0 = 1 - \frac{1 + \bar{R}_D}{k_\alpha (1 + \bar{R}_D + \bar{R}_D) \sqrt{1 + \frac{1}{\bar{R}}}} \quad (10-24)$$

При $s = s_0$ электромагнитный к.п.д. насоса имеет максимум. Из формулы (10-24) при $k_\alpha = 1$, $\bar{R} = \bar{R}_D = \bar{R}_w$ (условия Ватта) получаем $s_0 = s_w$ согласно соотношению (10-11), а при $k_\alpha = 1$, $\bar{R}_D = \bar{R}_B$, $\bar{R} \rightarrow \infty$ (условия Бернеса) следует выражение (10-21). С величиной \bar{R}_c в качестве параметра получаем ряд кривых для оптимального скольжения s_0 [см. рис. 10-3]. Электромагнитный к.п.д. насоса находим из соотношения

$$\eta_e = 1 - 2\bar{Q}_0 = 1 - \frac{2\bar{R}_D}{\frac{1 + \bar{R}_D}{(1 - s_0)k_\alpha} - 1}, \quad (10-25)$$

полученного с помощью формул (7-17) и (10-7).

Сравнивая выражения для \bar{Q} и \bar{s} , а также \bar{Q}_0 и s_0 , приходим к выводу, что более удобной для анализа свойств насоса является относительная производительность \bar{Q} . Это подтверждается следующими соображениями:

1. Величина \bar{Q}_0 зависит только от одного параметра $\bar{R} = \bar{R}_D (1 + \bar{R}_c)$, в то время, как формула для s_0 содержит три величины.

2. Относительная производительность \bar{Q} прямо пропорциональна скорости металла v , а скольжение s

связано со скоростью достаточно сложным соотношением [см., например, рис. 10-2]. Это вызвано тем, что при изменении σ меняется также и плотность тока j , так как ток перераспределяется между стенкой канала, обходной зоной и жидким металлом в рабочей зоне.

3. При пользовании относительными величинами \bar{p}, \bar{Q} значительно проще учесть гидравлические потери.

Учитывая сказанное, в настоящей работе для анализа свойств насоса применены безразмерные величины \bar{p} и \bar{Q} .

Скольжение s может быть определено по формуле (10-7), если известна величина \bar{Q} . Вместо s могут быть применены другие величины, например, $k_u = u/E$, отношение $\sigma r B / j$ и т.д. [см. формулу (10-6)]. Анализ общей формулы оптимального скольжения был проведен с целью показать связь оптимальной относительной производительности \bar{Q}_o с введенными Ваттом и Бэрнесом критериями и, в частности, с целью показать, что оба последние содержатся в величине \bar{Q}_o как частные случаи.

Глава III. Экспериментальные работы и пример расчета насоса

II. Экспериментальные работы

II-1. Проверка решения уравнения Лапласа для составляющих потенциала φ_u и φ_r . Правильность решения уравнения Лапласа для величин φ_u и φ_r проверялась моделированием в электролитической ванне. Ванна была изготовлена из стеклянного листа, на котором при помощи пластилина закреплялись боковые стенки из винипласта. На внутренней стороне боковых стенок клеем БФ-2 наклеивались электроды из медной фольги толщиной 0,3 мм. Ванна заполнялась раствором $CuSO_4$. Питание схемы производилось напряжением промышленной частоты. Потенциал в ванне измерялся ламповым вольтметром типа 187а. Фото ванны показано на рис. II-1, а её эскиз - на рис. II-2.

На эксперименте были проверены функции распределения плотности тока на продольной оси насоса \bar{j}_u и \bar{j}_r [уравнения (2-5) и (2-6)]. В ванне при помощи специального вупа измерялся потенциал на небольшом расстоянии (10мм) от заземлённого электрода K_1, K_2 . Функция \bar{j}_u проверялась согласно схеме рис. II-2,а. Можно принять, что отношение $\varphi_u(\xi)/\varphi_u$ с достаточной степенью точности совпадает с функцией \bar{j}_u :

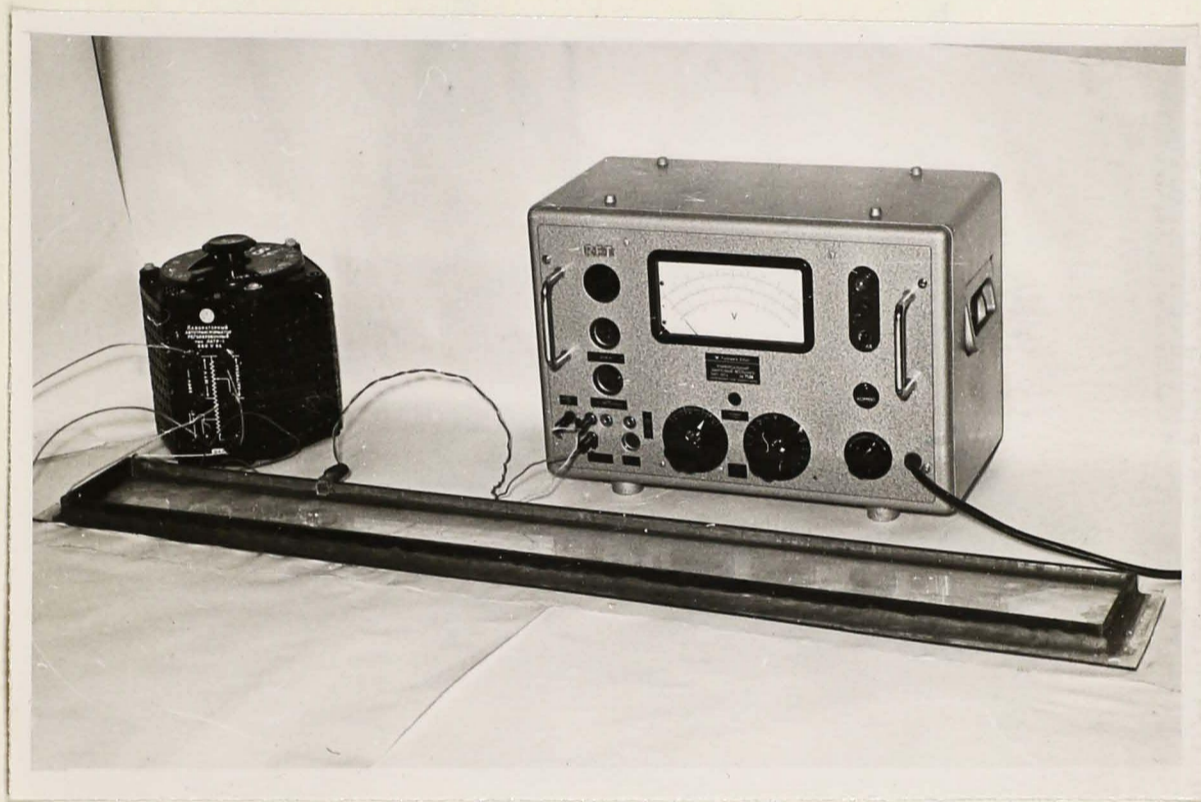


Рис. II-1. Электролитическая ванна.

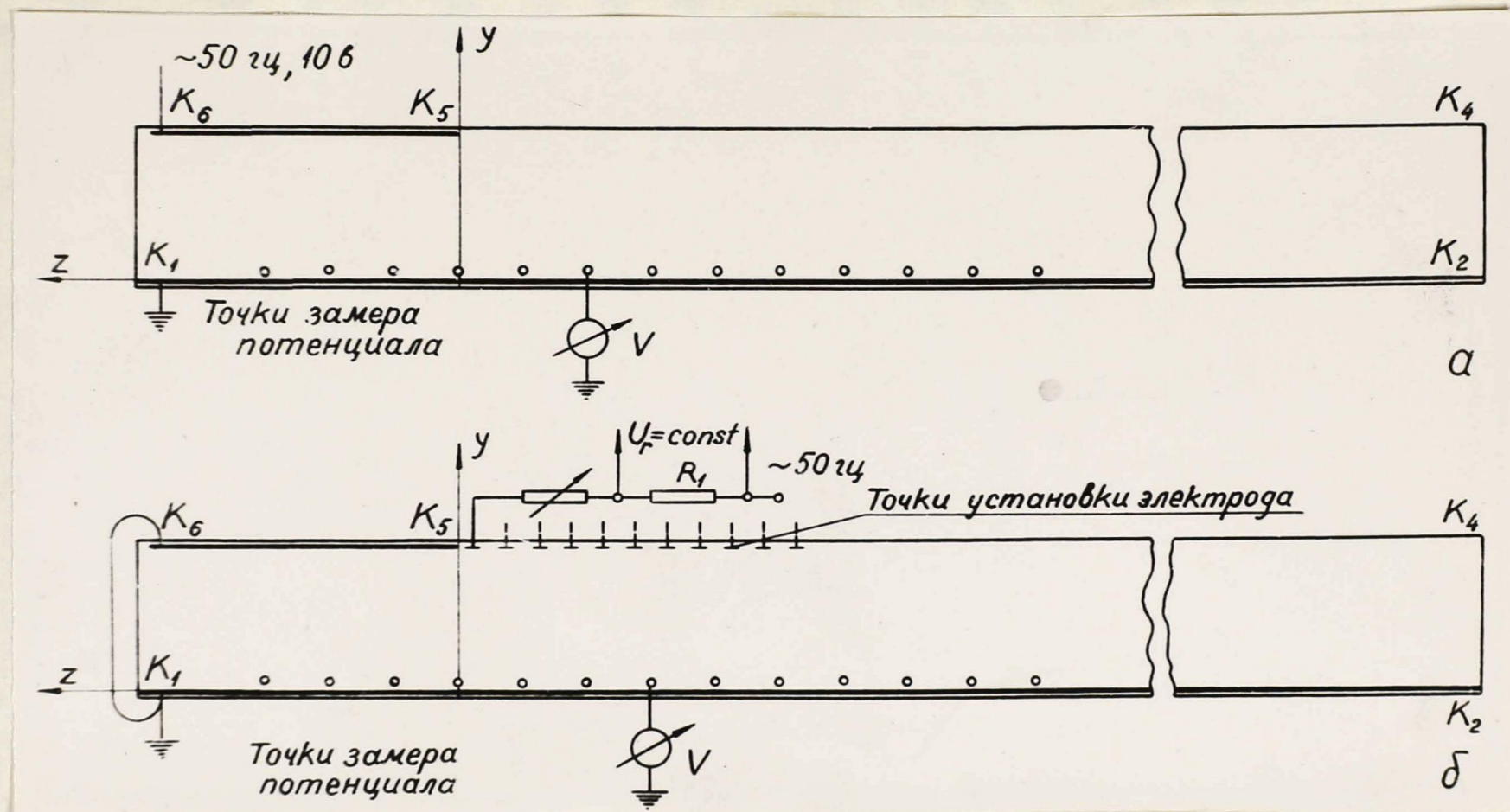


Рис. II-2. Эскиз электролитической ванны (длина ванны 1200 мм, ширина 100 мм) вместе со схемой эксперимента: а - для измерения составляющей потенциала φ_{u1} (функция распределения плотности тока \bar{j}_{u1}); б - то же для φ_{u2} (\bar{j}_{u2}).

-201-

$$\bar{j}_u \approx \frac{\varphi_u(\zeta)}{\varphi_u} \quad (II-1)$$

Здесь $\varphi_u(\zeta)$ есть потенциал при какой-либо координате $\zeta = \frac{2\pi z}{a}$, φ_u - то же при $\zeta \gg 0$, т.е. практически около точки K_1 в ванне. На рис. II-3 изображена теоретически рассчитанная кривая \bar{j}_u [уравнение (2-6)] и нанесены экспериментальные точки.

Функция \bar{j}_z проверялась следующим образом (рис. II-2, б). Как следует из § I, потенциал φ_z существует в исследуемой области, если на непроводящей границе $y = +\frac{a}{2}$, $z < 0$ вводится ток, плотность которого равна по величине и противоположна по знаку плотности индуктированного тока $j_i = j\sigma B(\zeta)$. Иными словами, плотность вводимого тока должна быть пропорциональна функции $g(\zeta) = \bar{j}_i$. В принципе можно создать требуемые граничные условия, если вводить ток в ванну при помощи ряда электродов, которые через достаточно высокоомные резисторы подключены к соответствующему источнику напряжения, и устанавливать на каждом электроде ток, пропорциональный значению функции $g(\zeta)$ в данной точке. Однако, этот метод затруднителен, так как токи отдельных электродов влияют друг на друга. Поэтому ток вводился в ванну через все электроды поочередно, а величина его поддерживалась постоянной [$U_z = const$, см. рис. II-2, б]. Щупом измерялось напряжение φ_z на расстоянии 10 мм от электрода $K_1 K_2$.

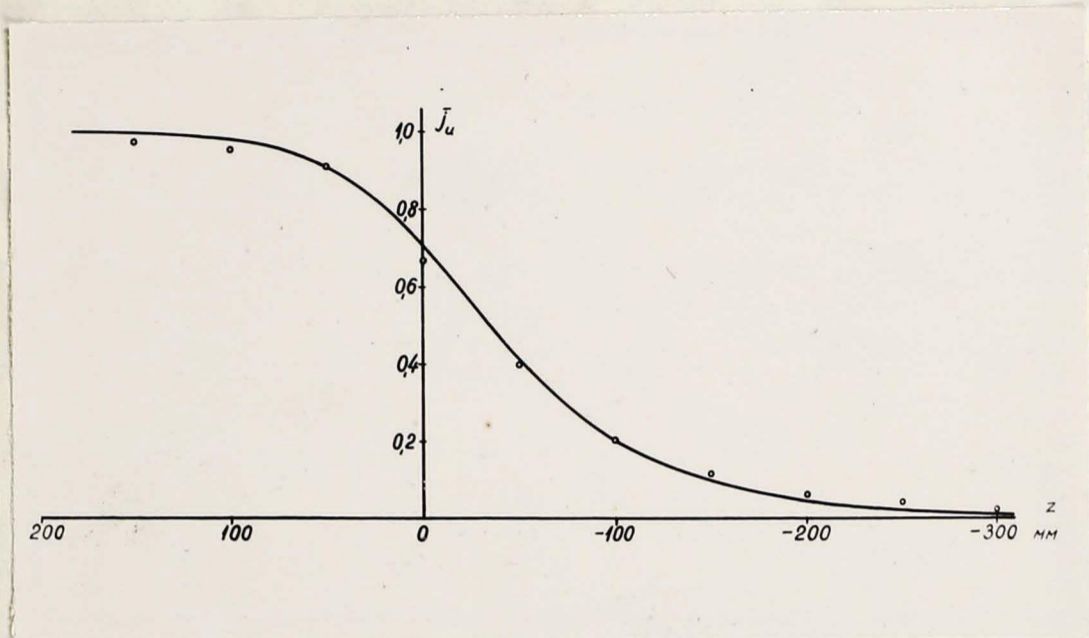


Рис. II-3. Сравнение теории с экспериментом для функции \bar{j}_u .

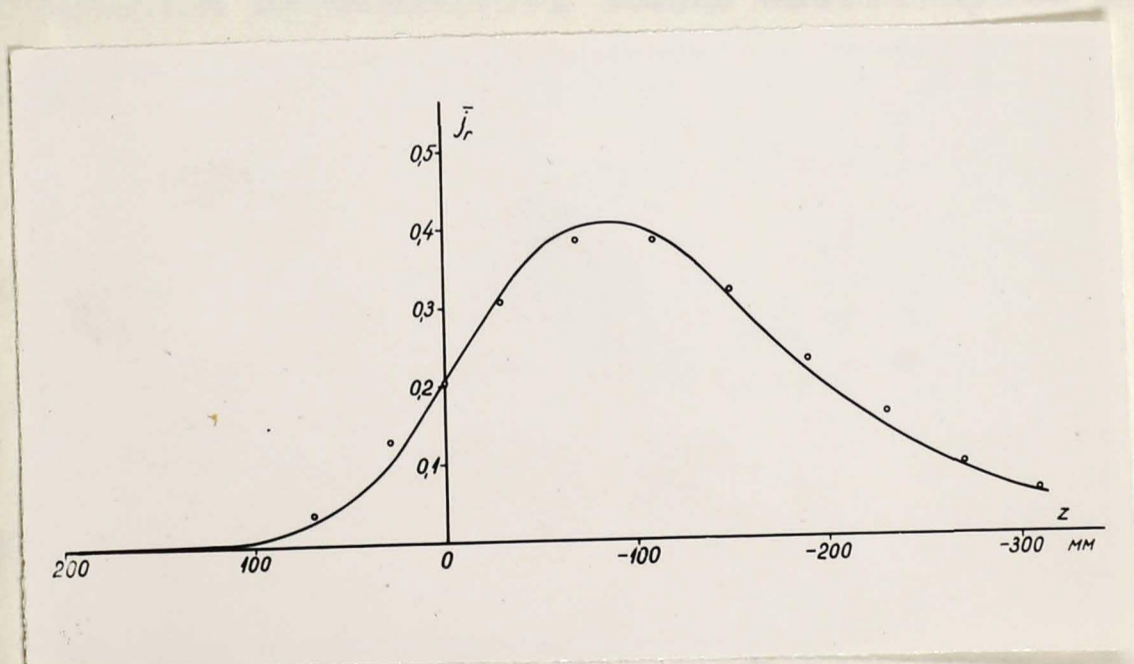


Рис. II-4. Сравнение теории с экспериментом для функции \bar{j}_r .

Обозначим через $\varphi_{r(1)}, \varphi_{r(3)}, \varphi_{r(5)} \dots$ значения потенциала, замеренные в точках вдоль электрода $K_1 K_2$ при условии, что токопроводящий электрод находится соответственно на расстоянии 1, 3, 5 ... см. от края электрода $K_6 K_5$. Тогда для каждой точки замера, согласно вышесказанному, интересующий нас суммарный потенциал $\varphi_{r(\Sigma)}$, которым характеризуется функция распределения плотности тока реакции \bar{j}_r , должен быть рассчитан по формуле

$$\varphi_{r(\Sigma)} = g(\zeta)_{(1)} \varphi_{r(1)} + g(\zeta)_{(3)} \varphi_{r(3)} + g(\zeta)_{(5)} \varphi_{r(5)} + \dots, \quad (11-2)$$

где $g(\zeta)_{(1)}, g(\zeta)_{(3)} \dots$ значения функции $g(\zeta)$ на расстоянии 1, 3, 5 ... см от края электрода.

Функция $g(\zeta)$ определялась по уравнению (I-29) для $q=1, G=1, \zeta_1 = -3,83$. Масштаб для потенциала $\varphi_{r(\Sigma)}$, т.е. значение напряжения, которое должно быть принято в расчете в качестве против-э.д.с., определяется на основе анализа проводимости ванны элементарным способом, который здесь не рассматривается. Сравнение теории с экспериментом для функции \bar{j}_r изображено на рис. II-4.

Из рис. II-3 и II-4 следует, что совпадение теории с экспериментом для функций \bar{j}_u, \bar{j}_r и вместе с тем и для составляющих потенциала φ_u, φ_r вполне удовлетворительное.

II-2. Снятие $p_a(Q)$ характеристики макета насоса и ее сравнение с расчетной характеристикой. Для экспериментальной проверки некоторых теоретических выводов,

относящихся к $p_a(Q)$ характеристике насоса, был построен макет насоса постоянного тока, общий вид которого показан на рис. II-5. Электромагнит макета насоса (поз.1) имел независимое возбуждение. Катушки магнита были намотаны из провода ПЭЛ-0,51; каждая из катушек имела по 9200 витков. В качестве источника питания (0,4а, около 300 в) применялся прибор типа УИП. Индукция в зазоре измерялась флюксметром, проверенным с помощью баллистического гальванометра.

Эксперимент был проведен с двумя каналами различных размеров (рис. II-6 - II-9). Каналы были изготовлены из органического стекла. В стенках каналов закреплялись медные электроды.

Для электромагнита были изготовлены две пары полюсных наконечников различной длины. В измерениях с каналом № 1 использовались наконечники длиной $d = 90$ мм, а с каналом № 2 - длиной $d = 80$ мм. Зазор в обоих случаях был равен 15 мм.

Для замера полезного напора $p_a = p - p_f$ были предусмотрены трубочки (рис. II-5, поз.2), по уровню ртути в которых можно судить о давлении на входе и выходе канала насоса. Напор, определяемый из эксперимента, рассчитывался по формуле

$$p_{a1} = \frac{9,81 \cdot 10^4 \cdot \Delta h_p}{735} = 133,5 \cdot \Delta h_p \left[\frac{H}{\text{см}^2} \right], \quad (\text{II-3})$$

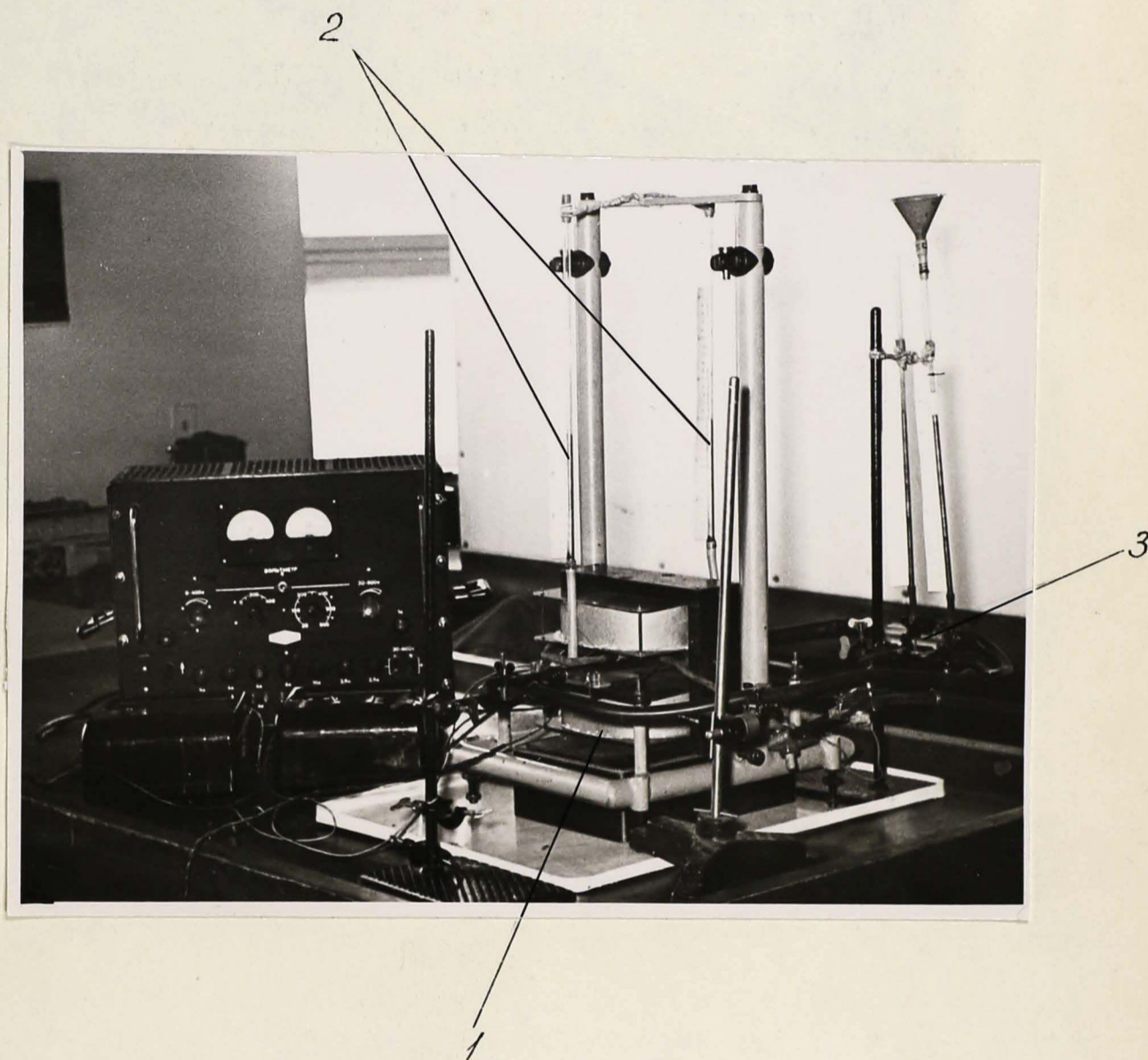


Рис. II-5. Макет насоса постоянного тока. 1 - электромагнит, 2 - трубочки для замера напора, 3 - измеритель скорости.

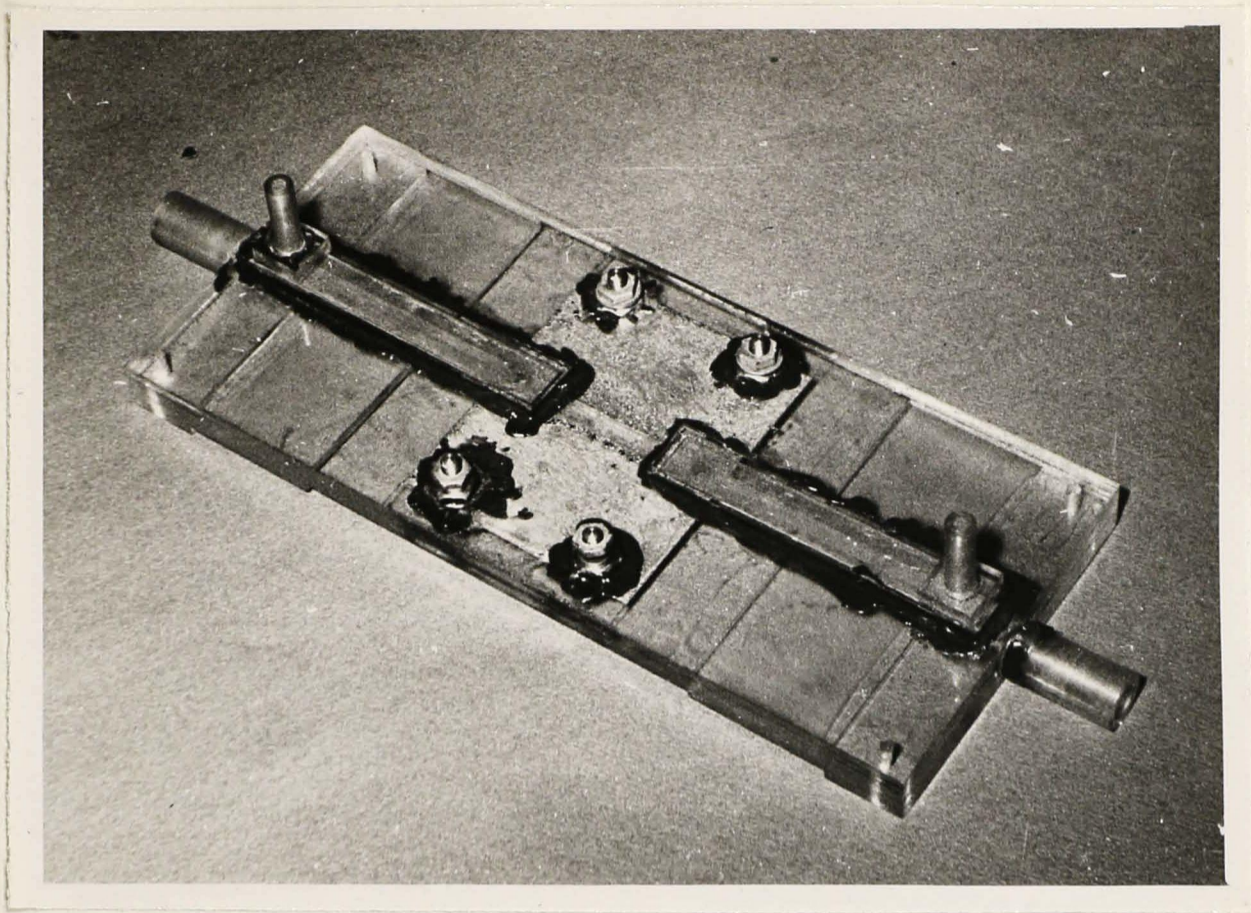


Рис. II-6. Канал макета насоса (№ I) .

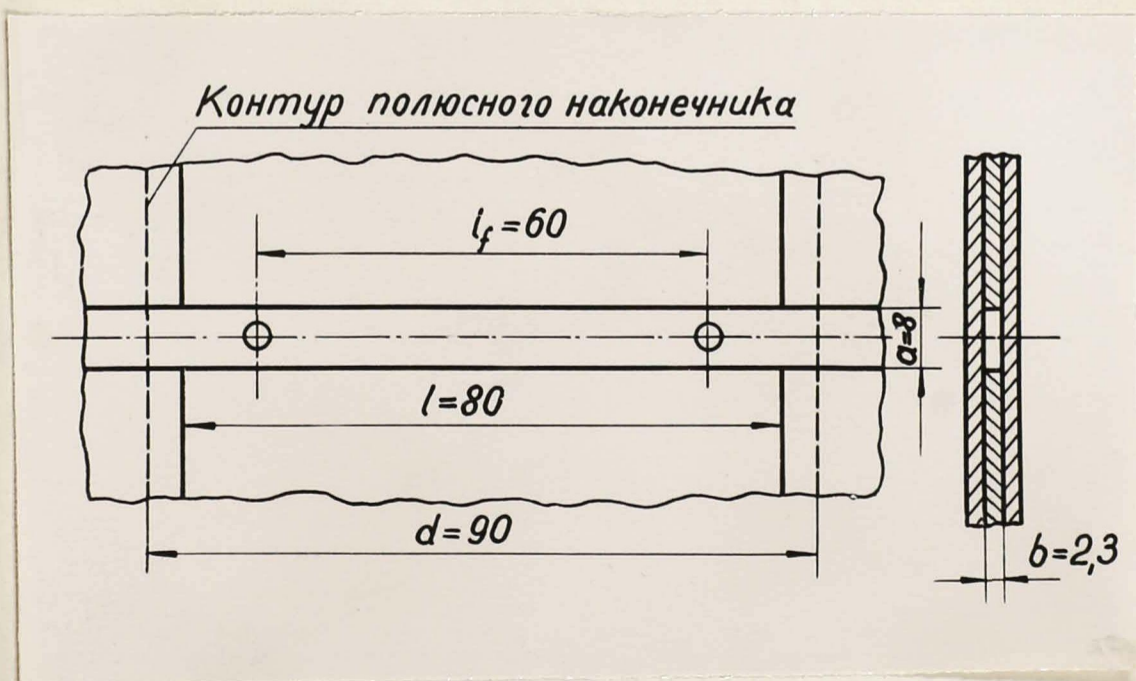


Рис. II-7. Эскиз средней части канала макета насоса (№ I) .

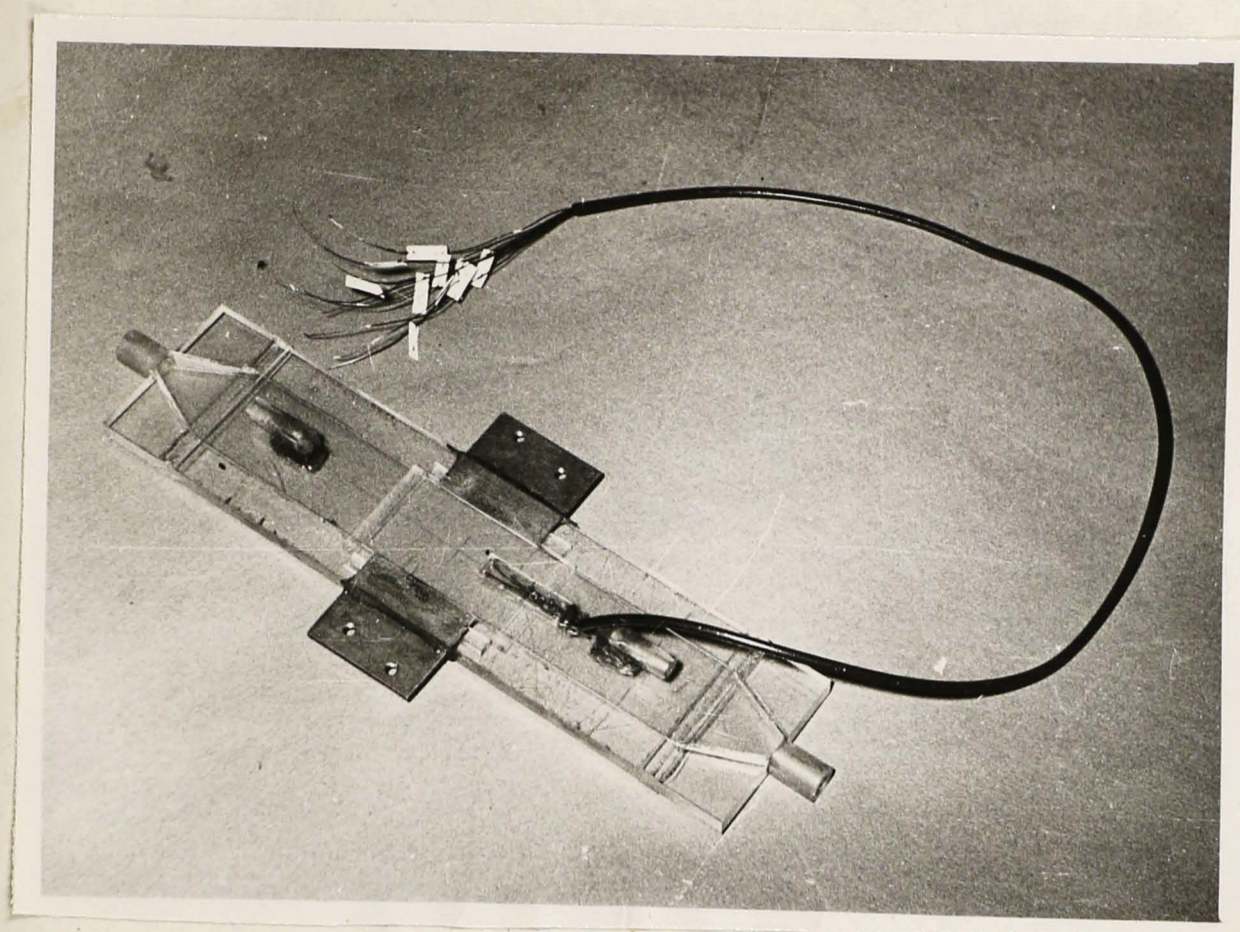


Рис. II-8. Канал макета насоса (№ 2) .

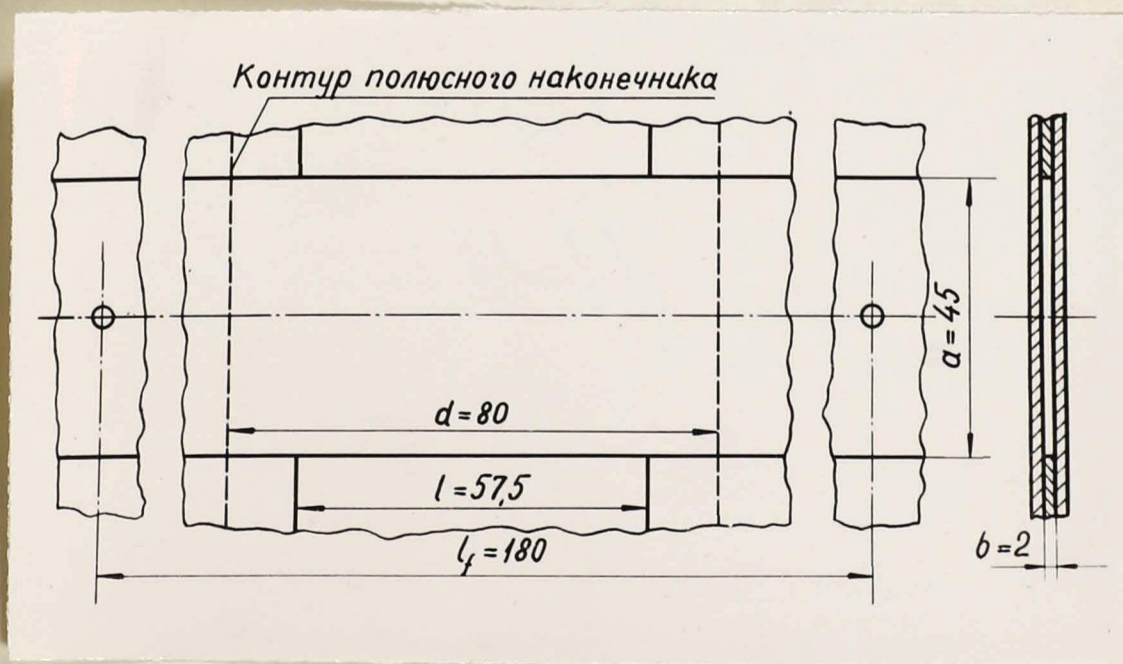


Рис. II-9. Эскиз средней части канала макета насоса (№ 2) .

где Δh_p - разность уровней [мм] в измерительных трубочках:

$$\Delta h_p = (h_{2p} - h_{1p}) - (h_{2p0} - h_{1p0}).$$

Здесь h_{2p} - уровень ртути в трубке у выхода из насоса [мм],

h_{1p} - то же у входа в насос, h_{2p0} и h_{1p0} - те же уровни в нерабочем состоянии насоса (разность $h_{2p0} - h_{1p0}$ не равна нулю из-за неточности установки шкал отсчета).

Скорость ртути замерялась измерителем расхода типа трубки Виттури (рис. II-5, поз.3), изготовленным из органического стекла. Схематический разрез трубки показан на рис. II-10. Скорость в сечении S_1 рассчитывалась по формуле, выведенной на основании уравнения Бернулли:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2g \cdot \Delta h_v \cdot 10^{-3}}{\left(\frac{S_1}{S_2}\right)^2 - 1}}, \quad (\text{II-4})$$

где $\Delta h_v = (h_{1v} - h_{2v}) - (h_{1v0} - h_{2v0})$ [мм] разность уровней в измерителе, а h_{2v} , h_{1v} и т.д. определяются аналогично, как в насосе; $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$.

Кривые $p_a(Q)$ снимались при неизменном значении питающего тока J . В этом случае зависимость $p(Q)$ представляет собой прямую линию [см. уравнение (7-4) и рис. 7-1]. Изменение Q в эксперименте производилось путем изменения проходного сечения резиновой трубки

при помощи специального зажима. Потеря напора рассчитывалась по соответствующим формулам § 5-3. При этом для канала № 1 применялась формула (5-14), т.к. внутренняя поверхность канала была обработана тонким напильником для снятия остатков клея. Высота бугорков шероховатости оценивалась $h_f = 0,03 \text{ мм}$. Для канала № 2 применялась формула Блазиуса (5-17).

Обратимся теперь к формулам, используемых при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных.

Измеренный напор

$$p_{at} = 133,5 \cdot \Delta h_p \left[\frac{\text{Н}}{\text{мм}^2} \right], \quad (\text{II-3})$$

где

$$\Delta h_p = (h_{2p} - h_{1p}) - (h_{2p0} - h_{1p0}) \quad [\text{мм}].$$

Измеренная скорость в сечении S_1 измерителя

$$v_1 = \sqrt{\frac{2g \cdot \Delta h_v \cdot 10^{-3}}{\left(\frac{S_1}{S_2}\right)^2 - 1}} \quad \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}} \right], \quad (\text{II-4})$$

где

$$\Delta h_v = (h_{1v} - h_{2v}) - (h_{1v0} - h_{2v0}) \quad [\text{мм}],$$

$$g = 9,81 \text{ м/сек}^2.$$

Преобразуем последнюю формулу применительно к нашему измерителю, для которого при помощи калиброванного стерженька были найдены значения диаметров $d_1 = 11,3 \text{ мм}$,

$d_2 = 8,3 \text{ мм}$. Следовательно,

$$S_1 = \frac{\pi d_1^2}{4} = \frac{\pi \cdot 11,3^2}{4} = 100 \text{ мм}^2,$$

$$S_2 = \frac{\pi d_2^2}{4} = \frac{\pi \cdot 8,3^2}{4} = 54 \text{ мм}^2,$$

$$\left(\frac{S_1}{S_2}\right)^2 = \left(\frac{100}{54}\right)^2 = 3,45;$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{2,981 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta h_{\text{г}} [\text{мм}]}{3,45 - 1}} = 0,0895 \sqrt{\Delta h_{\text{г}} [\text{мм}]} \quad \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}}\right].$$

Скорость ртути в канале насоса

$$v = v_1 \cdot \frac{S_1}{ab} = \frac{8,95 \sqrt{\Delta h_{\text{г}} [\text{мм}]}}{ab [\text{мм}^2]} \quad \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}}\right] \quad (\text{II-4a})$$

и производительность

$$Q = avv.$$

Приведенные формулы служат для определения экспериментально найденных ρ , Q . Для получения расчетных зависимостей $\rho(Q)$ и $\rho_a(Q)$ используются следующие формулы.

Максимальная производительность

$$Q_m = \frac{b \gamma R_d}{B \bar{R}_D},$$

относительная производительность

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_m} = \frac{QB \bar{R}_D}{b \gamma R_d} = \frac{E}{\gamma R_d} \cdot \bar{R}_D. \quad (\text{II-5})$$

Для анализа экспериментальных данных удобно писать вместо величины \bar{Q} относительную скорость \bar{v} :

$$\bar{v} = \frac{v}{v_m} = \frac{Q}{Q_m} = \bar{Q}, \quad (\text{II-5a})$$

где максимальная скорость

$$v_m = \frac{Q_m}{ab} = \frac{\gamma R_d}{a B \bar{R}_D}.$$

Расчет величин R_d и \bar{R}_D проводится по формулам § 3 и § 7 для каждого канала отдельно. Рассмотрим сначала канал В I.

Главные размеры канала и полюсных наконечников:

$$\begin{aligned} l &= 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}; & d &= 90 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \\ a &= 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}; & \delta &= 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}. \\ b &= 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \end{aligned}$$

Коэффициент

$$\mathcal{K}_{ub} = \frac{l}{a} - 1 = \frac{80}{8} - 1 = 9.$$

Отношение

$$\frac{a}{2\delta} = \frac{8 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 15 \cdot 10^{-3}} = 0,267.$$

Относительное полюсное превышение

$$\zeta_0 = \frac{(l-d)\pi}{a} = \frac{(80-90)\pi}{8} = -1,25\pi.$$

Принимаем для $\frac{a}{2\delta}$ значение 0,4, для которого имеются табличные данные. При $\frac{a}{2\delta} = 0,267$ значение параметра \bar{R}_D должно получиться еще меньше, чем при $\frac{a}{2\delta} = 0,4$, следовательно, прямая $\bar{\rho}(\bar{r})$ должна проходить ещё ближе к горизонтальной прямой $\bar{\rho} = 1$, но это, как видно из рис. II-II,а, не может повлиять на точность результатов.

Значения коэффициента \mathcal{K}_{ub} зависят от $|\zeta_0|$ приближенно по экспоненциальному закону, следовательно, при $\zeta_0 = -1,25\pi$ находим [см. таблицу 3-1]

$$\mathcal{K}_{ub} = \sqrt{0,0472 \cdot 0,0216} = 0,0320.$$

Далее

$$x_{\text{из}} = 1,441 - 0,032 = 1,409.$$

Сопротивление рабочей зоны

$$R_d = \frac{1}{\gamma b (x_{\text{из}} + x_{\text{из}})} = \frac{1}{1,04 \cdot 10^6 \cdot 2,3 \cdot 10^{-3} (9 + 1,409)} = 40,1 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Параметр

$$\bar{R}_B = \frac{R_d}{R_b} = \frac{x_{\text{из}}}{x_{\text{из}} + x_{\text{из}}} = \frac{0,032}{9 + 1,409} = 0,00307,$$

так как в нашем случае стенки непроводящие, т.е. $R_t = \infty$.

Путем линейной интерполяции находим по таблице

3-1

$$x_{\gamma} = 0,017,$$

далее

$$k_d = 1 + \frac{x_{\gamma}}{x_{\text{из}} + x_{\text{из}}} = 1 + \frac{0,017}{9 + 1,409} = 1,00163.$$

Параметр

$$\bar{R}_D = k_d (1 + \bar{R}_B) - 1 = 1,00163 (1 + 0,00307) - 1 = 0,004705.$$

Относительная скорость

$$\bar{v} = \frac{\alpha B \bar{R}_D}{\mathcal{I} R_d} \sigma = \frac{8 \cdot 10^{-3} \cdot 0,466 \cdot 0,004705}{200 \cdot 40,1 \cdot 10^{-6}} \cdot \sigma = 0,218 \cdot 10^{-3} \sigma. \quad (11-6)$$

Здесь скорость σ выражается в м/сек, а для индукции подставляется измеренное значение $0,466 \frac{\text{вб}}{\text{м}^2}$ (при токе возбуждения $0,4\text{а}$). Ток \mathcal{I} в эксперименте с каналом № I был равен 200а .

При достижимых скоростях (порядка $1-2$ м/сек) значения $\bar{v} = \bar{Q}$ очень малые, т.е. прямая $\bar{p} = 1 - \bar{Q}$ проходит практически горизонтально (рис. II-II, а). Это означает, что продольным краевым эффектом можно пренебречь и что на $p_a(Q)$ характеристику в данном случае влияют только гидравлические потери.

Потеря напора рассчитывается по формулам § 5-3 для шероховатой трубы. Средняя высота выступов шероховатости (абсолютная шероховатость)

$$h_f = 0,03 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Гидравлический диаметр

$$D_f = \frac{2ab}{a+b} = \frac{2 \cdot 8 \cdot 10^{-3} \cdot 2,3 \cdot 10^{-3}}{(8+2,3) \cdot 10^{-3}} = 3,57 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Относительная шероховатость

$$\bar{h}_f = \frac{h_f}{D_f} = \frac{0,03 \cdot 10^{-3}}{3,57 \cdot 10^{-3}} = 0,0084.$$

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{D_f v}{\nu} = \frac{3,57 \cdot 10^{-3} v}{1,142 \cdot 10^{-7}} = 3,12 \cdot 10^4 v. \quad (\text{II-7})$$

Здесь $\nu = 1,142 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$ — кинематическая вязкость ртути при комнатной температуре. Проверкой убеждаемся, что при скоростях, достигнутых в эксперименте, имеет место соотношение $23 < \bar{h}_f \cdot Re < 560$, т.е. существует переходный режим. Поэтому для расчета коэффициента сопротивления пользуемся формулой (5-14):

$$\lambda = 0,1 \cdot \left(1,46 \bar{h}_f + \frac{100}{Re} \right)^{0,25}$$

Коэффициент формы (см. рис. 5-1) принимается $k_\phi = 1,065$ для всех Re , имевших место в эксперименте. Потеря напора рассчитывается по формуле

$$\begin{aligned} p_f &= k_\phi \lambda \frac{l_f}{D_f} \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} = \\ &= 1,065 \cdot \frac{60 \cdot 10^{-3}}{3,57 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{13,54 \cdot 10^3}{2} \cdot \lambda v^2 = 120,7 \cdot 10^3 \lambda v^2. \end{aligned}$$

Здесь $l_f = 60 \text{ мм}$ — расстояние между отверстиями, через которые ртуть поступает в трубочки для замера напора,

$$\rho = 13,54 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3 \quad \text{— плотность ртути.}$$

Ток, развивающий напор на участке канала длиной $l_f = 60 \text{ мм}$, рассчитываем по следующей упрощенной методике. При $Q = 0$ рабочий ток

$$J_d = \frac{J}{1 + \bar{R}_B} = \frac{200}{1 + 0,00307} = 199,4 \text{ а.}$$

Эквивалентная электрическая длина канала

$$l' \approx l + 0,409\alpha = 80 \cdot 10^{-3} + 0,409 \cdot 8 \cdot 10^{-3} = 83,3 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Рабочий ток на участке длиной $l_f = 60 \cdot 10^{-3} \text{ м}$

$$J_d' = J_d \cdot \frac{l_f}{l'} = 199,4 \cdot \frac{60 \cdot 10^{-3}}{83,3 \cdot 10^{-3}} = 143,6 \text{ а.}$$

Максимальный расчетный напор

$$p_{im} = \frac{J_d' B}{b} = \frac{143,6 \cdot 0,466}{2,3 \cdot 10^{-3}} = 0,291 \cdot 10^5 \frac{\text{н}}{\text{м}^2}.$$

Расчетная относительная потеря напора

$$\bar{p}_f = \frac{p_f}{p_{im}} \quad (11-9)$$

Расчетный полезный напор

$$\bar{p}_a = \bar{p} - \bar{p}_f \approx 1 - \bar{p}_f \quad (11-10)$$

изображается на рис. II-II сплошной кривой.

Измеренный полезный напор, отнесенный к расчетной величине $p_{im} = 0,291 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$, наносится на рис. II-II в виде точек:

$$\bar{p}_{at} = \frac{p_{at}}{p_{im}}, \quad (11-11)$$

где p_{at} определяется по формуле (II-3).

Для канала № 2 расчет проводится подобным образом, только вследствие достаточной длины между измерительными трубочками принимается, что напор создается всем током J_d , протекающим в канале. Для краткости приведем только основные результаты расчета.

Размеры канала: $l = 57,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $a = 45 \cdot 10^{-3} \text{ м}$,
 $b = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $d = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $\delta = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

Отношение $\frac{a}{2\delta} = 1,5$; $\zeta_0 = -0,5\pi$. Путем эк-
 страполяции находим $\chi_{ub} \approx 0,16$; $\chi_{uq} \approx 1,28$;
 $\chi_q \approx -0,034$. Сопротивление $R_d = 308,5 \cdot 10^{-6} \text{ ом}$, пара-
 метр $\bar{R}_B = 0,1027$, $k_d = 0,9782$, $\bar{R}_D = 0,0787$.

Для тока $J = 100\alpha$ относительная скорость

$$\bar{v} = 0,0545 \text{ в}, \quad (\text{II-12})$$

для тока $J = 50\alpha$

$$\bar{v} = 0,109 \text{ в}. \quad (\text{II-13})$$

Максимальный расчетный напор (при $Q = 0$) при то-
 ке $J = 100\alpha$

$$p_{im} = \frac{JB}{b(1+\bar{R}_B)} = \frac{100 \cdot 0,475}{2 \cdot 10^{-3}(1+0,1027)} = 0,215 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$$

и при токе $J = 50\alpha$

$$p_{im} = \frac{50 \cdot 0,475}{2 \cdot 10^{-3}(1+0,1027)} = 0,1075 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}.$$

Здесь $B = 0,475 \frac{\text{вб}}{\text{м}^2}$ - значение индукции, замерен-
 ное в зазоре при наличии полюсных наконечников № 2
 ($d = 80 \cdot 10^{-3} \text{ м}$).

Расчет коэффициента сопротивления производился
 по формуле (5-17) в связи с тем, что стенки канала -
 гладкие (органическое стекло).

Гидравлический диаметр канала № 2

$$D_f = \frac{2ab}{a+b} = \frac{2 \cdot 45 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{(45+2) \cdot 10^{-3}} = 3,83 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{D \cdot v}{\nu} = \frac{3,83 \cdot 10^{-3} \cdot v}{1,142 \cdot 10^{-7}} = 3,35 \cdot 10^4 v.$$

Коэффициент сопротивления

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}}$$

Потери напора

$$p_f = k_\phi \cdot \frac{l}{D} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \lambda v^2 = 1,065 \cdot \frac{180 \cdot 10^{-3}}{3,83 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{13,54 \cdot 10^3}{2} \cdot \lambda v^2 = 338 \cdot 10^3 \cdot \lambda v^2 \quad (\text{II-14})$$

Для наглядности все величины, рассчитанные по уравнениям (II-3), (II-4a), (II-6)-(II-14), сведены в таблицах (II-1) - (II-3).

Сравнение теории с экспериментом изображено на рис. II-11, откуда видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на расчетные кривые.

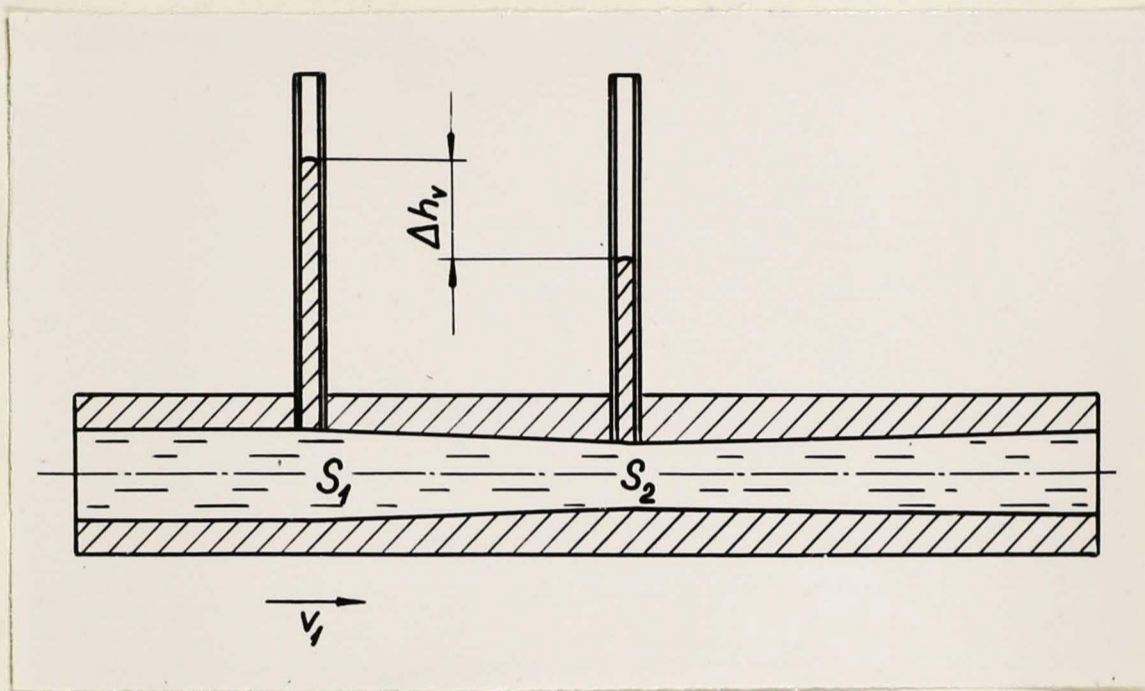


Рис. II-10. Схематический разрез измерителя скорости.

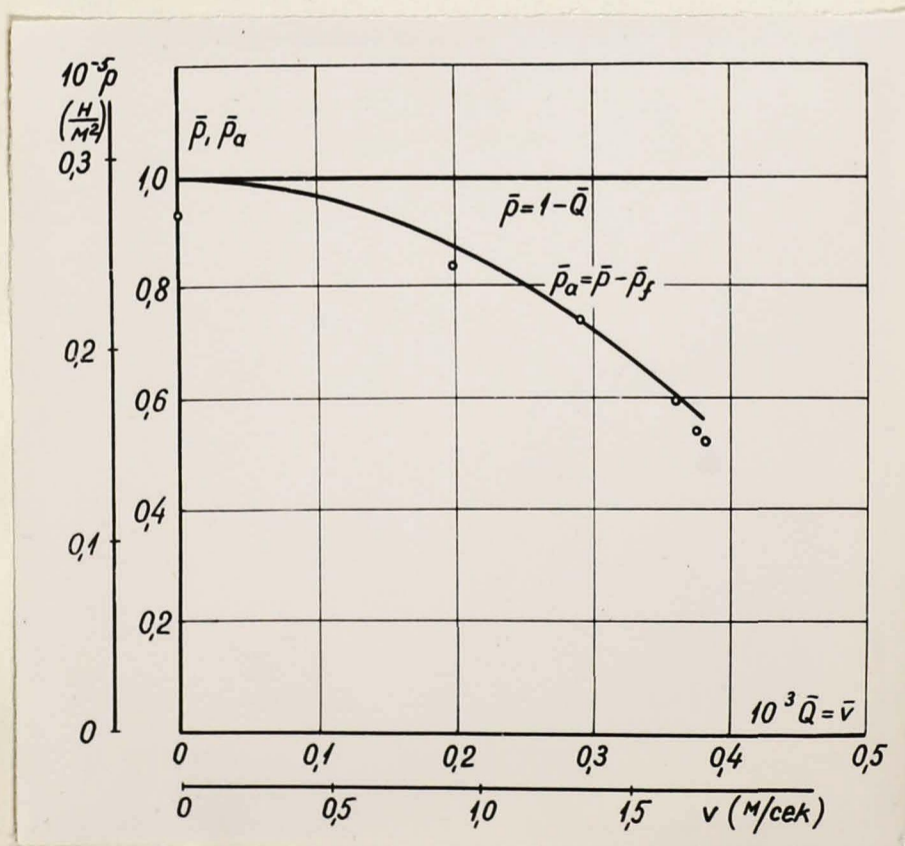


Рис. II-11, а. Сравнение расчётных $\bar{p}_a(Q)$ характеристик с экспериментом; канал № I, $J = 200a$.

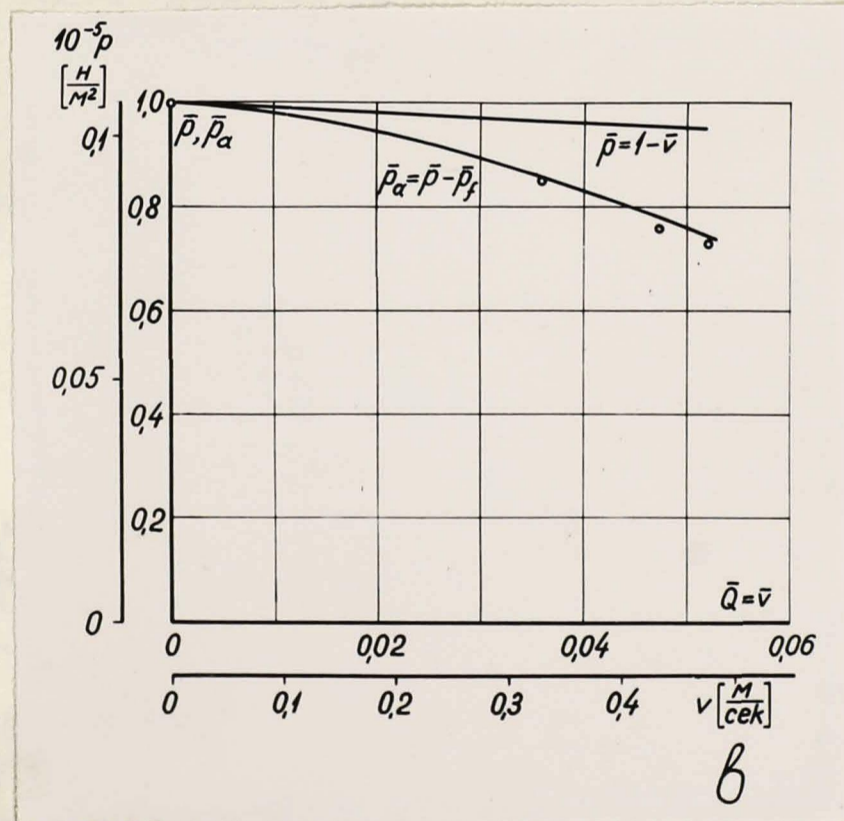
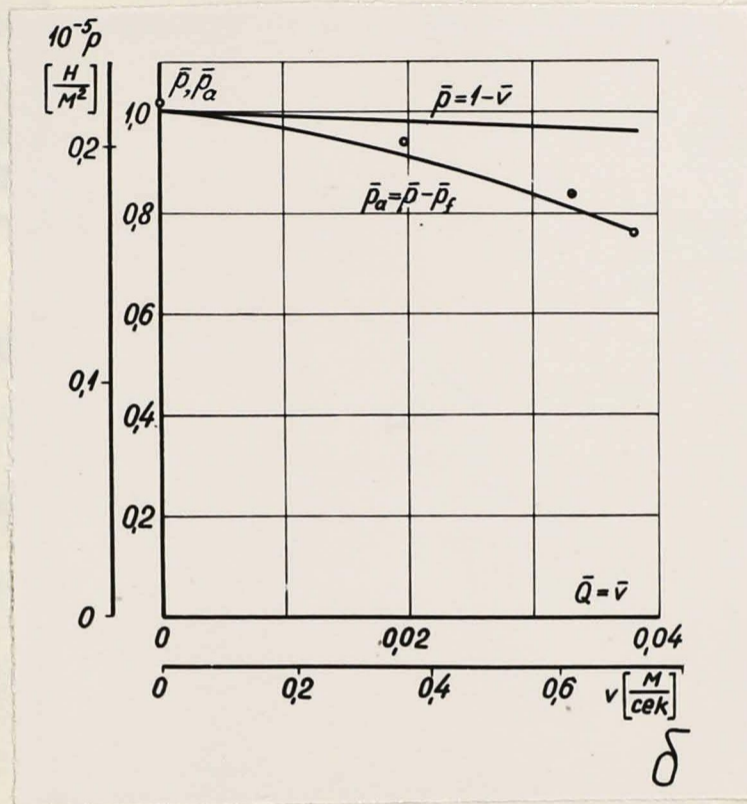


Рис. II-II. Сравнение расчётных $p_\alpha(Q)$ характеристик с экспериментом: б-канал № 2, $J = 100$ а; в - канал № 2, $J = 50$ а.

112. ПРИМЕР РАСЧЕТА НАСОСА ПОСТОЯННОГО ТОКА.

Задание. Рассчитать насос постоянного тока для жидкого натрия, обеспечивающий напор $p_{ан} = 3 \text{ кг/см}^2$ и производительность $Q_n = 50 \text{ м}^3/\text{час}$. Температура натрия 400°C , материал стенок канала — нержавеющая сталь марки $1 \times 18 \text{ Н9Т}$ толщиной 1 мм , материал обмотки возбуждения — медь.

Имеем

$$p_{ан} = 3,9,81 \cdot 10^4 = 2,94 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2,$$

$$Q_n = 50 \cdot \frac{1}{3600} = 13,88 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{сек}.$$

По таблицам находим при 400°C :

$$\gamma = 4,55 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1},$$

$$\gamma_t = 1 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1},$$

$$\gamma_c = 22,2 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}.$$

Задаемся скоростью металла $v = 10 \text{ м/сек}$, коэффициентом $k_{ав} = \frac{a}{b} = 4$ и оцениваем

$$b = \sqrt{\frac{Q_n}{k_{ав} v}} = \sqrt{\frac{13,88 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot 10}} = 18,6 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

$$a = \frac{Q_n}{b v} = \frac{13,88 \cdot 10^{-3}}{18,6 \cdot 10^{-3} \cdot 10} = 74,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Оцениваем (предварительно) оптимальное значение индукции, исходя из формулы (10-16). Находим

$$b_{\gamma} = \frac{2 b_t \gamma_t}{\gamma} = \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^6}{4,55 \cdot 10^6} = 0,44 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Далее, приняв для плотности тока значение $j = 2 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$, получаем

$$B_w = \frac{j}{\sigma \gamma} \sqrt{\frac{b}{b_{\gamma}} + 1} = \frac{2 \cdot 10^6}{10 \cdot 4,55 \cdot 10^6} \sqrt{\frac{18,6 \cdot 10^{-3}}{0,44 \cdot 10^{-3}} + 1} = 0,289 \frac{\text{вс}}{\text{м}^2}.$$

Определяем потерю напора p_f . Потеря напора в прямой части канала рассчитывается по формуле (5-13)

$$p_{fe} = \lambda_f \frac{l_f}{D_f} \cdot \frac{\rho_f \cdot v^2}{2} \left[\frac{\text{н}}{\text{м}^2} \right].$$

Здесь $l_f = d$;
 $d = l + \frac{|\zeta_0| a}{\pi}$; $l \approx \frac{p_{an}}{jB} = \frac{2,94 \cdot 10^5}{2 \cdot 10^6 \cdot 0,289} = 0,509 \text{ м}.$

Приняв относительное полюсное превышение $|\zeta_0| = \frac{\pi}{2}$,

т.е. $|\zeta_0| = \frac{a}{4}$, находим

$$d = 509 \cdot 10^{-3} + \frac{74,6 \cdot 10^{-3}}{2} = 546,3 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$l_f \approx 550 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Гидравлический диаметр

$$D_f = \frac{2ab}{a+b} = \frac{2 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} \cdot 74,6 \cdot 10^{-3}}{74,6 \cdot 10^{-3} + 18,6 \cdot 10^{-3}} = 29,77 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

По таблице находим

$$\rho_f = 859 \text{ кг/м}^3.$$

Абсолютную шероховатость h_f принимаем равной

$$h_f = 0,05 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Относительная шероховатость

$$\bar{h}_f = \frac{h_f}{D_f} = \frac{0,05 \cdot 10^{-3}}{29,77 \cdot 10^{-3}} = 1,68 \cdot 10^{-3}.$$

Так как $0,00008 < \bar{h}_f < 0,0125$, то применяем формулу (5-14)

$$\lambda = 0,1 \left(1,46 \bar{h}_f + \frac{100}{Re} \right)^{0,25}$$

где

$$Re = \frac{v D_f}{\nu} = \frac{10 \cdot 29,77 \cdot 10^{-3}}{3,3 \cdot 10^{-7}} = 9,02 \cdot 10^5;$$

следовательно

$$\lambda = 0,1 \left(1,46 \cdot 1,68 \cdot 10^{-3} + \frac{100}{9,02 \cdot 10^5} \right)^{0,25} = 0,0225.$$

$$\lambda = k_\phi \lambda = 1,055 \cdot 0,0225 = 0,0237,$$

где $k_\phi \approx 1,055$ по графику рис.5-1. Находим

$$p_{fe} = 0,0237 \cdot \frac{0,550}{29,77 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{859 \cdot 10^2}{2} = 18900 \text{ Н/м}^2.$$

Для расчёта потери напора в диффузоре и конфузоре определяем эквивалентный угол расширения диффузора по формуле

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{D_1 - 2 \sqrt{\frac{ab}{\pi}}}{2 l_{dif}}$$

Приняв скорость металла в металлопроводе v_1 , равной 5 м/сек, находим

$$D_1 = \sqrt{\frac{4 Q_n}{\pi v_1}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 13,88 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 5}} = 59,4 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Далее принимаем

$$l_{dif} = 3 \sqrt{\frac{Q_n \cdot k_{ab}}{v}} = 3 \sqrt{\frac{13,88 \cdot 10^{-3} \cdot 4}{10}} = 0,224 \text{ м.}$$

Находим

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{59,4 \cdot 10^{-3} - 2 \sqrt{\frac{4,6 \cdot 10^{-3} \cdot 18,6 \cdot 10^{-3}}{\pi}}}{2 \cdot 0,224} = 0,03875.$$

Коэффициент местного сопротивления расширения

$$\begin{aligned} \xi_{расш.} &= 4 \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{4ab}{\pi D_1^2} \right)^2 = 4 \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{v_1}{v} \right)^2 = 4 \cdot 0,03875^2 \sqrt[4]{0,03875} \left(1 - \frac{5}{10} \right)^2 = 0,0171. \end{aligned}$$

Для расчёта коэффициента трения находим

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_1}{2} = \left| \frac{a - D_1}{2 l_{\text{dif}}} \right| = \frac{74,6 \cdot 10^{-3} - 59,4 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 224 \cdot 10^{-3}} = 0,0339; \quad \frac{\beta_1}{2} = 1^\circ 56',$$

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_2}{2} = \left| \frac{D_1 - b}{2 l_{\text{dif}}} \right| = \frac{59,4 \cdot 10^{-3} - 18,6 \cdot 10^{-3}}{448 \cdot 10^{-3}} = 0,0911; \quad \frac{\beta_2}{2} = 5^\circ 12'$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} \xi_{\text{мп}} &= \frac{\lambda_f}{16} \left[1 - \left(\frac{4ab}{\pi D_1^2} \right)^2 \right] \left(\frac{1}{\sin \frac{\beta_1}{2}} + \frac{1}{\sin \frac{\beta_2}{2}} \right) = \frac{\lambda_f}{16} \left[1 - \left(\frac{\sigma_1}{v} \right)^2 \right] \left(\frac{1}{\sin \frac{\beta_1}{2}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sin \frac{\beta_2}{2}} \right) = \frac{0,0236}{16} \left[1 - \left(\frac{5}{10} \right)^2 \right] \left(\frac{1}{0,0339} + \frac{1}{0,0906} \right) = 0,0448. \end{aligned}$$

Общий коэффициент сопротивления диффузора

$$\xi_{\text{dif}} = \xi_{\text{рассе}} + \xi_{\text{мп}} = 0,0171 + 0,0448 = 0,0619.$$

Потеря напора в диффузоре

$$p_{f \text{ dif}} = \xi_{\text{dif}} \frac{\rho v^2}{2} = 0,0619 \frac{859 \cdot 10^2}{2} = 2660 \text{ Н/м}^2.$$

Общая потеря напора в насосе в номинальном ре-

жиме $p_{fn} = p_{fe} + 2p_{f \text{ dif}} = 18900 + 2 \cdot 2660 = 24220 = 0,2422 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2.$

Электромагнитный напор, который требуется создать в насосе,

$$p_n = p_{an} + p_{fn} = 2,94 \cdot 10^5 + 0,2422 \cdot 10^5 = 3,182 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2.$$

Проверяем отношение l/a :

$$l \approx \frac{p_n}{jB} = \frac{3,182 \cdot 10^5}{2 \cdot 10^6 \cdot 0,289} = 0,551 \text{ м}, \quad \frac{l}{a} = \frac{0,551}{0,0746} = 7,39 > 1,$$

следовательно, $Re_{\text{нп}} > 1$ и, разработанная в настоящей диссертации методика расчёта применима.

Оцениваем зазор δ с тем, чтобы ориентироваться

при определении коэффициентов α .

Находим в первом приближении

$$k_i \approx 1 + \frac{v_x}{b} \left(1 + \frac{v_j B}{j}\right) = 1 + \frac{0,44 \cdot 10^{-3}}{18,6 \cdot 10^{-3}} \left(1 + \frac{10 \cdot 4,55 \cdot 10^6 \cdot 0,289}{2 \cdot 10^6}\right) = 1,18.$$

Учитывая наличие обходных токов, полагаем

$$k_i \approx 1,3.$$

Принимаем плотность тока в компенсационной шине

$$j_k = 3 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2, \text{ толщину теплоизоляции } v_\lambda = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

$$v_g = 2v_t + v_\lambda = 2 \cdot 1 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-3} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$k_j = 1 + k_i \frac{j}{j_k} = 1 + 1,3 \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^6} = 1,867;$$

$$\delta = k_j v + v_g = 1,867 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-3} = 40,8 \cdot 10^{-3} \text{ м,}$$

$$\frac{\alpha}{2\delta} = \frac{74,6 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 40,8 \cdot 10^{-3}} = 0,914.$$

Для этого значения $\frac{\alpha}{2\delta}$ коэффициентов α и k в таблицах нет. Применяем интерполяцию.

По таблице 3-1 для $\zeta_0 = -\frac{\pi}{2}$ находим

$$H_{ub_1} = 0,1278; \quad H_{ub_2} = 0,1327;$$

$$H_{uq_1} = 1,3135; \quad H_{uq_2} = 1,3086;$$

$$\alpha_{q_1} = -0,033764; \quad \alpha_{q_2} = -0,0334;$$

$$k_{b_1} = 0,26425; \quad k_{b_2} = 0,2520.$$

Для $\frac{\alpha}{2\delta} = 0,914$ определяем

$$H_{ub} = H_{ub_1} + \frac{(H_{ub_2} - H_{ub_1})(0,914 - 0,9)}{0,9 - 0,8} = 0,1278 + \frac{0,0049 \cdot 0,014}{0,1} = 0,1285;$$

$$H_{uq} = H_{uq_1} + \frac{(H_{uq_2} - H_{uq_1}) \cdot 0,014}{0,1} = 1,313;$$

$$\alpha_q = \alpha_{q_1} + \frac{(\alpha_{q_2} - \alpha_{q_1}) \cdot 0,014}{0,1} = -0,0337;$$

$$k_b = k_{b_1} + \frac{(k_{b_2} - k_{b_1}) \cdot 0,014}{0,1} = 0,2625.$$

Определяем k_i согласно формуле (5-34) :

$$\frac{b_r}{b} = \frac{0,44 \cdot 10^{-3}}{18,6 \cdot 10^{-3}} = 0,02365;$$

$$\frac{\sigma_r}{j} = \frac{10,455 \cdot 10^6}{2 \cdot 10^6} = 22,7;$$

$$\frac{Q_n r}{p_n b} = \frac{13,88 \cdot 10^{-3} \cdot 4,55 \cdot 10^6}{3,182 \cdot 10^5 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3}} = 10,67;$$

$$C_0 = 1 + \frac{b_r}{b} = 1,02365;$$

$$C_1 = \frac{\sigma_r}{j} \cdot \frac{b_r}{b} + \alpha_{ub} \frac{Q_n r}{p_n b} \cdot \frac{j}{\sigma_r} \left(1 + \frac{b_r}{b}\right) = 22,7 \cdot 0,02365 + 0,1285 \cdot 10,67 \cdot \frac{1,02365}{22,7} = 0,599;$$

$$C_2 = \frac{Q_n r}{p_n b} \left[\frac{b_r}{b} (\alpha_q + \alpha_{ub}) + \alpha_{ub} (1 - k_b) \right] = 10,67 [0,02365 (-0,0337 + 0,1285) + 0,1285 (1 - 0,2625)] = 1,02;$$

$$C_3 = \alpha_q \frac{b_r}{b} \frac{Q_n r}{p_n b} \frac{\sigma_r}{j} = -0,0337 \cdot 0,02365 \cdot 10,67 \cdot 22,7 = -0,193;$$

$$C_p = \frac{\mu_0 p_n}{k_\mu k_s} = \frac{12,57 \cdot 10^{-7} \cdot 3,182 \cdot 10^5}{1,3} = 0,308.$$

Здесь $k_s = 1$, так как поверхность полюсных наконечников гладкая (без зубцов), а k_μ принимается равным 1,3 на основе опытных данных.

Предварительно полагая $B_1 = 0,289 \frac{b\delta}{\mu_0}$, находим согласно формуле (5-34)

$$k_i = C_0 + C_1 B_1 + C_2 B_1^2 + C_3 B_1^3 = 1,02365 + 0,599 \cdot 0,289 + 1,02 \cdot 0,289^2 - 0,193 \cdot 0,289^3 = 1,277;$$

$$k_{j1} = 1 + k_{i1} \frac{j}{j_k} = 1 + 1,277 \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^6} = 1,851.$$

Предварительное значение числа витков

$$w_1 = \frac{B_1^2 (k_{j1} + \frac{b_0}{\delta})}{C_p k_{c1}} = \frac{0,289^2 (1,851 + \frac{6 \cdot 10^{-3}}{18,6 \cdot 10^{-3}})}{0,308 \cdot 1,277} = 0,461.$$

Принимаем $w = 1$.

Определяем коэффициенты в уравнении (5-36) для B :

$$C_3 \frac{j}{j_k} = -0,1287; \quad C_2 \frac{j}{j_k} = 0,68;$$

$$C_1 \frac{j}{j_k} - C_p w C_3 = 0,599 \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^6} + 0,308 \cdot 0,193 = 0,458;$$

$$1 + \frac{b_0}{\delta} + C_0 \frac{j}{j_k} - C_p w C_2 = 1 + 0,3225 + 1,02365 \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^6} - 0,308 \cdot 1,02 = 1,693;$$

$$C_p w C_1 = 0,308 \cdot 0,599 = 0,1843;$$

$$C_p w C_0 = 0,308 \cdot 1,02365 = 0,315.$$

Таким образом, решению подлежит уравнение:

$$f(B) = -0,1287 B^5 + 0,68 B^4 + 0,458 B^3 + 1,6925 B^2 - 0,1843 B - 0,315 = 0.$$

В первом приближении

$$B_2 = B_1 \sqrt{\frac{w}{w_1}} = 0,289 \sqrt{\frac{1}{0,491}} = 0,425 \frac{65}{\text{м}^2}.$$

По методу Ньютона

$$B_3 = B_2 - \frac{f(B_2)}{f'(B_2)};$$

$$f(0,425) = -0,0318;$$

$$f'(0,425) = 1,692;$$

$$B_3 = 0,425 + \frac{0,0318}{1,692} = 0,443 \frac{65}{\text{м}^2}.$$

Принимаем это значение B за корень уравнения (5-36).

Коэффициент

$$X_{uh} = \frac{p_n}{j B a} - (X_{uq} - \frac{\sigma \gamma B}{j} X_q) =$$

$$= \frac{3,182 \cdot 10^5}{2 \cdot 10^6 \cdot 0,443 \cdot 746 \cdot 10^{-3}} - (1,3128 + 22,7 \cdot 0,443 \cdot 0,0337) = 3,168.$$

Длина электрода

$$l = \alpha (\chi_{uh} + 1) = 74,6 \cdot 10^{-3} \cdot 4,168 = 311 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Как видим, длина электрода и вместе с тем всего канала, получилась меньше, чем предполагалось в начале расчёта при оценке ρ_{fn} . В принципе необходимо уточнить значение ρ_{fn} и повторить расчет индукции B . Однако ввиду того, что различие в предварительном и уточнённом значении ρ_n невелико, оставляем в расчёте предыдущие значения ρ_n и B .

Сопротивление рабочей зоны

$$R_d = \frac{1}{\gamma v (\chi_{uh} + \chi_{uq})} = \frac{1}{4,55 \cdot 10^6 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} (3,168 + 1,313)} = 2,586 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Сопротивление обходной зоны

$$R_b = \frac{1}{\gamma v \chi_{ub}} = \frac{1}{4,55 \cdot 10^6 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} \cdot 0,1285} = 92,2 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Сопротивление стенок канала

$$R_t = \frac{1}{2\gamma v_t (\chi_{uh} + 1,441)} = \frac{1}{2 \cdot 10^6 \cdot 10^{-3} (3,168 + 1,441)} = 108,6 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Коэффициент

$$k_d = 1 + \frac{\chi_q}{\chi_{uh} + \chi_{uq}} = 1 - \frac{0,0337}{3,168 + 1,313} = 0,9925.$$

Противо-э.д.с.

$$E = \sigma B \alpha = 10 \cdot 0,443 \cdot 74,6 \cdot 10^{-3} = 330,3 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

Омическое падение напряжения

$$U_f = \frac{I}{\gamma} \alpha = \frac{2 \cdot 10^6}{4,55 \cdot 10^6} \cdot 74,6 \cdot 10^{-3} = 32,8 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

Напряжение на канале

$$U = U_f + E = 32,8 \cdot 10^{-3} + 330,3 \cdot 10^{-3} = 363 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

Рабочий ток

$$J_d = \frac{U - k_d E}{R_d} = \frac{363 \cdot 10^{-3} - 0,9925 \cdot 330,3 \cdot 10^{-3}}{2,586 \cdot 10^{-6}} = 13520 \text{ а.}$$

Обходной ток

$$J_b = \frac{U - k_b E}{R_b} = \frac{363 \cdot 10^{-3} - 0,2625 \cdot 330,3 \cdot 10^{-3}}{92,2 \cdot 10^{-6}} = 3000 \text{ а.}$$

Ток в стенках

$$J_t = \frac{U}{R_t} = \frac{363 \cdot 10^{-3}}{108,6 \cdot 10^{-6}} = 3340 \text{ а.}$$

Общий ток

$$J = J_d + J_b + J_t = 13520 + 3000 + 3340 = 19860 \text{ а.}$$

Коэффициент

$$k_i = \frac{J}{J_d} = \frac{19860}{13520} = 1,47.$$

То же значение k_i может быть найдено и по уравнению (5-34), подставляя в нём $B = 0,443 \frac{\text{вс}}{\text{м}^2}$.

Толщина компенсационной шины

$$b_k = k_i \frac{J}{j_k} b = 1,47 \cdot \frac{2 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^6} \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} = 18,22 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Ширина компенсационной шины (в направлении вдоль канала)

$$l_k = l + \frac{a}{2} = 311 \cdot 10^{-3} + \frac{74,6 \cdot 10^{-3}}{2} = 348 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Фактическая плотность тока в компенсационной шине

$$j_k = \frac{J}{S_k}.$$

Здесь

$$S_k = b_k l_k = 18,22 \cdot 10^{-3} \cdot 348 \cdot 10^{-3} = 6340 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2,$$

следовательно

$$j_k = \frac{19860}{6340 \cdot 10^{-6}} = 3,13 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2.$$

Зазор

$$\delta = b + b_k + b_g = 18,6 \cdot 10^{-3} + 18,22 \cdot 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-3} = 42,82 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Так как эта величина мало отличается от предварительно рассчитанной (для нахождения коэффициентов μ и k) величины зазора ($40,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$), то значения коэффициентов μ и k не уточняются.

Для контроля правильности вычислений рассчитаем магнитную индукцию

$$B = \frac{\mu_0 I w}{\delta k_\mu k_g} = \frac{12,57 \cdot 10^{-7} \cdot 19860}{42,82 \cdot 10^{-3} \cdot 1,3} = 0,448 \frac{\text{вб}}{\text{м}^2}$$

и электромагнитный напор

$$p_n = \frac{I_d B}{b} = \frac{13520 \cdot 0,448}{18,6 \cdot 10^{-3}} = 3,255 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2.$$

Небольшие расхождения (мы имели $B = 0,443 \frac{\text{вб}}{\text{м}^2}$ и $p_n = 3,182 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$) объясняются тем, что расчеты проводились на логарифмической линейке.

Длина обмотки возбуждения

$$l'_c = k_{cl} l + k_{ca} a + l_{ck}.$$

Здесь, согласно формулам (6-6)

$$k_{cl} = 2w - 1 = 1,$$

$$k_{ca} = (2w - 1) \frac{|S_a|}{\pi} + (w - 1)\pi = \frac{1}{2}.$$

Принимаем отношение сторон ширины возбуждения

$$k_c = \frac{a_c}{b_c} = 2 \text{ и находим}$$

$$a_c = \sqrt{k_c \frac{I}{j'_c}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 19860}{2 \cdot 10^6}} = 141 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Здесь $j_c' = 2 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$ — плотность тока в обмотке возбуждения

$$l_{ck} = [1 + (w-1)\pi] a_c + (w-1)\pi d_c' - 2(w-1)d_c'' = a_c = 141 \cdot 10^{-3} \text{ м,}$$

$$l_c' = 311 + \frac{74,6 \cdot 10^{-3}}{2} + 141 \cdot 10^{-3} = 489 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Сопротивление обмотки возбуждения

$$R_c' = \frac{l_c'}{j_c' S_c}; \quad S_c = \frac{J}{j_c} = \frac{19860}{2 \cdot 10^6} = 9930 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2;$$

$$R_c' = \frac{489 \cdot 10^{-3}}{22,2 \cdot 10^6 \cdot 9930 \cdot 10^{-6}} = 2,214 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Длину проводящих шин принимаем равной $l_c'' = 2 \text{ м.}$

Сопротивление подводящих шин

$$R_c'' = \frac{l_c''}{j_c'' S_c} = \frac{2}{22,2 \cdot 10^6 \cdot 9930 \cdot 10^{-6}} = 9,07 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Здесь для простоты расчёта принято $j_c = j_c' = 22,2 \cdot 10^6 \text{ ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, что соответствует температуре подводящих шин 400°С .
Уточнение температуры шин производится тепловым расчётом, который здесь не рассматривается.

Длина компенсационной шины

$$a_k = k_{ea} a + k_{eb} b = 74,6 \cdot 10^{-3} + 3 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} = 130,4 \cdot 10^{-3} \text{ м,}$$

где принято

$$k_{ea} = 1; \quad k_{eb} = 3.$$

Сопротивление компенсационной шины

$$R_k = \frac{a_k}{j_k S_k} = \frac{130,4 \cdot 10^{-3}}{22,2 \cdot 10^6 \cdot 6340 \cdot 10^{-6}} = 0,928 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Общее сопротивление от канала насоса до источни-

ка питания

$$R_c = R_c' + R_c'' + R_k = 2,214 \cdot 10^{-6} + 9,07 \cdot 10^{-6} + 0,928 \cdot 10^{-6} = 12,212 \cdot 10^{-6} \text{ ом.}$$

Падение напряжения в сопротивлении R_c

$$U_c = IR_c = 19860 \cdot 12,212 \cdot 10^{-6} = 242,6 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

Напряжение на зажимах источника питания

$$U_1 = U + U_c = 363 \cdot 10^{-3} + 242,6 \cdot 10^{-3} = 605,6 \cdot 10^{-3} \text{ в.}$$

Мощность, потребляемая насосом (включая мощность потерь в подводящих шлангах)

$$P_1 = U_1 I = 605,6 \cdot 10^{-3} \cdot 19860 = 12030 \text{ вт} = 12,03 \text{ кВт.}$$

Полезная гидравлическая мощность

$$P_2 = p_{ан} Q_n = 2,94 \cdot 10^5 \cdot 13,88 \cdot 10^{-3} = 4081 \text{ вт} \approx 4,08 \text{ кВт.}$$

Полный к.п.д. насоса

$$\eta_a = \frac{P_2}{P_1} = \frac{4,08}{12,03} = 33,9\%.$$

Для проверки выполнения условия (9-15) рассчитаем параметры \bar{R}_c , \bar{R}_B , \bar{R}_D и \bar{R} :

$$\bar{R}_c = \frac{R_c}{R_d} + \frac{R_c}{R_b} + \frac{R_c}{R_t} = \frac{12,212}{2,586} + \frac{12,212}{92,2} + \frac{12,212}{108,6} = 4,97;$$

$$\bar{R}_B = \frac{R_d}{R_b} + \frac{R_d}{R_t} = \frac{2,586}{92,2} + \frac{2,586}{108,6} = 0,05185;$$

$$\bar{R}_D = k_d(1 + \bar{R}_B) - 1 = 0,9925(1 + 0,05185) - 1 = 0,0440;$$

$$\bar{R} = \bar{R}_D(1 + \bar{R}_c) = 0,044 \cdot (1 + 4,97) = 0,2623.$$

Оптимальная относительная производительность (без учёта гидравлических потерь)

$$\bar{Q}_o = \sqrt{\bar{R}^2 + \bar{R}} - \bar{R} = \sqrt{0,2623^2 + 0,2623} - 0,2623 = 0,3131.$$

Максимальная производительность (при $p=0$)

$$Q_m = \frac{I B R_d}{B \bar{R}_D} = \frac{19860 \cdot 18,6 \cdot 10^{-3} \cdot 2,586 \cdot 10^{-6}}{0,448 \cdot 0,0440} = 48,505 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{сек}}.$$

Номинальная относительная производительность

$$\bar{Q}_n = \frac{Q_n}{Q_m} = \frac{13,88 \cdot 10^{-3}}{48,505 \cdot 10^{-3}} = 0,286.$$

Оптимальную относительную производительность $\bar{Q}_{\text{но}}$, при определении которой учитываются гидравлические потери, находим из уравнения (8-18); она оказывается равной

$$\bar{Q}_{\text{но}} = 0,255.$$

Таким образом, в нашем случае

$$\bar{Q}_n > \bar{Q}_{\text{но}}.$$

Согласно уравнению (9-2) и его анализу, для удовлетворения условию (9-16), мы должны либо увеличить плотность тока j , либо увеличить зазор δ , что достигается уменьшением отношения $k_{\text{ав}} = \frac{a}{b}$.

Рассмотрим оба способа.

Значение нового j находим из уравнения (9-5)

$$j^{(2)} \approx j^{(1)} \left[1 + 2 \frac{\bar{Q}_n^{(1)} - \bar{Q}_{\text{но}}^{(1)}}{\bar{Q}_{\text{но}}^{(1)}} \right] = 2,418 \cdot 10^6 \approx 2,4 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2.$$

Приняв $j = 2,4 \cdot 10^6 \text{ а/м}^2$, решаем заново уравнение (5-36) и находим для важнейших величин, характеризующих насос, следующие числовые значения:

$p_f = 0,1872 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2;$	$\mathcal{I}_d = 14450 \text{ а};$
$p_n = 3,127 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2;$	$\mathcal{I}_b = 2800 \text{ а};$
$B = 0,406 \frac{\text{вс}}{\text{м}^2};$	$\mathcal{I}_f = 2860 \text{ а};$
$k_d = 0,992;$	$\mathcal{I} = 20110 \text{ а};$
$E = 302 \cdot 10^{-3} \text{ в};$	$\delta = 45,3 \cdot 10^{-3} \text{ м};$
$\mathcal{U}_f = 39,3 \cdot 10^{-3} \text{ в};$	$\ell'_c = 459 \cdot 10^{-3} \text{ м};$

$$\begin{array}{ll}
 P_1 = 11,53 \text{ кВт}; & \eta_a = 35,6 \% ; \\
 J_d = 14110 \text{ а}; & \bar{R}_B = 0,0574; \\
 J_b = 2840 \text{ а}; & \bar{R}_D = 0,0475; \\
 J_t = 2740 \text{ а}; & \bar{R} = 0,2432; \\
 J = 19690 \text{ а}; & \bar{Q}_o = 0,3068; \\
 \delta = 46,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}; & \bar{Q}_n = 0,2381; \\
 l'_c = 438 \cdot 10^{-3} \text{ м}; & \bar{Q}_{uo} = 0,233.
 \end{array}$$

Как видно, условие $\bar{Q}_n = \bar{Q}_{uo}$ выполняется лучше.

Аналогично рассмотрим изменение отношения $k_{ab} = a/b$ исходя из уравнения (9-4)

$$k_{ab}^{(2)} = k_{ab}^{(1)} \left[1 - 2 \frac{\bar{Q}_n^{(1)} - \bar{Q}_{uo}^{(1)}}{\bar{Q}_{uo}^{(1)}} \right] = 4 \left[1 - 2 \frac{0,286 - 0,255}{0,255} \right] = 2,924.$$

Повторяя расчет, находим:

$$\begin{array}{ll}
 p_f = 0,2312 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}; & J_d = 15800 \text{ а}; \\
 p_n = 3,171 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}; & J_b = 2540 \text{ а}; \\
 B = 0,437 \frac{\text{б}^5}{\text{м}^2}; & J_t = 3340 \text{ а}; \\
 k_d = 0,9933; & J = 21680 \text{ а}; \\
 E = 278 \cdot 10^{-3} \text{ в}; & \delta = 47,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \\
 U_f = 28 \cdot 10^{-3} \text{ в}; & l'_c = 498 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \\
 R_x = 0,87 \cdot 10^{-6} \text{ ом}; & \eta_a = 35,2 \% ; \\
 R'_c = 2,07 \cdot 10^{-6} \text{ ом}; & \bar{R}_B = 0,04243; \\
 R''_c = 7,61 \cdot 10^{-6} \text{ ом}; & \bar{R}_D = 0,0354; \\
 R_c = 10,55 \cdot 10^{-6} \text{ ом}; & \bar{R} = 0,2414; \\
 U_c = 229 \cdot 10^{-3} \text{ в}; & \bar{Q}_o = 0,3059; \\
 U_t = 535 \cdot 10^{-3} \text{ в}; & \bar{Q}_n = 0,2415; \\
 P_1 = 11,6 \text{ кВт}; & \bar{Q}_{uo} = 0,230.
 \end{array}$$

Тем же изъ и в первом случае значение \bar{Q}_n при-
близилось к значению \bar{Q}_{u0} . Однако общий ток питания
насоса несколько увеличился.

Отметим, что в принципе можно стремиться к удовлет-
ворению равенства $\bar{Q}_n = \bar{Q}_{u0}$ также при помощи соответст-
вующего изменения скорости вращения металла v [по формуле,
аналогичной выражению (9-4)]. Однако, обычно это нецеле-
сообразно, так как для v выбирается максимальное зна-
чение по условиям эрозии и гидравлических потерь, и
уменьшение v приводит к возрастанию габаритов и веса
насоса (см. также § 8-2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В предлагаемой диссертации решена задача о продольном краевом эффекте, составлена эквивалентная схема канала насоса и приведен её анализ с целью выяснения соображений, которые должны быть учтены при выборе полюсного превращения. Приведены числовые таблицы коэффициентов краевого эффекта α и k , которыми определяются параметры эквивалентной схемы.

2. Введены понятия о внешних и внутренних условиях рациональности конструкции насоса и выяснены особенности этих условий.

3. Установлено и проанализировано так называемое основное соотношение для насосов с последовательной обмоткой возбуждения. Выяснены ограничения, накладываемые этим соотношением на расчёт насоса.

4. Качественно проанализировано влияние удельных нагрузок на мощность, потребляемую насосом.

5. Введены понятия об относительной производительности \bar{Q} и относительном напоре \bar{p} . При помощи $\bar{p}(\bar{Q})$ характеристик рассмотрена задача о расчёте насоса на максимум к.п.д. с учётом всех основных видов потерь, в том числе и гидравлических, в двух режимах: $T = const$ и $U_1 = const$

Введен и проанализирован основной энергетический параметр насоса \bar{R} , представляемый либо в виде отношения двух мощностей, либо как функция от отношения сопротивлений.

6. Показано, что известные оптимальные критерии: "оптимальное скольжение" Ватта и "оптимальная индукция" Барнеса являются частными случаями предложенного автором критерия — оптимальной относительной производительности \bar{Q}_0 .

7. В качестве предполагаемых дальнейших исследований можно перечислить следующие:

а) исследование краевого эффекта в относительно коротком насосе ($l/a < 1$) и в некомпенсированных насосах;

б) анализ достаточно большого количества экспериментальных данных, которые отсутствуют в настоящее время, с целью проверить применимость предложенных числовых значений α и k для промышленных насосов и, в случае необходимости, уточнить их;

в) изучение возможности распространения предложенного метода $\bar{p}(\bar{Q})$ характеристик на индукционные насосы, учитывая сходство эквивалентных схем обеих основных групп насосов.

J. Birzvalks.

ЛИТЕРАТУРА

1. АНДРЕЕВ, П.А.,
КАНАЕВ, А.А.,
ФЕДОРОВИЧ, Е.Д. - Жидкометаллические теплоносители ядерных реакторов. - Судпромгиз, Ленинград, 1959.
2. БИРЗВАЛК, Ю.А. - Аналитический расчёт распределения потенциала в краевой зоне насоса постоянного тока. - Известия АН Латв.ССР, 1959, № 12, стр. 49.
3. БИРЗВАЛК, Ю.А. - Распределение плотности тока на продольной оси канала насоса постоянного тока. - Известия АН Латв.ССР, 1960, № 2, стр. 63.
4. БИРЗВАЛК, Ю.А. - Анализ оптимальных критериев, применяемых в расчётах насосов постоянного тока. - Известия АН Латв.ССР, 1960, № 11, стр. 91.
5. БИРЗВАЛК, Ю.А. - Эквивалентная схема канала насоса постоянного тока и расчёт насоса на максимум к.п.д. В сб.: Прикладная магнитная гидродинамика. - Труды ИФ АН Латв.ССР, вып. XII. В печати.
6. БИРЗВАЛК, Ю.А. и
ТЮТИН И.А. - Распределение скорости и магнитодинамические потери давления в прямоугольном канале. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв.ССР, вып. VIII, 1956, стр. 59.
7. БИРЗВАЛК, Ю.А.,
ВЕЗЕ А. - Распределение скорости в каналах электромагнитных насосов с прямоугольным сечением. - Известия АН Латв.ССР, 1959, № 10, стр. 85.
8. БЛЕЖК, Л.Р. - Электромагнитные насосы переменного тока и постоянного тока для жидких металлов. - Вопросы ядерной энергетики, 1957, № 5, стр. 42.

- 9. ВОЛЬДЕК, А.И.,
ВЯЛЬЯМЯЭ, Г.Х.,
СИЛЛАМАА, Х.В.,
ТИИСМУС, Х.А. - Экспериментальное исследование маг-
нитных полей в индукционных маши-
нах и насосах для жидких металлов
с разомкнутым магнитопроводом. -
Труды Таллинского политехническо-
го ин-та, 1958, серия А, № 131.

- 10. ВОЛЬДЕК, А.И. - Магнитное поле индукторов линей-
ных электромагнитных насосов. -
Изв. высш. учеб. заведений "Электро-
механика", 1958, № 12, стр. 14.

- 11. ВОЛЬДЕК, А.И. - Исследование магнитных полей и
электромагнитных процессов в линей-
ных индукционных насосах. - В сб.:
Вопросы магнитной гидродинамики и
динамики плазмы. - Изд-во АН Латв.
ССР, Рига, 1959, стр. 239.

- 12. ВОЛЬДЕК, А.И. - О некоторых вопросах проектирова-
ния линейных индукционных насосов.
В сб.: Вопросы магнитной гидроди-
намики и динамики плазмы. -
Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1959,
стр. 273.

- 13. ВОЛЬДЕК, А.И. - Токи и усилия в слое жидкого ме-
талла плоских индукционных насо-
сов. - Известия высш. учеб. заведе-
ний "Электромеханика", 1959, № 1,
стр. 3.

- 14. ВОЛЬДЕК, А.И. - Пульсирующие составляющие магнит-
ного поля индукционных машин и
насосов с разомкнутым магнито-
проводом. - Научные доклады выс-
шей школы, Электромеханика и ав-
томатика, 1959, № 2, стр. 130.

- 15. ВОЛЬДЕК, А.И. - Продольный краевой эффект во вто-
ричной цепи индукционных машин
и насосов для жидких металлов с
разомкнутым магнитопроводом. -
Известия высших учебных заведе-
ний, "Электромеханика", 1960,
№ 3, стр. 3.

16. ВОЛЬДЕК, А.И. - Искажение симметрии напряжений и токов в индукционных машинах и насосах с разомкнутым магнитопроводом. - Изв. высших учебных заведений, Электромеханика, 1960, № 5, стр. 3.
17. ВОЛЬДЕК, А.И. - Электромагнитные насосы для жидких металлов. - Электричество, 1960, № 5, стр. 22.
18. - Жидкометаллические теплоносители. Под редакцией А.Е. Шейдлина. - Издат. иностр. литературы, 1958.
19. ИДЕЛЬЧИК, И.Е. - Справочник по гидравлическим сопротивлениям. - Госэнергоиздат, 1960.
20. КИРИЛЛОВ, П.Г.,
ЛЛЕЛШТЕР, Я.Я.,
МИКЕЛЬСОН, А.Э.,
ОКУНЕВ, Г.А. - Опыт разработки электромагнитных насосов в ин-те физики АН Латв. ССР. Сб.: Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы. - Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1959, стр. 261.
21. КИРИЛЛОВ, П.Л.,
КУЗНЕЦОВ, В.А.,
ТУРЧИН, Н.М.,
ФЕДОСЕЕВ, Д.И. - Некоторые конструкции и эксплуатация насосов для натрия и сплавов натрия с калием. - Атомная энергия, 1959, т. 7, № 1, стр. 11.
22. КИРКО, И.М. - О моделировании магнитогидродинамических явлений в жидких металлах. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УИ, 1956, стр. 3.
23. КИРКО, И.М. - Магнитогидродинамические явления в масштабах земной лаборатории. - Электричество, 1959, № 4, стр. 9.
24. КИРКО, И.М. - Исследование электромагнитных явлений в металлах методом размерности и подобия. - Изд-во АН Латв. ССР, 1959.

25. КИРКО, И.М.,
КЛЯВИНЬ, Я.Я.,
ТЮТИН, И.А.,
УЛЬМАНИС, Я.Я. - Модель бесконечно длинного канала с жидким металлом, находящегося в бегущем магнитном поле. - Научн. докл. высш. школы, Энергетика, 1958, № 3, стр. 203.
26. КУТАТЕЛАДЗЕ, С.С.,
БОРИШАНСКИЙ, М.В.,
НОВИКОВ, И.И.,
ФЕДЫНСКИЙ, О.С. - Жидкометаллические теплоносители. - Атомиздат, 1958.
27. КОЛБАСКО, Б.И. - Насос для токопроводящих жидкостей. - Автор. свид. на изобрет. № 42798, 9 августа 1934 г., класс 59а, II, 21^{d2}, 5.
28. КРУГ, К.А. - Основы электротехники. - т. I, ОНТИ, 1931.
29. ЛАВРЕНТЬЕВ, И.А.,
ШАБАТ, Б.В. - Методы теории функций комплексного переменного. - Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1958.
30. ЛИЕЛПЕТЕР, Я.Я. - О тепловых процессах в электромагнитном индукционном насосе. - Изв. АН Латв. ССР, 1959, № 9 стр. 91.
31. ЛИЕЛПЕТЕР, Я.Я. - О турбулентном режиме работы электромагнитного индукционного насоса. - Изв. АН Латв. ССР, 1960, № I, стр. 81.
32. ЛИЕЛПЕТЕР, Я.Я. - Разгонное течение жидкого металла в электромагнитном индукционном насосе. - Изв. АН Латв. ССР, 1960, № 2, стр. 79.
33. ЛИЕЛПЕТЕР, Я.Я.,
ТЮТИН, И.А. - Методика расчета индукционных насосов. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УШ, 1956, стр. 95.
34. МИКЕЛЬСОН, А.Э. - Применение насосов рассеянного поля для перемешивания жидких металлов. В сб.: Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы. - Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1959, стр. 305.

35. НИКЕЛЬСОН, А.Э. - Расчёт ^{ко} индукционных насосов постоянного тока для жидких металлов. В сб.: Электромагнитные процессы в металлах. - Труды ИФ АН Латв.ССР, вып. XI, 1959, стр. 153.
36. НИЦЕЦКИЙ, Л.В. - Моделирование электрического поля электромагнитных насосов в электролитической ванне и на электропроводящей бумаге. В сб.: Электромагнитные процессы в металлах. - Труды ИФ АН Латв.ССР, вып. XI, 1959, стр. 41.
37. НИЦЕЦКИЙ, Л.В. и ЯНКОП, Э.К. - Электролитическая ванна для определения некоторых параметров электромагнитных насосов постоянного тока. В сб.: Электрическое моделирование. - Уч. записки Рижского политехн. ин-та, т. У, 1961, В печати.
38. ОХРЕМЕНКО, Н.М. - Электромагнитные явления в плоских индукционных насосах для жидких металлов. - Электричество, 1960, № 3, стр. 48.
39. ОХРЕМЕНКО, Н.М. - Выбор оптимальных главных размеров в индукционных насосах для жидких металлов. - Электричество. В печати.
40. ОХРЕМЕНКО, Н.М. - Оптимальные геометрические соотношения в линейных электромагнитных насосах минимального веса. - Электричество. В печати.
41. ПЕТУНИН, Б.В. - Теплоэнергетика ядерных установок. - Атомиздат, 1960.
42. САВВИН, Л.Г. - Электромагнитные насосы трехфазного тока. - Труды РКВИАВУ, вып. 7, 1956.
43. САВВИН, Л.Г. - Оптимальное использование конструкции индукционных насосов. В сб.: Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы. - Изд-во АН Латв.ССР, Рига, 1959, стр. 261.
44. ТАБАКС, К.К. - Расчёт электрического поля электромагнитного насоса постоянного тока. - Уч. зап. Латв. Госуниверситета им. П. Стучки, т. XXI, 1958, стр. 121.

45. Таллинский Политехнический институт. Отчёт о работе "Исследование метода уплотнения отливок и уменьшения расхода жидкого металла по предложению Л.А.Верте". - Таллин, 1957. Машинопись.
46. ТРЯПИЦЫН, П.Е. - Электрический насос для подъёма металлов, находящихся в жидком состоянии, и электролитов. - Патент на изобретение № 6674, класс 59-а, 28. 28 февраля 1927.
47. ТЮТИН, И.А. - Механические силы в бегущем электромагнитном поле. В сб.: Вопросы энергетике, вып. III, изд-во АН Латв. ССР, 1955.
48. ТЮТИН, И.А. - Электромагнитные насосы для жидких металлов. - Изд-во АН Латв. ССР, 1959.
49. ТЮТИН, И.А. - Введение в теорию индукционных насосов. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УШ, 1956, стр.49.
50. ТЮТИН, И.А. и ЯНКОП, Э.К. - Электромагнитные процессы в индукционных насосах для жидкого металла. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УШ, 1956, стр.65.
51. ТЮТИН, И.А. и ЯНКОП, Э.К. - Электромагнитные насосы для жидких металлов. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УШ, 1956, стр.25.
52. УЛЬМАНИС, Л.Я. - К вопросу о краевых эффектах в линейных индукционных насосах. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв. ССР, вып. УШ, 1956, стр.81.
53. ХВОЛЬСОН, О.Д. - Курс физики, 1915, т. IУ, ч. II, гл. УП, § 3.
54. ШИШКОВ, С.Н. - К уточнению расчёта магнитной проводимости в системе "полюс-плоскость". - Изв. высш. уч. заведений, Энергетика, 1959, № 2, стр.42.

55. ШКОЛИН, И.Д. - Насос для токопроводящих жидкостей. - Описание изобретения к зависимому авторскому свидетельству № 65602, 10 февраля 1944, класс 59а, II.
56. ШТУРМАН, Г.И. - Индукционные машины с разомкнутым магнитопроводом. - Электричество, 1946, № 10.
57. ШТУРМАН, Г.И. - К теории асинхронного двигателя с дуговым или плоским статором. - Электричество, 1948, № 6.
58. ШТУРМАН, Г.И. - Индукционные машины с дуговыми и плоскими статорами. - Сборник научно-технических статей Харьковского электротехнического Института, вып. VII, Госэнергоиздат, 1948.
59. ШТУРМАН, Г.И. - Индукционные машины с разомкнутым магнитопроводом. - Труды научно-технической сессии по электроприводу. Госэнергоиздат, 1951.
60. ШТУРМАН, Л.И. - Магнитофугальный погружной, поршне-вой насос. - Авторское свидетельство СССР № 61926 от 31.III.41 г.
61. ШТУРМАН, Л.И. - Гидроэлектрический серводвигатель. - Авторское свидетельство СССР № 66070 от 24.I-46.
62. ШТУРМАН, Л.И. - Гидроэлектрический бесштанговый погружной насос. - "Нефтяное хозяйство", 1946, № 9, 10; канд. диссертация ВНИИ МНП Востока, Москва, 1947.
63. ШТУРМАН, Л.И. - Гидромагнитофугальный пресс. - Авторское свидетельство СССР № 72424 от 4.XI-48 г.
64. ШТУРМАН, Л.И. и ГРИГОРЯН, Н.Г. - Магнитофугальный погружной насос. - Авторское свидетельство СССР № 62516 от 31.III.41.
65. ЯНКОП, Э.К. - Однофазные насосы переменного тока. В сб.: Прикладная магнитогидродинамика. - Труды ИФ АН Латв.ССР, вып. УШ, 1956, стр. 107.

66. ЯНКОП, Э.К. - Расчёт основных параметров и режима работы индукционных насосов.- В сб.: Учёные записки Латвийского Госуниверситета, т.21, 1958, стр.125.
67. ЯНКОП, Э.К. - Выбор основных параметров индукционных насосов при расчёте на максимум к.п.д. В сб.: Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы.- Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1959, стр.247.
68. АГЕНА Н.Н. - Elektromagnetische Pumpen für flüssige Metalle. Atomkern - Energie, 1958, 2, No.7, S.249.
69. ALDWORTH B.H. - The commissioning and operation of a small bismuth loop and tests on a D.C. electromagnetic pump. A.E.R.E. Report R/M 148, Oct.1957.
70. BAKER R.S., FRASER W.J. - Design of two electromagnetic pumps for NaK. NAA - SR - Memo - 5106, Mar. 25, 1960. 11 p.OTS.
71. BARNES A.H. - Direct current electromagnetic pumps. Nucleonics, 1953, 11, January, p.16.
72. BARNES A.H. - Pumping of liquid metals. Proceedings of the International conference on the peaceful use of atomic energy, Geneva, August, 1955, P/121, 2, p.319 - 326 (USA).
73. BARNES A.H., SMITH F.A., WITHAM G.K. - Direct current electromagnetic pumps. Report ANL - 4322, 1949.
74. BARNES A.H., and others - Large current homopolar generators. U.S. A.E.C. Report ANL - 4361, Oct., 1949.
75. BARNES A.H., CAGE J.E. - Pumps electromagnetic. Liquid-metals handbook, 1955. chapter IV-Components, p.288 - 305.

76. BLAKE L.R. - Conduction and induction pumps for liquid metals. Proceedings of the IRE, 1957, 104 A, No.13, p.49.
77. BLAKE L.R. - Electromagnetic pumps for liquid metals, Reactory Technol., 1959., 1, p.65.
78. BLAKE L.R. - A theoretical survey of the electromagnetic pump for liquid metals. A.E.R.E. Report X/PR 2115, Febr., 1951, Decl. Jan.13, 1959.
79. BRILL E.F. - Development of special pumps for liquid metals. Mechanical Engineering, 1953, 72, No.5.
80. CAGE J.F. - Electromagnetic pumps for high - temperature liquid metal. Mechanical Engineering, 1953, 75, No.6.
81. CAGE J.F.,
SCHOCH E.H. - Description and test results of a 400-GPM liquid metal induction pump. KAPL, AECD -3459, Technical Information Service, Oak Ridge, Tennessee, 1951.
82. COLLINS G.D. - Operation and analysis of a 100 - PSI electromagnetic pump. KAPL - 668. Technical Information Service, Oak Ridge, Tennessee, 1952.
83. RINSTEIN A.,
SZILARD L. - Pump, especially for refrigerating machines, U.S. Patent Spec. 344881, March. 1931.
84. ELROD H.G.,
FOUSE R.R. - Performance and theory of a new design of high - temperature electromagnetic pump.1951, 53 p. (Babcock and Wilcox Co. Technical report No.2).

85. FENEMORE A.S. - Linear induction pumps for liquid metals. Engineer, 1957, 203, May 17, p.752.
86. HARTMANN J. - Hg - Dynamics I. Matematisk-fysiske Meddelelser, 1937, 15, 6.
87. HARTMANN J. and LAZARUS P. - Hg - Dynamics II, Matematisk-fysiske Meddelelser, 1937, 15, 7.
88. HILDITCH J.A.S. - The electromagnetic pumping of liquid metals. Atomic and Nuclear Energy, 1958, 2, pp.42 and 125.
89. HLASNIK I. - Vypočet elektrickéj vodivosti nekonečne dlheho pásu. Strojoelektrotechnický časopis SAV, 1958, IX, 5, 291.
90. HLASNIK I. - Reakcia kotvy jednosmernej elektromagnetickej pumpy. Elektrotechnický obsor, 1959, 48, No.3, 135.
91. MURGATROYD W. - Theory of the ideal A.C. conduction pump. A.E.R.E. Report ED/R 1566, 1956.
92. - New electromagnetic pump has no moving parts. Power Engineering, 1952, August, p.95.
93. NORTHROP E.A. - Physic.Rev. 1907, 24, 474.
94. - Pumps for reactor coolants (products and materials). Nuclonics, 1955, 13, No.7, p.78-79.
95. STEINER J., HOHN H. - Über elektromagnetische Pumpen ohne bewegte Teile zur Förderung flüssiger Metalle. Chemie - Ingenieur - Technik, 1956, 28, S.405.

96. WATT D.A. - A study in design of travelling field electromagnetic pumps for liquid metals. A.E.R.E. Report ED/R 1696, 1955.
97. WATT D.A. - A homopolar generator for high current low voltage D.C. supply. A.E.R.E. Report ED/R 1843, January, 1956.
98. WATT D.A. - A single phase annular induction pump for liquid metals, A.E.R.E. Report ED/R 1844, 1956.
99. WATT D.A. - A.C. liquid metal pumps for laboratory use. A.E.R.E. Report ED/R 1856, January, 1956.
100. WATT D.A. - Electromagnetic pumps for liquid metals. Engineering, 1956, 181, No.4703, p.264-268.
101. WATT D.A. - Analysis of experimental D.C. pump performance and theory of design. A.E.R.E. Report R/R 2275, July, 1957.
102. WATT D.A. - Design of travelling field induction pumps for liquid metals. A.E.R.E. Report R/M 144, 1957.
103. WATT D.A. - The development and operation of a 10 kW homopolar generator with mercury brushes. The Proceedings of the IEE, 1958, 105 A, June, p.233.
104. WATT D.A. - Pumps for liquid current-conducting material, U.S. Patent 2,865,291, Dec. 23, 1958.
105. WATT D.A. - The design of electromagnetic pumps for liquid metals. The Proceedings of the IEE, 1959, 106 A, April, p.94.
106. WATT D.A.,
O'CONNOR R.J. and
HOLLAND E. - Tests on an experimental D.C. pump for liquid metals. A.E.R.E. Report R/R 2274, May, 1957.

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных для канала № I (рис. II-11,а)

$a \times b = 8 \times 23 \text{ мм}^2; \quad I = 200 \text{ а}; \quad B = 0,466 \frac{\text{вс}}{\text{м}^2}.$

№ пп	Величина	Единица измерения	№ № измерений по порядку						Примечания
			1	2	3	4	5	6	
1	h_{2p}	мм	293	260	214	173	149	122	$h_{2p0} = 143 \text{ мм}$ $h_{1p0} = 146 \text{ мм}$
2	h_{1p}	""	93	81	55	38	33	10	
3	Δh_p	""	203	182	162	138	119	115	
4	p_{a1}	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	0,271	0,243	0,216	0,175	0,159	0,153	
5	h_{1v}	мм	152,5	170	214	242	253	239	$h_{1v0} = 216,5 \text{ мм}$
6	h_{2v}	""	158	179	227	259	270	257,5	$h_{2v0} = 222 \text{ мм}$
7	Δh_v	""	0	3,5	7,5	11,5	12,5	13	
8	v	м/сек	0	0,91	1,33	1,65	1,72	1,75	
9	$\bar{Q} = \bar{v}$	10^{-3}	0	0,198	0,290	0,360	0,375	0,382	
10	$\bar{p} = 1 - \bar{Q}$		1	0,99980	0,99971	0,99964	0,99963	0,99962	
11	Re	10^4	0	2,84	4,15	5,15	5,37	5,46	
12	λ		-	0,0355	0,0348	0,0345	0,0345	0,0344	
13	p_f	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	0	0,0354	0,0743	0,1132	0,1231	0,1271	
14	$\bar{p}_f = \frac{p_f}{p_{im}}$		0	0,122	0,255	0,390	0,424	0,438	$p_{im} = 0,291 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$
15	$\bar{p}_a = \bar{p} - \bar{p}_f \approx 1 - \bar{p}_f$		1	0,878	0,745	0,610	0,576	0,562	Расчетная кривая
16	$\bar{p}_a = \frac{p_{a1}}{p_{im}}$		0,932	0,836	0,793	0,603	0,547	0,526	Экспериментальные точки.

Таблица II-2.

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных для канала № 2 (рис. II-II,б).

$$a \times b = 45 \times 2 \text{ мм}^2; \quad J = 100 \text{ а}; \quad B = 0,475 \frac{\text{вс}}{\text{м}^2}.$$

№ пп	Величина	Единица измерения	№ измерений по порядку				Примечание
			1	2	3	4	
1	h_{2p}	мм	297	279	252	225	$h_{2p0} = 148,5 \text{ мм}$ $h_{1p0} = 149,5 \text{ мм}$
2	h_{1p}	"	134	128	118	104	
3	Δh_p	"	164	152	135	122	
4	ρ_{at}	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	0,219	0,203	0,180	0,163	$h_{1p0} = 184 \text{ мм}$ $h_{2p0} = 182 \text{ мм}$
5	h_{1v}	мм	169	180	200	200	
6	h_{2v}	"	167	165	161	149	
7	Δh_v	"	0	13	37	49	
8	v	м/сек	0	0,360	0,606	0,697	
9	$\bar{Q} = \bar{v}$		0	0,0196	0,0331	0,0380	
10	$\bar{p} = 1 - \bar{Q}$		1	0,9804	0,9669	0,9620	
11	Re	10^4	0	1,208	2,03	2,33	
12	λ		-	0,0301	0,0265	0,0256	
13	ρ_f	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$	0	0,0132	0,0329	0,0420	
14	$\bar{\rho}_f = \frac{\rho_f}{\rho_{im}}$		0	0,0614	0,153	0,195	$\rho_{im} = 0,215 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$
15	$\bar{\rho}_a = \bar{p} - \bar{\rho}_f$		1	0,919	0,814	0,767	
16	$\bar{\rho}_{at} = \frac{\rho_{at}}{\rho_{im}}$		1,02	0,945	0,837	0,758	Расчетная кривая. Экспериментальные точки.

Таблица II-3

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных для канала № 2 (рис. II-II,в)

$$a \times b = 45 \times 2 \text{ мм}^2; \quad T = 50a; \quad B = 0,475 \frac{65}{\text{мм}}.$$

№ пп	Величина	Единица измер.	№ измерений по порядку				Примечание
			1	2	3	4	
1	h_{2p}	мм	238	217	203	181	$h_{2p0} = 148,5 \text{ мм}$
2	h_{1p}	"	159	150	143	123	$h_{1p0} = 149,5 \text{ мм}$
3	Δh_p	"	80	68	61	59	
4	p_{a1}	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{мм}^2}$	0,107	0,091	0,0815	0,0788	
5	h_{1v}	мм	192	201	203	187,5	$h_{1v0} = 184 \text{ мм}$
6	h_{2v}	"	190	187	182	162,5	$h_{2v0} = 182 \text{ мм}$
7	Δh_v	"	0	11	19	23	
8	v	м/сек	0	0,330	0,434	0,477	
9	$\bar{Q} = \bar{v}$		0	0,0360	0,0473	0,0520	
10	$\bar{p} = 1 - \bar{Q}$		1	0,9640	0,9527	0,9480	
11	Re	10^4	0	1,106	1,452	1,596	
12	λ		-	0,0309	0,0288	0,0281	
13	p_f	$10^5 \frac{\text{Н}}{\text{мм}^2}$	0	0,0114	0,0184	0,0216	
14	$\bar{p}_f = \frac{p_f}{p_{im}}$		0	0,106	0,171	0,201	$p_{im} = 0,1075 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{мм}^2}$
15	$\bar{p}_a = \bar{p} - \bar{p}_f$		1	0,858	0,7817	0,747	Расчетная кривая.
16	$\bar{p}_{a1} = \frac{p_{a1}}{p_{im}}$		0,995	0,846	0,758	0,732	Экспериментальные точки.

Основные данные некоторых кондукционных насосов (таблица заимствована из работы [76])

№ пп	Тип насоса	Перекачиваемый металл	Температура металла	Производительность	Напор	Напряжение на зажимах насоса	Ток питания насоса	Полный к.п.д.
			°C	м ³ /час	Pa	U	I	%
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Переменного тока	Hg	-	1,63	1,05	-	-	~4
2	" " " "	Na-K	400	5,43	0,703	-	-	-
3	Спиральный; постоянного тока	Bi	500	0,18	4,22	1,2	1,4	~1
4	Постоянного тока	Bi	200	2,72	4,22	0,6	4,4	12
5	" " " "	Na-K	250	81,5	2,82	0,75	19	44
6	" " " "	Bi	550	543	5,28	2,6	100	30
7	" " " "	Na	410	2720	5,28	2,5	200	~50

(продолжение)

Вес на единицу гидравлической мощности	Объем на единицу гидравлической мощности	Примечания
кг/квт	лм ³ /квт	
10	11	12
800	193	
1045	482	
715	96,5	
272	55	
-	-	
34	6,43	
-	~19,3	