

Г. А. НИКИТИН

57/10
7
4 00

Щелевые и лабиринтные УПЛОТНЕНИЯ ГИДРОАГРЕГАТОВ

203717

1 APR 1982

203717



МОСКВА «МАШИНОСТРОЕНИЕ» 1982

В любой гидравлической системе наиболее ответственными элементами, которые обуславливают надежность, эффективность работы и срок службы системы, являются уплотнения. Современные гидравлические системы работают с давлением, достигающим 100 МПа, развивают мощность до 6500 кВт, насчитывают сотни гидроагрегатов различного назначения и тысячи уплотняющих устройств.

Уплотнения — это устройства, исключающие или ограничивающие проникновение жидкостей, газов или твердых частиц (например, атмосферной пыли) через подвижные и неподвижные соединения деталей, не составляющих единого целого. Появление или увеличение течи даже в одном соединении может оказаться достаточным для того, чтобы в результате потери жидкости нарушилась слаженность действия части системы или вышла из строя вся система. По данным печати, при эксплуатации, например, гидравлических систем самолетов число отказов, связанных с потерей герметичности, составляет 2/3 отказов. Около 60% выходов из строя узлов ракетных двигателей также связано с уплотнениями [24].

Высококачественное уплотнение должно обеспечивать необходимую герметичность при длительном сроке службы, не вызывать больших сил трения и износа подвижных деталей, быть работоспособным в широком температурном диапазоне и возможных перепадах давления, обладать химической инертностью к соприкасающимся деталям и жидкостям, иметь малые габариты, а также быть дешевым и простым в изготовлении и эксплуатации.

Все существующие разновидности уплотнений можно разделить на две группы. У уплотнений первой группы эффект достигается за счет контакта и поджима к уплотняемым поверхностям эластичного уплотняющего элемента; кольца, манжеты, прокладки, диафрагмы и т. п. Поэтому такие уплотнения называют контактными. Вторая группа — бесконтактные уплотнения. Здесь между уплотняемыми поверхностями всегда существует малый зазор, через который неизбежна небольшая утечка жидкости. Уплотняющий эффект, ограничивающий величину утечки, у бесконтактных уплотнений достигается за счет возникновения гидравлического сопротивления при течении через малый зазор вязкой жидкости. Для повышения гидравлического сопротивления по пути движения жидкости в зазоре можно сделать лабиринтные канавки, изменяющие площадь сечения, или ввести детали, изменяющие направление потока утечки.

К бесконтактным уплотнениям относят и динамические винтовые уплотнения, у которых вал с нарезанными на нем винтовыми канавками устанавливают в неподвижную втулку или корпус с малым радиальным зазором h . При невращающемся вале жидкость через кольцевой зазор h и винтовую нарезку перетекает из полости высокого давления в полость низкого давления. При вращении вала винтовая нарезка приводит в движение жидкость и создает напор, противодействующий перепаду давления. Таким образом,

I }
II } !

Никитин Г. А.

Н62 Щелевые и лабиринтные уплотнения гидроагрегатов. — М.: Машиностроение, 1982. — 135 с., ил. 45 к.

В книге приведены данные по выбору, расчету, конструированию щелевых и лабиринтных уплотнений гидроагрегатов для давлений до 100 МПа и температур до 150°С. Описаны основные конструктивные схемы уплотнений и условия их работы. Даны зависимости для распределения скорости потока, давления, сил трения и утечки в уплотнительных узлах. Рассмотрено явление облитерации зазоров. Описаны методы предотвращения «защемления» плунжерных пар. Изложены технические требования к точности изготовления, шероховатости обработки и твердости сопрягаемых поверхностей.

Предназначена для инженерно-технических работников, занимающихся вопросами проектирования, исследования, изготовления, ремонта и эксплуатации гидравлических машин и систем, а также может быть полезна студентам вузов.

Н 2702000000-035 35-82
038(01)-82

ББК 27.2
6П2.3

при некоторой частоте вращения вала можно получить практически нулевую утечку.

Практика показала, что нельзя ограничиться для всех условий работы и нагружения одним типом уплотнения. Рациональный вид уплотнения выбирают для конкретных задач применения на основе тщательного анализа особенностей работы системы и ее агрегатов.

В современных гидросистемах чаще всего применяют контактные уплотнения с эластичными герметизирующими элементами (резина, кожа и подобные им материалы). Однако контактные уплотнения неприменимы в управляющих устройствах следящих приводов, у которых для получения заданных (чаще всего линейных) расходной и силовой характеристик необходимы определенной формы профили проходных щелей и перекрытия, измеряемые величинами в несколько микрометров. В подвижных соединениях контактные уплотнения создают значительное трение, повышающееся по мере увеличения давления жидкости. Они быстро изнашиваются, весьма чувствительны к наличию частиц загрязнений в жидкости. Одним из серьезных недостатков уплотнений, изготовленных из эластичных материалов, является их низкая теплостойкость, ограниченная для большинства эластомеров температурой $+150^{\circ}\text{C}$. Однако в некоторых системах специального назначения, например в гидросистемах сверхзвуковых реактивных самолетов, верхний предел температуры значительно выше $+150^{\circ}\text{C}$ и может достигать $+538^{\circ}\text{C}$. В равной мере уплотнения гидроагрегатов должны быть работоспособными при отрицательных температурах наружного воздуха, достигающих -60°C . В жидкостных ракетных двигателях, например, уплотнения должны работать при температуре -183°C (для жидкого кислорода) и температуре масла $+315^{\circ}\text{C}$.

Некоторые жидкости на синтетической основе, разрабатываемые для высокотемпературных гидросистем, вызывают либо чрезмерное набухание уплотнительного материала, либо его значительную усадку. Очень многие эластомерные составы при совместном действии высокой температуры и давления показали резко выраженное остаточное сжатие, в результате чего уплотнение теряет герметичность. Изыскание пригодных материалов уплотнений для высокотемпературных систем оказалось чрезвычайно сложной задачей. Из 1257 различных синтетических материалов, разработанных в США и испытанных в США, лишь очень немногие нашли применение [24]. Маловероятно в будущем ожидать облегчения работы уплотнения. Давления в системах имеют тенденцию к значительному возрастанию, а деталям приходится работать при более высоких скоростях.

Для систем с высокой рабочей температурой и большим давлением единственно пригодными уплотнениями будут, вероятно, уплотнения с металлической набивкой, торцовые уплотнения, а также щелевые и лабиринтные уплотнения, в конструкцию которых не входят детали из эластомеров.

Щелевые и лабиринтные уплотнения (рис. 1) широко распространены в агрегатах современных гидравлических, масляных и топ-

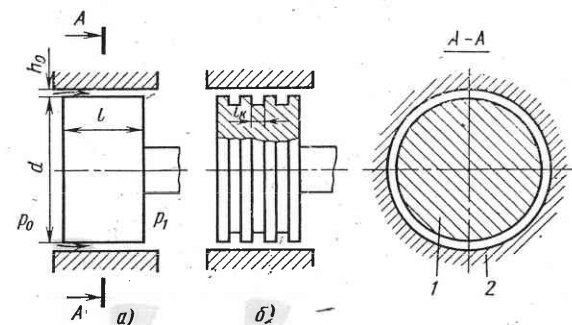


Рис. 1. Схема щелевого (а) и лабиринтного уплотнений (б):
1 — пунжер; 2 — гильза

ливных систем: в насосах и гидродвигателях, в распределительных и регулирующих устройствах, в силовых цилиндрах. Щелевым уплотнением называют зазор между сопрягаемыми деталями, который, ограничивая утечку, необходим для обеспечения малой силы трения при относительном перемещении уплотняемых деталей. Щелевые уплотнения применяют в агрегатах с малыми диаметрами пунжеров и валов, не превышающих 100 мм, и при давлениях до 60 мПа. Наличие некоторого гарантийного зазора между уплотняемыми деталями не позволяет получить полной герметичности. Поэтому бесконтактные уплотнения применяют в таких устройствах, где допускается некоторая утечка жидкости. Отсутствие непосредственного контакта между сопрягаемыми уплотняемыми поверхностями, помимо снижения механических потерь на трение, приводит к повышению долговечности деталей. Особо эффективно применение щелевых уплотнений в распределителях следящих гидроприводов, при больших скоростях относительного перемещения поверхностей у уплотняемых деталей, а также в гидросистемах, предназначенных для работы в широком температурном диапазоне с большим рабочим давлением, в которых эластомерные контактные уплотнения (кожа, резина и пр.) при совместном действии температуры и давления быстро выходят из строя.

Щелевые уплотнения нашли широкое применение в качестве первой ступени в комбинированных уплотнениях высокого давления. Комбинированное уплотнение имеет обычно два установленных последовательно герметизирующих элемента (рис. 2). Первой ступенью на пути течения жидкости является щелевое уплотнение, которое понижает давление перед уплотнительным элементом второй ступени, граничащим с внешней средой. В качестве второй ступени используют контактное уплотнение — обычно резиновое кольцо. Замкнутая полость между ступенями уплотнения сообщается через обратный клапан со сливной линией гидросистемы. Наружный герметизирующий элемент второй ступени подвергается действию лишь малого давления сливной линии и защищен от гид-

КОНСТРУКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ, СПЕЦИФИКА РАБОТЫ И ИССЛЕДОВАНИЯ ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ

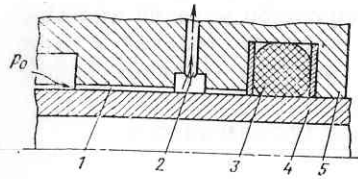


Рис. 2. Схема комбинированного уплотнения:

1 — щелевое уплотнение; 2 — камера отвода утечек в сливную магистраль гидросистемы; 3 — резиновое уплотнительное кольцо; 4 — вал; 5 — корпус агрегата

для кольцевой щели

$$Q = \frac{\pi d h_0^3}{12\nu\rho l} (1 + 1,5\varepsilon^2), \quad (2)$$

где W и πd — ширина щели; h — высота зазора; для кольцевой щели h_0 — высота зазора при концентричном положении плунжера в гильзе (цилиндре); l — длина щели в направлении утечки; ν , ρ — соответственно коэффициент кинематической вязкости и плотность жидкости; $\Delta p = p_0 - p_1$ — перепад давления, здесь p_0 и p_1 — соответственно давление у входа и на выходе из зазора; $\varepsilon = \varepsilon/h_0$ — относительный эксцентриситет, т. е. смещение оси плунжера относительно оси гильзы.

Анализ показал, что существующие методы определения утечки через зазоры щелевых уплотнений, распределения давления и сил, действующих на уплотняющие поверхности, могут быть использованы лишь для ограниченного круга задач и не охватывают всего разнообразия конструктивных схем и условий работы бесконтактных уплотнений. Наиболее значительные расхождения между фактическими данными и данными расчетов по существующим методикам проявляются у уплотнений с малой величиной зазора, измеряемой несколькими микрометрами. Отсутствие надежных методов расчета и проектирования щелевых и лабиринтных уплотнений вынуждает затрачивать большие усилия на экспериментальную доводку гидроаппаратуры, получать конструкции, далекие от совершенства. Поэтому изучение закономерностей течения жидкости в зазорах бесконтактных уплотнений является актуальной задачей и особенно в свете вопросов, поставленных новой техникой.

Основное содержание книги базируется на исследованиях автора, выполненных в Киевском институте инженеров гражданской авиации.

равлических ударов при колебаниях давления в системе и поэтому обладает повышенной надежностью. Даже при выходе из строя резинового кольца щелевое уплотнение в достаточной степени ограничивает утечку.

Утечку жидкости Q через щелевые уплотнения определяют по формулам, которые в литературе обычно называют формулами Гагена — Пуазейля:

для плоской щели

$$Q = \frac{Wh^3\Delta p}{12\nu\rho l}; \quad (1)$$

Несмотря на кажущуюся простоту, определение закономерностей течения жидкости в зазорах малых размеров является трудной задачей.

Расход жидкости через щелевое уплотнение зависит от многих взаимосвязанных параметров: геометрических размеров щели (длины l , ширины W , или πd , и высоты h), перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1$, вязкости жидкости, взаимного положения деталей, образующих щель, например эксцентриситета ε , конфигурации щели, режима течения, относительного движения стенок, ограничивающих щель, и процесса облитерации.

В свою очередь, размеры щели (особенно ее высота h , мкм) могут изменяться под действием температуры и давления. На изменение размера h влияют свойства материалов, образующих щель, — коэффициент линейного расширения α , модуль упругости E , коэффициент Пуассона μ^* и толщина стенок. Каждой конкретной жидкости присущи свои закономерности изменения вязкости от температуры и давления. В потоке жидкости внутри щели давление и температура переменны и зависят от величины подводимого давления, конфигурации и длины щели, мощности потока, теплообмена жидкости и стенок, стенок и окружающей среды, удельной теплоемкости жидкости. У некоторых жидкостей вязкость зависит еще от скорости сдвига ее слоев.

Щель может быть прямой, расширяющейся, сужающейся и другой формы, с лабиринтными канавками и без них. Поверхности, образующие щель, могут быть цилиндрическими, овальными, бочкообразными, иметь завалы на концах, огранность и т. п. Непосредственное влияние на конфигурацию щели оказывает перепад давления жидкости, упругие свойства материала и толщина стенок. Поверхности, образующие щелевое уплотнение, могут быть неподвижными или совершать относительные движения: круговое вращение, возвратно-поступательные движения с постоянной или переменной скоростью, поворотные движения, осциллирование и т. п.

Закономерности движения жидкости в щелевом зазоре зависят от режима течения, который может быть ламинарным и турбулентным.

Таблица 1

Значение зазоров и допусков в кольцевых щелях для различных диаметров уплотняемых валов и плунжеров

Диаметр, мм	Допуск, мкм		Зазор, мкм	
	отверстия	вала	минимальный	максимальный
6	+6—0	+0—4	2,5	12,5
12	+7,5—0	+0—5	5	17,5
19	+10—0	+0—6	7,5	23,5
25	+12,5—0	+0—7,5	12,5	32,5
50	+15—0	+0—10	20	45
75	+20—0	+0—12,5	25	57,5
100	+20—0	+0—12,5	32	64,5
150	+25—0	+0—15	43	83
200	+30—0	+0—20	50	100

ниевое сплава. Поэтому при снижении температуры окружающей среды корпус обжимает гильзу, уменьшая ее внутренний диаметр. Для того чтобы противостоять сжимающему действию корпуса, гильза должна быть достаточно прочной. Практика эксплуатации показала, что при температуре минус 40—50°С гильза (с толщиной стенок 6—7 мм), обжатая корпусом, изменяла свои размеры так, что плунжер заклинивался.

Во избежание опасности заклинивания, гильзу в корпусе рекомендуется устанавливать с зазором 0,01—0,025 мм, а для предотвращения внутренних утечек уплотнять резиновыми кольцами.

Защемление плунжерных пар может произойти и из-за «самопроизвольного» изменения размеров деталей при их длительном хранении и особенно при эксплуатации в условиях низких (отрицательных) температур. Причиной, вызывающей нарушение стабильности размеров стальных деталей гидроагрегатов, является неполное превращение аустенита в мартенсит при их термообработке. Количество остаточного аустенита определяется химическим составом стали и условиями закалки. Так, средне- и высокоуглеродистые стали после закалки с охлаждением до комнатной температуры содержат до 40% аустенита. Превращение остаточного аустенита в мартенсит продолжается, хотя и замедленно, в условиях низких температур; больше того, этот процесс не прекращается полностью даже при комнатной температуре, но протекает с ничтожно малой скоростью. При этом происходит увеличение размеров деталей из-за разницы в удельных объемах аустенита и мартенсита. Чтобы стабилизировать размеры и формы точных термически обработанных деталей, необходимо применять тщательный отпуск (тепловое старение), а также обработку деталей холодом. Обработке холодом подвергают детали, изготовленные из сталей 20Х, 12ХНЗА, 18Х2Н4ВА, ШХ15, Х12Ф1. Обычно обработку холодом при температуре минус 70°С с выдержкой 1—3 ч проводят непосредственно после закалки.

В табл. 1 приведены значения радиального зазора и допуска, рекомендуемые В. Эрнстом [29] для кольцевых щелей, применяемых в общем машиностроении. Большие зазоры обычно применяют при малых давлениях, вязких маслах и тогда, когда влияние утечки на работу системы незначительно.

Для повышения надежности работы следует строго соблюдать прямолинейность и соосность, правильность формы поперечного сечения и малую шероховатость поверхностей деталей, образующих щелевое уплотнение.

Плунжеры и гильзы изготовляют, как правило, по 1-му и 2-му классам точности. Линейные размеры выдерживают с точностью 5—7-го классов. Огранность, конусность, овальность и бочкообразность цилиндра и плунжера должны быть менее 3—5 мкм. М. Г. Кабаков и С. П. Стесин диаметральный зазор в золотниковых распределителях рекомендуют принимать 5—35 мкм при допуске на зазор 3—5 мкм [12]. Отклонение от цилиндричности рабочих поверхностей гильзы и плунжера допускается соответственно 2—10 мкм. При обработке блока цилиндров аксиально-поршневых гидромашин погрешность формы рабочей поверхности цилиндра может быть 10—15 мкм.

Т. М. Башта, обработав данные зарубежных источников информации, рекомендует следующие зазоры между плунжером и гильзой [5]:

Диаметр плунжера, мм	20	20—40	40
Диаметральный зазор, мкм	5—10	8—15	10—20

Более жесткие требования предъявляются к цилиндрическим золотниковым распределителям следящих приводов; Я. А. Бекиров [6] рекомендует следующие диаметральный зазоры: 2—4; 5—8; 7—10; 9—12 мкм при допуске на зазор 1—3 мкм. При таком малом допуске на зазор сопрягаемые рабочие поверхности плунжерных пар следует изготовлять с отклонением от цилиндричности не более 0,5—2 мкм, а плунжер должен перемещаться свободно, без заеданий под действием собственной массы при любом положении его в гильзе. Параметр шероховатости сопрягаемых поверхностей таких золотников $Ra=0,04\div 0,16$ мкм. У плоских золотников следящих приводов односторонний рабочий зазор не должен превышать 3—4 мкм при допуске на зазор не более 1 мкм. Отклонение от плоскостности сопрягаемых рабочих поверхностей не более 0,3 мкм. Параметр шероховатости сопрягаемых рабочих поверхностей $Ra=0,02\div 0,16$ мкм.

Бесконтактные уплотнения работают, как правило, в напряженных условиях: испытывают влияние большого перепада температуры, давления, вибрационной нагрузки, большой скорости относительного перемещения. Твердые частицы загрязнений, имеющиеся в рабочих жидкостях, вызывают абразивный износ поверхностей, повышенное трение и даже заклинивание. Поэтому для изготовления деталей, образующих бесконтактное уплотнение, используют высоколегированные и качественные инструментальные, шарико-

подшипниковые цементуемые и коррозионно-стойкие стали, обладающие высокой твердостью, износостойкостью и малым коэффициентом линейного расширения. Твердость сопрягаемых поверхностей деталей в результате термообработки должна быть не ниже HRC 58.

2. РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ В ЗАЗОРАХ УПЛОТНЕНИИ

Движение жидкости в щелях может происходить: под действием перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1$ при неподвижных стенках канала (напорное течение); под действием движущейся стенки канала в результате вязкого трения при отсутствии перепада давления $\Delta p = 0$ (фрикционное течение); при совместном действии на жидкость перепада давления и сил трения о подвижную стенку. Стенка может двигаться навстречу потоку, вызванному перепадом давления, по потоку и перпендикулярно ему (уплотнения вращающихся валов). Такое совместное действие перепада давления и сил трения подвижных стенок уплотнительного узла может сильно влиять на утечку через щель.

Величины утечки и гидравлического сопротивления, профиль скоростей и максимальное значение скорости так же, как и характер траектории частиц жидкости в щели, зависят от режима течения, который может быть ламинарным и турбулентным.

Режим течения определяют сравнением числа Рейнольдса потока Re с критическим значением числа Рейнольдса $Re_{кр}$. При значениях $Re < Re_{кр}$ режим движения жидкости ламинарный, а при $Re > Re_{кр}$ — турбулентный.

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{v D_r}{\nu}, \quad (4)$$

где v — средняя скорость потока жидкости; D_r — гидравлический диаметр поперечного сечения канала; ν — кинематический коэффициент вязкости.

Согласно определению, гидравлический диаметр представляет собой отношение учетверенной площади живого сечения канала к смоченному периметру Π , т. е. $D_r = 4S/\Pi$. Для щелевых уплотнений $D_r \approx 2h$. Здесь принято во внимание, что ширина канала $W = \pi d \gg h$. Для труб D_r равно диаметру трубы d .

Таким образом, число Re для потока жидкости в каналах щелевых уплотнений можно определить по формуле

$$Re = \frac{v 2h}{\nu}$$

При проектировании щелевых уплотнений часто задаются допустимым расходом (утечкой) Q , а искомыми являются размеры щели (высота зазора h или длина щели l). В таком случае для определения режима течения удобно пользоваться несколько измененным выражением числа Re . Для этого в формулу подставляют значение скорости v , выраженное через расход Q , и площадь сечения щели

S , т. е. $v = Q/S$. Тогда для плоской щели $Re = \frac{2Q}{W\nu}$ и для кольцевой концентричной щели $Re = \frac{2Q}{\pi d \nu}$.

На значение критического числа Рейнольдса большое влияние оказывают различные возмущения, возникающие в потоке, в частности условия входа в канал, шероховатость стенок, наличие пульсаций давления и расхода, вибрации стенок и др. В практических расчетах, например, трубопроводов считают, что изменение режима течения происходит при $Re_{кр} = 2300$. Установившегося мнения о значении $Re_{кр}$ для потока жидкости в зазорах щелевых уплотнений нет. Исследователи приводят разные значения $Re_{кр}$ для гладких щелей от $Re_{кр} = 1000$ до $Re_{кр} = 2800$. Для уточнения значений $Re_{кр}$ было выполнено специальное исследование. В качестве рабочей жидкости использовали жидкости гидравлических систем АМГ-10 и 7-50-СЗ, масла ДП-11 и индустриальное 20, топлива — бензин Б-70 и керосин ТС-1. Длина щели изменялась от 2 до 10 мм, зазор от 5 до 75 мкм. Перепад давления с интервалом 1 МПа изменялся от 1 до 20 МПа, температура жидкости во время проливов устанавливалась +15, 30, 50, 75, 100 и 150°С. Пролитки проводили через плоские и кольцевые щели. Кольцевые щели были образованы плунжерной парой, состоящей из массивной гильзы и плунжера. Концентричное и эксцентричное положения плунжера устанавливали принудительно механическим путем. Необходимого зазора достигали притиркой плунжера, длину щели устанавливали микрометрическим винтом с ценой деления 0,01 мм. Лабиринтные канавки четырехугольного и треугольного сечений нарезали на плунжере перпендикулярно его оси. Число канавок изменялось от 1 до 7, глубина канавки — от 0,035 до 1,2 мм, ширина — от 0,46 до 2,5 мм.

Для предотвращения уменьшения живого сечения щели от загрязнений жидкость очищали с помощью фильтра 12 ГФ-5С с сеткой саржевого плетения, обеспечивающего удержание механических частиц размером 8—16 мкм. Фильтр устанавливали в магистраль непосредственно перед образцом щели. Несмотря на это, в экспериментах при течениях жидкости через каналы высотой менее 15 мкм наблюдался интенсивный процесс облитерации, в результате которого расход жидкости с течением времени уменьшался. Поэтому данные наблюдений для определения искомым закономерностей обрабатывали лишь для образцов с установившимся режимом течения, т. е. для щелей с высотой зазора более 15 мкм.

Для создания осциллирующих колебаний плунжера в гильзе использовали устройство, позволяющее получать частоту колебаний от 1,0 до 100 Гц с амплитудой от 0,22 до 1 мм.

Для обработки результатов использовали известную формулу Дарси, записанную в виде

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_r} \frac{\rho v^2}{2}. \quad (5)$$

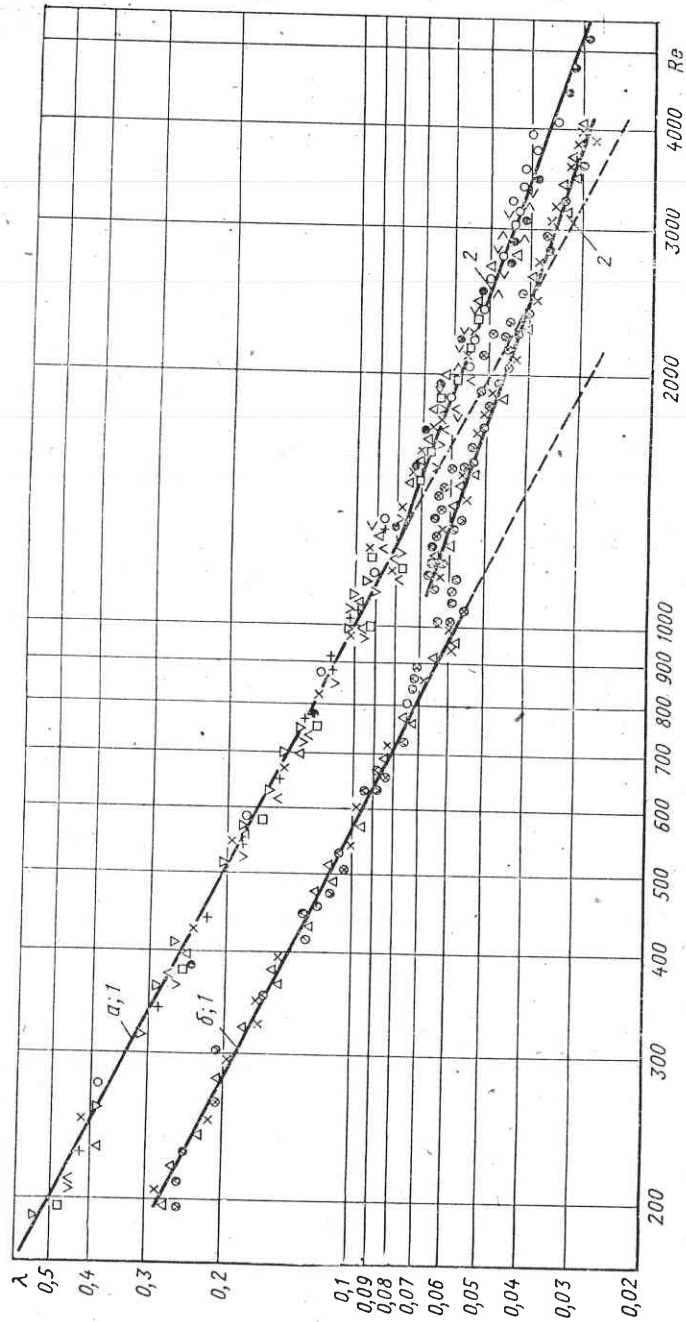


Рис. 3. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления λ от числа Re : а — плоские и кольцевые концентричные щели; б — кольцевые щели при эксцентричном расположении плунжера в гильзе

Здесь Δp — перепад давления на щели; λ — коэффициент гидравлического сопротивления; l — длина щели в направлении утечки; ρ — плотность жидкости; $v = Q/S$ — средняя скорость потока в щели. Число Re определяли по формуле (4). Результаты экспериментов при проливках жидкости через гладкие щели, не имеющие лабиринтных канавок, представлены на рис. 3.

Анализируя зависимости $\lambda = f(Re)$, можно сделать вывод: коэффициент λ при увеличении числа Re уменьшается; четко просматриваются два режима течения с различными законами изменения гидравлического сопротивления.

Прямая 1 с малым числом Re соответствует ламинарному режиму течения, прямая 2 — турбулентному режиму; критическим числом $Re_{кр}$, характеризующим переход ламинарного потока в турбулентный в плоских и кольцевых щелях бесконтактных уплотнений можно считать $Re_{кр} = 1250$, а в кольцевых при эксцентричном расположении плунжера, когда плунжер прижат к стенке гильзы, — $Re_{кр} = 1100$.

Данные экспериментов свидетельствуют о том, что значение $Re_{кр}$ у щелевых уплотнений примерно в 2 раза меньше значения $Re_{кр}$ у трубопроводов. Объяснить это, вероятно, можно тем, что высота микронеровностей поверхности деталей, образующих щель, а также неизбежная волнистость поверхности соизмеримы с микронными размерами каналов и поэтому являются активными турбулизаторами потока.

Микрорельеф поверхности плунжерных пар зависит от способа обработки деталей и соответствует параметрам шероховатости $Ra = 0,63 \div 0,04$ мкм, а наибольшая высота неровностей $R_{max} = 3,2$ мкм. Средняя скорость потока в зазорах плунжерных пар при больших перепадах давления может достигать 100 м/с. В наших экспериментах, когда зазор не превышал 75 мкм, максимальное значение числа Re даже при проливке такой маловязкой жидкости, как керосин, при температуре $+100^\circ C$ и перепаде давления $\Delta p = 15$ МПа не превышало 5200.

Достижение большего значения числа Re вследствие дальнейшего повышения перепада давления было признано нецелесообразным, так как со стороны подвода высокого давления стенки щели начинают деформироваться и размер h увеличиваться. Щель с параллельными стенками превращается в конусную, сужающуюся в направлении утечки. Поэтому попасть в область, где число Re перестает влиять на значение коэффициента λ , т. е. в квадратичную или автомодельную область, не представлялось возможным.

Установлено, что форма сечения лабиринтных канавок, частота и амплитуда колебаний плунжера практически не влияют на значение $Re_{кр}$, однако сильное влияние на $Re_{кр}$ оказало число лабиринтных канавок. Чем больше канавок было нарезано на плунжере, тем меньше значение $Re_{кр}$. Результаты обработки опытных данных приведены в табл. 2.

Таблица 2

Щель	Re _{кр} при числе лабиринтных канавок							
	0	1	2	3	4	5	6	7
Плоская и кольцевая концентричная	1250	1200	1150	1100	1000	900	800	700
Кольцевая эксцентричная $\epsilon=1$	1100	1000	950	850	800	750	700	700

3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ЩЕЛЯХ

Для описания движения вязкой несжимаемой и ненагреваемой жидкости при числе Re, не превышающем некоторых пределов (ламинарное течение), обычно используют уравнения Навье-Стокса. К ним присоединяют уравнение неразрывности [25, 28].

Однако решение полных уравнений Навье-Стокса встречает большие математические трудности, и поэтому точных решений было найдено очень мало. При решении большинства задач использовали приближенные результаты, вводя в уравнение такие физически обоснованные упрощения, которые делали уравнения интегрируемыми.

Для решения задач об установившемся изотермическом течении вязкой несжимаемой жидкости в достаточно тонком слое, заключенном между твердыми непроницаемыми стенками, использовали уравнения движения и неразрывности:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \nu \rho \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= \nu \rho \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= \nu \rho \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\} (6)$$

где v_x, v_y, v_z — проекции скорости течения жидкости на соответствующие оси координат.

Уравнения (6) получили отбрасыванием из уравнений Навье-Стокса массовых и инерционных членов. Массовые силы играют при движении жидкости существенную роль только либо при наличии у жидкости свободной поверхности, либо когда жидкость неоднородна (при неравномерном распределении плотности).

Пренебречь в уравнениях Навье-Стокса силами инерции можно для так называемых ползущих движений [23, 28], если приведенное число Re* существенно меньше единицы:

$$Re^* = \frac{\text{сила инерции}}{\text{сила трения}} = \frac{vl}{\nu} \left(\frac{h}{l} \right)^2 \ll 1.$$

Это может быть в том случае, когда силы трения значительно превышают силы инерции. Впервые уравнения (6) были применены Рейнольдсом в задаче о движении жидкости в смазочном слое.

Определим значение Re* для типового щелевого уплотнения. Пусть через плоскую щель, с высотой зазора $h=20$ мкм, длиной $l=10$ мм и шириной $W=10$ мм при перепаде давления $\Delta p=10$ МПа течет жидкость АМГ-10 с температурой $t=20^\circ\text{C}$. Расчеты, выполненные по формуле (1), показывают, что расход $Q=0,415$ см³/с, а средняя скорость потока $v \approx 2$ м/с. Тогда число Re, записанное для длины щели, $Re=vl/\nu=1000$, но приведенное число $Re^*=0,004 \ll 1$ указывает, что силами инерции в уравнении Навье-Стокса можно пренебречь.

Для течения жидкости через щелевые уплотнения (см. рис. 17) уравнения (6) допускают дальнейшее упрощение. Вследствие малости углов конусности, образующихся между поверхностями плунжера и гильзы, которые обычно не превышают $\alpha=1 \div 2^\circ$, течение будем считать плоскопараллельным, тем более что результирующая скорость потока с осью Ox образует угол $\alpha_{cp}=\alpha/2$. Поэтому скорость $v_y \ll v_x$. Далее в уравнении для направления Ox можно пренебречь членом $\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}$, так как по сравнению с членом $\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}$ первый в $(l/h)^2$ раз меньше второго. Очень небольшой поперечный перепад давления можно не учитывать. Наконец, в уравнении (6), считая течение параллельным оси Ox, отбросим все члены, содержащие z и производные по z . В результате этих упрощений уравнения (6) запишутся так:

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = \frac{1}{\nu \rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \quad (7)$$

Два члена в уравнении неразрывности потока сохранены, так как имеют одинаковый порядок малости.

При изучении течения в кольцевых щелях решения упрощаются, если уравнения Навье-Стокса и неразрывности будут представлены в цилиндрических координатах r, θ, z (см. рис. 28). Применительно к щелевым уплотнениям гидроагрегатов будем считать, что поверхности, ограничивающие зазор, не очень сильно отличаются от круглых цилиндров, а зазор h между ними мал. Ввиду малости зазора и малой конусности деталей, образующих щель, радиальная и азимутальная составляющие скорости v_r и v_θ много меньше осевой составляющей v_z . Аналогично предыдущим рассуждениям для ползущего движения, можно получить уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) &= \frac{1}{\nu \rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} (8)$$

Для решения системы уравнений (6), (7) или (8) должны быть заданы начальные и граничные условия. Поскольку аналитическое решение уравнений (6) и (7) вследствие принятых допущений не является точным, обязательна экспериментальная проверка выводов теории на натуральных образцах уплотнений. Эксперименты позволяют определять как правомерность принятых допущений, так и границы использования полученных закономерностей. Например, при турбулентных режимах течения в зазорах в лабиринтных уплотнениях, где явление трудно описать аналитически, искомые закономерности могут быть получены лишь из эксперимента, результаты которого затем можно описать с помощью известных методов математической обработки.

Глава II

ОБЛИТЕРАЦИЯ ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ

При течении жидкости через зазоры микронных размеров наблюдаются случаи нарушения стабильности расхода. Утечка, начинаясь довольно большим потоком, может уменьшиться до доли первоначального значения за несколько десятков секунд. На рис. 4 приведены результаты проливки стандартно-чистой по ГОСТ 6794—75 жидкости АМГ-10 и керосина ТС-1 через плоские щели размером $1,8 \times 1,7$ мм и высотой 10 мкм. При течении жидкости щель как бы зарастает и ее проходное сечение уменьшается. Это явление получило название облитерации капиллярной щели.

Явление облитерации следует рассматривать, по крайней мере, в двух аспектах.

1. Облитерация способствует герметизации агрегатов, и поэтому усилия исследователей должны быть направлены на поиски таких материалов и покрытий стенок каналов, а также таких жидкостей и присадок к ним, которые усиливали бы этот процесс.

2. Облитерацию следует рассматривать, безусловно, как вредное явление, и, исходя из этого, необходимы поиски методов и средств, способствующих стабилизации расхода. Такая задача возникает всякий раз, когда необходимо получить малые и стабильные во времени расходы жидкости. Облитерация всегда сопровождается ростом сил, потребных для перемещения сопрягаемых деталей относительно друг друга, например плунжера в гильзе. Эти усилия тем больше, чем активнее идет процесс облитерации.

Явление облитерации щелевых уплотнений изучали [20] при перепадах давлений от 1,0 до 60 МПа. Жидкость, подводимая к образцу щели, очищали различными типами фильтроэлементов, изготовленных из фетра, металлических сеток, бумаги АФБ-14 (ТУ 374—59), металлокерамики, лабораторной бумаги Seitz—ЕК и нитроцеллюлозы UFS Sunthesia. Размер высоты зазора в плоских щелях изменяли от 4 до 34 мкм, в кольцевых щелях от 10 до 30 мкм, а диаметр круглых отверстий от 15 до 420 мкм. Через образцы проливали жидкость: бензин Б-70, воду дистиллированную и водопро-

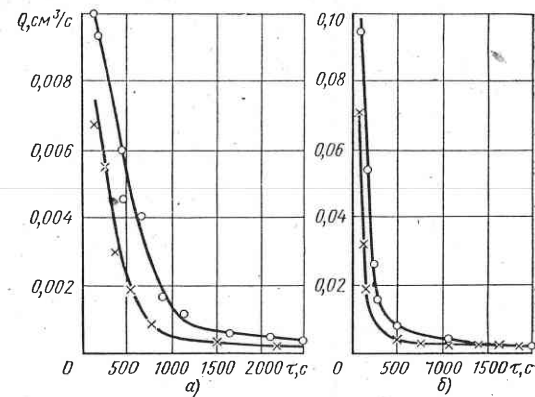


Рис. 4. Типичная картина изменения расхода от времени при течении жидкости через плоскую щель с высотой зазора $h = 10$ мкм:

а — жидкость АМГ-10, $\Delta p = 1,0$ МПа; б — керосин ТС-1, $\Delta p = 2,0$ МПа

водную, керосин, глицерин, масла: силиконовое 7-50-СЗ, АМГ-10, веретенное АУ, МК-8 и МС-20. Температуру жидкости при проливках изменяли от $+15$ до $+150^\circ$ С.

Большинство экспериментов было выполнено на стенде, особенность конструкции которого заключалась в том, что жидкость, подводимая к опытному образцу щели через разделитель — гидроаккумулятор с эластичной мембраной, отделялась от жидкости, циркулирующей в основной системе. Такая конструкция позволяла проливать через образцы щелей жидкости с разной степенью фильтрации без замены масла в основной системе. При этом значительно улучшалась также возможность получения стабильной температуры жидкости.

1. ВЛИЯНИЕ ТИПА РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ

Зависимость облитерации от типа жидкости подтверждается опытными данными (рис. 5) проливкой жидкости АМГ-10 и веретенного масла через плоскую щель с высотой зазора $h = 8$ мкм. Очистка жидкостей от загрязнений была одинаковой: перед образцом щели устанавливали фильтр ФГ-11/1 с бумажным фильтроэлементом (бумага АФБ-1К). На оси абсцисс показано время непрерывной проливки, оси ординат — значение относительного расхода Q_{ϕ}/Q_n , представляющего собой отношение фактического расхода Q_{ϕ} к расходу, замеренному в начале проливки Q_n . Постоянное значение относительного расхода, равное единице, свидетельствует о том, что расход стабилен и со временем не изменяется. Уменьшение относительного расхода со временем вызвано облитерацией щели. Из графика следует, что интенсивность уменьшения расхода масла АУ значительно выше, чем жидкости АМГ-10. Интересны также результаты проливки этих же жидкостей через плоскую щель высотой

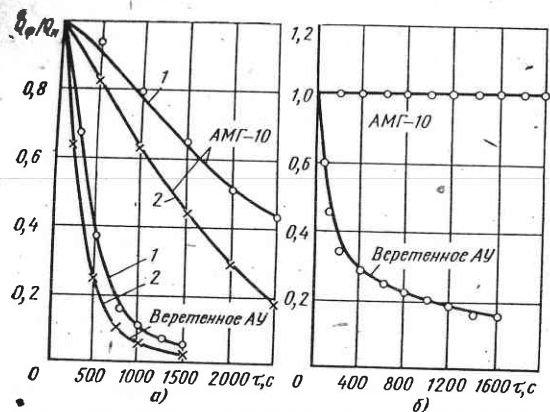


Рис. 5. Зависимость относительной величины расхода Q_{ϕ}/Q_n жидкости АМГ-10 и веретенного масла АУ от времени проливки:
 а — щель 8 мкм: 1 — $\Delta p=1,0$ МПа, 2 — $\Delta p=2,0$ МПа;
 б — щель 22 мкм, $\Delta p=2,0$ МПа

22 мкм (рис. 5, б). Если уменьшения расхода жидкости АМГ-10 для этого размера со временем не наблюдалось, то расход веретенного масла плавно уменьшался и через 30 мин составлял лишь 35% от начального.

Для практики несомненный интерес представляет сравнительная оценка облитерирующих свойств жидкостей, используемых в гидравлических и топливных системах и системах смазки двигателей. Мы провели оценку адсорбционных свойств десяти жидкостей: керосина, бензина Б-70, глицерина, воды водопроводной и дистиллированной, масел силиконового 7-50-СЗ, АМГ-10, веретенного АУ, МК-8 и МС-20.

Среди испытываемых сложные по молекулярному составу жидкости — масла, к которым для повышения смазывающего действия добавляются поверхностно-активные вещества (присадки) и жидкости, не содержащие поверхностно-активных молекул, например, такие, как бензин и керосин.

Для того чтобы выдержать равнозначные условия, позволяющие проводить сравнения, было учтено, что вязкость жидкостей, а значит, и расход через щель различны, поэтому расход измеряли после протекания через щель определенного и одинакового объема жидкости: для маловязких жидкостей типа бензин, керосин — 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 см³ и для вязких жидкостей типа масла МК-8 — 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 см³. Жидкости тщательно очищали от частиц загрязнений установкой перед образцом щели на пути следования жидкости фильтра с фильтроэлементом со средним размером пор 0,8 мкм. Микроанализ проб жидкостей показал, что в последних не было механических частиц размером, превышающим 2 мкм. Опытный образец щели был плоским, разборным, с размерами канала 0,01 × 6,1 × 7,88 мм. Проливку через канал выполняли

при температуре 16—20° С с перепадом давления $\Delta p=5,0$ МПа.

Результаты экспериментов в виде графиков зависимостей относительного расхода Q_{ϕ}/Q_n от объема пролитых через щель различных жидкостей представлены на рис. 6.

Анализ полученных данных подтверждает заключение о том, что характер течения в щелях микронных размеров зависит от типа жидкости. При проливке через образец щели бензина Б-70, дистиллированной воды, керосина, глицерина облитерации канала не наблюдалось, в то время как при тчении других жидкостей расход со временем уменьшался. Наибольшая интенсивность уменьшения расхода была замечена у масел МК-8 и МС-20, далее идут — масло АУ, силиконовое 7-50-СЗ, водопроводная вода и, наконец, масло АМГ-10. Величина относительного расхода у жидкостей, склонных к облитерации, зависит от массы пролитой через щель жидкости. При тчении через щель масел МК-8 и МС-20 через некоторое время наблюдалось полное зарастивание щели и утечка прекращалась. При проливках веретенного масла, 7-50-СЗ, водопроводной воды и масла АМГ-10, уменьшающийся в начале проливки расход через некоторое время стабилизируется. Интенсивность снижения расхода, максимальная в начале проливки, постепенно снижается.

Согласно существующему представлению о формировании и структуре граничных слоев явления, происходящие в капиллярном канале, схематически могут быть описаны следующим образом.

При возникновении течения через щель металлические стенки щели, обладая поверхностной энергией, интенсивно взаимодействуют с жидкостью и адсорбируют на своей поверхности полярно-активные молекулы последней, образуя у границы фиксируемые слои жидкости, уменьшающие эффективное сечение щели. При достижении определенной толщины граничного слоя дальнейший его рост прекращается, так как действие силового поля твердой поверхности, ограничивающей щель, ослабевает в результате экранирующего влияния близлежащих к твердой поверхности слоев полярных молекул. Скорость процесса напластования полярных молекул при прочих равных условиях зависит от расхода жидкости через щель: чем больше расход, тем больше в единицу времени через щель пройдет полярно активных молекул и тем большее их количество ад-

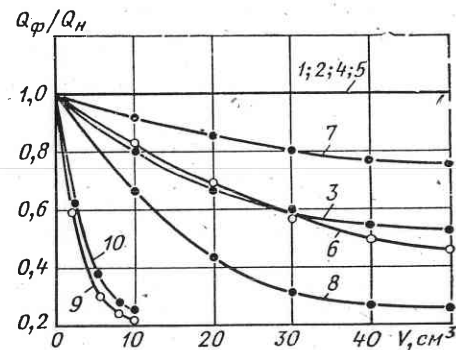


Рис. 6. Зависимость относительного расхода от объема пролитой через плоскую щель жидкости ($h=10$ мкм):

1 — бензин Б-70; 2 — вода дистиллированная; 3 — вода водопроводная; 4 — керосин ТС-1; 5 — глицерин; 6 — силикон 7-50-СЗ; 7 — АМГ-10; 8 — масло веретенное АУ; 9 — масло МК-8; 10 — масло МС-20

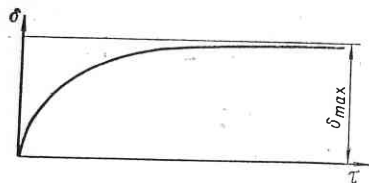


Рис. 7. Изменение толщины граничного слоя

ти к разрушению пластов из ориентировочных молекул и стабилизации расхода. В каналах, где относительная толщина адсорбированных слоев незначительна по сравнению с размером щели, уменьшение расхода может быть не обнаружено.

Наличие опытных данных позволяет математически описать процесс облитерации щелей, вызванный адсорбированием молекул жидкости стенками каналов. Пусть при течении жидкости через щель толщина граничного слоя δ на стенке канала, увеличиваясь со временем, стремится к некоторой предельной величине (рис. 7) и выражается зависимостью

$$\delta = \delta_{\max} (1 - e^{-\beta\tau}). \quad (9)$$

Здесь δ_{\max} — максимально возможная толщина граничного слоя; τ — время после начала истечения; β — коэффициент пропорциональности, зависящий от типа жидкости и материала стенок канала; e — основание натурального логарифма.

Из формулы видно, что при $\tau \rightarrow \infty$ толщина граничного слоя $\delta \rightarrow \delta_{\max}$ и при $\tau \rightarrow 0$ $\delta \rightarrow 0$.

При образовании на стенках канала квазитвердых слоев жидкости расход Q через щелевое уплотнение будет уменьшаться со временем, так как переменной будет величина зазора $h = h_0 - 2\delta$:

$$Q = \frac{Wh^3\Delta p}{12\nu\mu l}$$

где h_0 — начальный зазор.

Будем пренебрегать изменением ширины зазора W , вызванного облитерацией, так как $W \gg h_0$. При таких предположениях и допущениях расход выразится в виде зависимости

$$Q = \frac{Wh^3\Delta p}{12\nu\mu l} [h_0 - 2\delta_{\max}(1 - e^{-\beta\tau})]^3 = \frac{Wh_0^3\Delta p}{12\nu\mu l} \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0}(1 - e^{-\beta\tau})\right]^3 = Q_n \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0}(1 - e^{-\beta\tau})\right]^3. \quad (10)$$

Относительный расход

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_n} = \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0}(1 - e^{-\beta\tau})\right]^3. \quad (11)$$

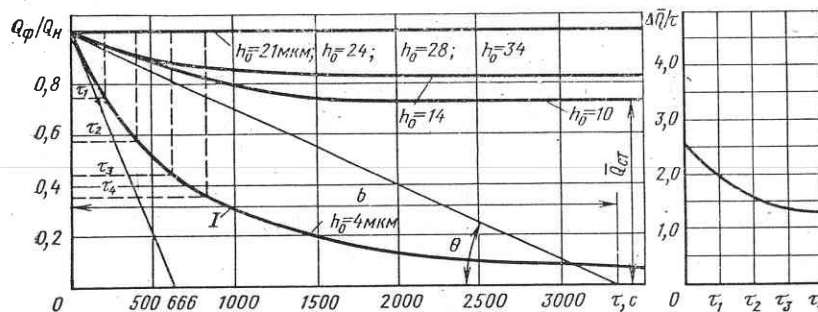


Рис. 8. Зависимость величины относительного расхода жидкости АМГ-10 от времени проливки

При $\tau \rightarrow \infty$ величина $e^{-\beta\tau} \rightarrow 0$ и выражение (11) запишется в виде

$$\bar{Q}_{\text{ст}} = \frac{Q}{Q_n} = \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0}\right]^3. \quad (12)$$

Здесь $\bar{Q}_{\text{ст}}$ — стабилизировавшийся относительный расход (рис. 8). Уравнение (12) позволяет определить максимально возможную толщину граничного слоя жидкости, адсорбированной на стенке канала:

$$\delta_{\max} = \frac{h_0}{2} (1 - \sqrt[3]{\bar{Q}_{\text{ст}}}). \quad (13)$$

Для определения величины коэффициента пропорциональности найдем производную выражения (11) по τ :

$$\frac{d\bar{Q}}{d\tau} = -3\beta e^{-\beta\tau} \frac{2\delta_{\max}}{h_0} \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0}(1 - e^{-\beta\tau})\right]^2;$$

при $\tau = 0$, $e^{-\beta\tau} = 1,0$

$$\left(\frac{d\bar{Q}}{d\tau}\right)_{\tau=0} = -3\beta \frac{2\delta_{\max}}{h_0} = -3\beta (\sqrt[3]{\bar{Q}_{\text{ст}}} - 1).$$

Производная функции $\frac{d\bar{Q}}{d\tau}$ является тангенсом угла наклона касательной к кривой в данной точке

$$\left(\frac{d\bar{Q}}{d\tau}\right)_{\tau=0} = \text{tg } \theta = 1/b,$$

где b — абсцисса точки пересечения с осью τ касательной к кривой $\bar{Q} = f(\tau)$ в точке $\tau = 0$ (см. рис. 8). Таким образом,

$$\beta = - \frac{1}{3b(\sqrt[3]{\bar{Q}_{\text{ст}}} - 1)}. \quad (14)$$

Величины $\bar{Q}_{\text{ст}}$ и b для (13) и (14) можно определить из графиков пролировок (рис. 8).

Касательную к кривой $\bar{Q}=f(\tau)$ в точке с абсциссой $\tau=0$ можно провести несколькими способами: на глаз с помощью прозрачного угольника или линейки, проведением нормали к кривой с использованием зеркальной линейки и методом секущих. Последний способ является наиболее точным из применяемых способов графического дифференцирования.

Рассмотрим методику проведения касательной в точке $\bar{Q}=1,0$ и $\tau=0$ к кривой $\bar{Q}=f(\tau)$, обозначенной на рис. 8 индексом I , методом секущих. Из точки с координатами $\bar{Q}=1$ и $\tau=0$ к кривой I проводим несколько секущих. Тангенс угла наклона каждой из секущих определим частным от деления $\Delta\bar{Q}_1/\tau_1$, $\Delta\bar{Q}_2/\tau_2$, $\Delta\bar{Q}_3/\tau_3$ и т. д. Далее строим графическую зависимость $\Delta\bar{Q}/\tau=f(\tau)$, см. справа на рис. 8. Экстраполируя полученную кривую, находим значение $\Delta\bar{Q}/\tau$ в точке $\tau=0$. Для рассматриваемого примера $\Delta\bar{Q}/\tau=2,5$. Для определения абсолютного значения необходимо полученное значение $\Delta\bar{Q}/\tau=2,5$ умножить на масштабный коэффициент K_m , который представляет собой частное от деления масштаба $M_{\bar{Q}}$ по оси \bar{Q} и масштаба M_{τ} по оси τ :

$$K_m = M_{\bar{Q}}/M_{\tau}.$$

На графике рис. 8 функция $\bar{Q}=f(\tau)$ изображена в масштабе: $M_{\bar{Q}}=0,02$ 1/мм, $M_{\tau}=33,3$ с/мм. Тогда $K_m = \frac{M_{\bar{Q}}}{M_{\tau}} = 0,0006$ и значение производной $(d\bar{Q}/d\tau)_{\tau=0} = 2,5 K_m = 0,0015$. Так как $d\bar{Q}/d\tau = \text{tg } \theta = 1/b$, то $b = 1/0,0015 = 666$ с.

Для определения максимально возможной толщины граничного слоя δ_{\max} и коэффициента β воспользуемся опытными данными, приведенными на графике (см. рис. 8). Здесь даны результаты проливки жидкости АМГ-10 через плоские образцы щелей с начальным зазором $h_0=4, 10, 14, 21, 24, 28$ и 34 мкм. Перепад давления $\Delta p = 5,0$ МПа, а температура жидкости $t = +20^\circ\text{C}$. Фильтрация жидкости была такой, что гарантировалось отсутствие в жидкости частиц загрязнений, превышающих 10 мкм. Однако в жидкости имелись частицы величиной более 4 мкм, поэтому щель с $h_0=4$ мкм зарастала со временем полностью.

При проливках жидкости через щели с высотой зазора $h_0=21, 24, 28$ и 34 мкм изменения расхода со временем не обнаружили. Возможно, что с увеличением расстояния между поверхностями, образующими щель, интенсивность электромагнитного поля ослабевает, поэтому уменьшается и толщина граничных пленок. Кроме того, при больших зазорах, даже при сохранении постоянного значения δ_{\max} , относительная толщина адсорбированного слоя уменьшается и это не дает возможности обнаружить уменьшение утечки.

Расчеты показали, что для щели с $h_0=10$ мкм $\bar{Q}_{\text{ст}}=0,735$; $\delta_{\max}=0,48$ мкм и $\beta=0,00515$ 1/с. Пользуясь экспериментальными данными, приведенными на графике рис. 6, по формуле (13) определяем максимально возможную толщину граничного слоя δ_{\max} при $h_0=10$ мкм. Для веретенного масла $\delta_{\max}=1,75$ мкм; силиконовой

жидкости 7-50-СЗ $\delta_{\max}=1,15$ мкм, воды из водопроводной сети $\delta_{\max}=1,0$ мкм, бензина Б-70, керосина ТС-1, глицерина и воды дистиллированной $\delta_{\max}=0$.

2. ВЛИЯНИЕ ЧИСТОТЫ ЖИДКОСТИ

Очевидно, что движущиеся вместе с потоком жидкости частицы загрязнений размером, большим и равным минимальному размеру зазора, задерживаются как у входа в канал, так и в самом канале. В последующем уменьшающееся живое сечение щели начнет задерживать все более мелкие частицы. Процесс засорения канала будет проходить до тех пор, пока не наступит момент полной облитерации и течение через щель прекратится. Интенсивность зарастания (интенсивность уменьшения расхода через щель) пропорциональна концентрации загрязнителя. Все это очевидные истины. Однако большинство исследователей облитерации капиллярных зазоров, пропустив жидкость, направляющуюся к образцу щели, через какой-либо фильтр, видимо, считали ее достаточно чистой и поэтому в дальнейшем не учитывали влияния загрязнения на процесс облитерации.

Такая точка зрения складывалась, по всей вероятности, из-за отсутствия данных по гранулометрическому составу загрязнений в жидкостях. Из наших опытов следует, что даже в так называемой, стандартной «чистой» по ГОСТ 6370—59 жидкости, имеется большое число частиц, соизмеримых с размерами зазоров в щелевых уплотнениях гидроагрегатов. В жидкостях эксплуатируемых гидросистем, несмотря на наличие фильтров, число частиц загрязнений еще больше. Измерения показали, что в каждом миллилитре жидкости у гидросистем самолетов число частиц размером $3^{\pm 1}$ мкм достигало $220\,000$ шт., размером $5^{\pm 3}$ мкм — $22\,000$ шт., размером $10^{\pm 3}$ мкм — 4400 шт. и размером $25^{\pm 10}_3$ мкм — 800 шт. Основная масса этих частиц при работе системы находится во взвешенном состоянии и движется вместе с потоком жидкости.

Влияние загрязнений на процесс облитерации доказано экспериментально. Эксперименты проводили с жидкостью АМГ-10 и керосином. Перепад давления на щели в процессе эксперимента поддерживали $5,0$ МПа. Время непрерывной проливки, когда измеряли расход, устанавливали 60 мин. Температура жидкости в процессе эксперимента была $20\text{—}22^\circ\text{C}$.

Методикой была предусмотрена проливка через образцы плоских щелей различных размеров с высотой зазора $4, 10, 14, 21, 24, 28$ и 34 мкм жидкости, не очищенной и очищенной фильтрами с фильтроэлементами из фетра, металлической сетки, бумаги (бумага АФБ-IV, ТУ 374—59), лабораторной бумаги и металлокерамики. Фильтры устанавливали в непосредственной близости от образца щели. Для обеспечения постоянной концентрации загрязняющих жидкость частиц, в процессе проливки были созданы непрерывная циркуляция жидкости перед образцом и интенсивное перемешивание ее в баке.

Обобщенные результаты экспериментов проливки жидкости

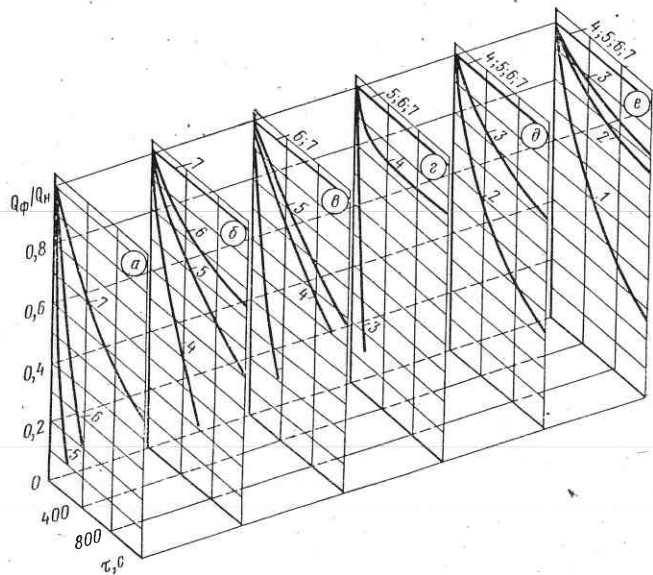


Рис. 9. Влияние тонкости фильтрации на относительный расход жидкости АМГ-10 при $\Delta p = 5,0$ МПа, $t = 20-22^\circ \text{C}$:

1 — щель 4 мкм; 2 — 10 мкм; 3 — 14 мкм; 4 — 21 мкм; 5 — 24 мкм; 6 — 28 мкм; 7 — щель 34 мкм; а — без фильтра; б — фетровый фильтр; в — сетчатый фильтр; г — бумажный фильтр; д — фильтровальная бумага; е — металлокерамика

АМГ-10 через щели приведены на рис. 9. Графики указывают на прямое влияние тонкости фильтрации жидкости на процесс облитерации щелей. Чем лучшую тонкость фильтрации обеспечивает фильтр, тем меньше размер щели, при котором течение стабильно и облитерация не происходит. Уменьшение расхода со временем при проливке нефилтрованной жидкости АМГ-10 наблюдалось у всех образцов щелей с высотой зазора от 4 до 34 мкм. При очистке жидкости АМГ-10 фетровым фильтроэлементом щель высотой 34 мкм не зарастала, а при проливке этой же жидкости, но очищенной бумажным фильтроэлементом, облитерации не наблюдалось у щелей с высотой зазора, превышающей 24 мкм. Еще более стабильный расход дали проливки после очистки жидкости лабораторной фильтровальной бумагой и металлокерамикой. В последнем случае процесс облитерации наблюдался только при течении жидкости через зазоры менее 21 мкм, с очень небольшой скоростью изменения расхода. Только через 30 мин после начала проливки через щель высотой 14 мкм расход по сравнению с начальным уменьшился на 20%, в то время как после очистки сетчатым фильтроэлементом уже через 5 мин после начала истечения величина расхода через эту же щель составляла 20% от начального.

Примерно такая же картина влияния тонкости фильтрации на процесс облитерации наблюдалась и при проливке через указанные

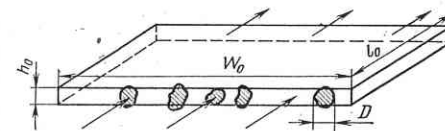


Рис. 10. Зарастание плоской щели частицами загрязнений

щели керосина ТС-1. Для математического описания процесса зарастания канала частицами загрязнений рассмотрим течение через плоский капиллярный канал высотой h_0 , шириной W_0 и длиной l_0 (рис. 10). Предположим, что жидкость не образует на стенках канала квазитвердых граничных слоев, уменьшающих его сечение. К таким жидкостям, как это было показано, относятся бензин, глицерин, керосин и др. Предположим также, что среди взвешенных в потоке частиц загрязнений имеются частицы размером, равным и превышающим размер высоты канала. Пусть при равномерной концентрации число таких частиц $K_{ш}$ в единице объема жидкости описывается закономерностью $K_{ш} = f(D)$, где D — диаметр частицы. Тогда при течении, через канал частицы размером, равным и больше h_0 , будут задерживаться у входа в щель, непрерывно уменьшая ее живое сечение. Будем исходить из того, что частицы, задерживаясь в канале, располагаются перпендикулярно потоку в один ряд. При этом легко подсчитать ширину канала $W'_{ед}$, которую перекроют частицы при протекании через щель единицы объема жидкости:

$$W'_{ед} = - \int_{D=h_0}^{D=D_{max}} K_{ш} D dD.$$

Знак минус перед интегралом указывает на уменьшение ширины канала; D_{max} — максимальный диаметр частиц загрязнений, имеющих в жидкости.

Однако для практических расчетов величину $W'_{ед}$ следует уменьшить по следующим причинам:

не все частицы загрязнений размером, равным и большим высоты зазора h_0 , имеют достаточную твердость и задерживаются в щели; часть из них — типа смол, ветоши, бумаги и т. п. — могут под действием перепада давления продавливаться через щель;

при определении загрязненности жидкости в поле зрения микроскопа часть частиц образуется вследствие коагуляции мелких; такие образования легко разрушаются под действием механического воздействия, например перепада давления, и проходят через щель;

при определении ширины канала $W'_{ед}$, перекрываемого частицами загрязнений, исходили из условия, что частицы, загромождая вход в щель, выстраиваются в один ряд; на самом деле грязевая дамба образуется многими слоями частиц, что отчетливо видно под микроскопом при разборке щели. Вместе с тем наряду с крупными частицами в щели могут задерживаться частицы меньшего размера, чем размер h_0 (в просветах между крупными частицами);

некоторые крупные частицы имеют продолговатую форму и могут при определенной ориентации в потоке проходить через щель, не задерживаясь;

при расчете $W'_{\text{ек}}$ предполагалось, что частицы размером D , перекрывая щель, уменьшают ширину последней также на величину D (как прямоугольник); на самом же деле, конфигурация частиц неоднородна, а большинство из них имеет форму, близкую к сферической; в таком случае частицы, расположенные в один ряд у истоков щели, ее полностью не перекроют и через просветы между частицами жидкость еще может протекать через щель.

Изложенные выше обстоятельства будем в дальнейшем учитывать с помощью коэффициента α , уменьшающего значение $W'_{\text{ек}}$. Значение α , учитывая сложность рассматриваемого процесса, можно определить, обработав данные экспериментов. С вводом коэффициента α ширина канала, перекрываемая частицами загрязнений при протекании единицы объема жидкости через щель,

$$W_{\text{ек}} = -\alpha \int_{D=h_0}^{D=D_{\text{max}}} K_{\text{ш}} D dD. \quad (15)$$

За время $d\tau$ через канал протекает объем жидкости $dV = Q d\tau$. Здесь

$Q = \frac{W h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0}$ — расход через щель при перепаде давления Δp ; W — уменьшающаяся со временем ширина щели.

За это же время $d\tau$ ширина канала уменьшится на величину

$$dW = W_{\text{ек}} Q d\tau = W_{\text{ек}} \frac{W h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} d\tau.$$

Разделим переменные $\frac{dW}{W} = W_{\text{ек}} \frac{h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} d\tau$ и проинтегрируем это выражение:

$$\ln W = W_{\text{ек}} \frac{h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau + \ln C.$$

Граничными для рассматриваемого случая будут условия при $\tau = 0$ $W = W_0$. Тогда

$$\ln W - \ln W_0 = W_{\text{ек}} \frac{h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau; \quad \frac{W}{W_0} = e^{\frac{W_{\text{ек}} h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau},$$

откуда

$$W = W_0 e^{\frac{W_{\text{ек}} h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau}. \quad (16)$$

Расход через щель с учетом изменяющейся ширины щели

$$Q = \frac{W h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} = \frac{h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} W_0 e^{\frac{W_{\text{ек}} h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau}. \quad (17)$$

Расход через щель, живое сечение которой не изменяется со временем, или первоначальный расход через щель, которая со временем зарастивается,

$$Q_{\text{н}} = \frac{W_0 h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0}.$$

С учетом этого выражения, а также (12) расход через щель

$$Q = Q_{\text{н}} e^{\frac{W_{\text{ек}} h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_0} \tau} = Q_{\text{н}} e^{-\alpha \frac{Q_{\text{н}}}{W_0} \tau \int_{D=h_0}^{D=D_{\text{max}}} K_{\text{ш}} D dD}. \quad (18)$$

Относительный расход

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_{\text{н}}} = e^{-\alpha \frac{Q_{\text{н}}}{W_0} \tau \int_{D=h_0}^{D=D_{\text{max}}} K_{\text{ш}} D dD}. \quad (19)$$

Полученные уравнения описывают процесс облитерации щели частицами загрязнений. Из выражения (18) следует, что если в жидкости, протекающей через щель, имеются частицы загрязнений размером $D > h_0$, то расход Q уменьшается со временем и при $\tau \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Расход жидкости при зарастивании щели при неизменной концентрации загрязнителя зависит от начального расхода $Q_{\text{н}}$, начальной ширины щели W_0 и времени τ . Очевидно также, что чем больше в единице объема частиц загрязнений размером, превышающим минимальный размер щели h_0 , тем интенсивнее идет процесс облитерации. Предельный случай, когда не будет проявляться процесс облитерации, вызванный частицами загрязнений в жидкости, будет при размере зазора h_0 , превышающем максимальный размер частиц. В этом случае

$$W_{\text{ек}} = -\alpha \int_{D=h_0}^{D=D_{\text{max}}} K_{\text{ш}} D dD = 0, \text{ а значит, и } \bar{Q} = \frac{Q}{Q_{\text{н}}} = 1,0.$$

Итак, для получения значений расхода жидкости, изменяющегося во времени из-за засорения щелевого канала частицами загрязнений, необходимо иметь математическое описание зависимости числа частиц загрязнений в единице объема жидкости от их размера $K_{\text{ш}} = f(D)$. При этом следует учесть, что число и размеры частиц в единичной пробе жидкости обычно представляют собой такую совокупность значений, которые практически невозможно соединить плавной кривой. Плавную кривую $K_{\text{ш}} = f(D)$ можно построить лишь на основании осреднения большого числа измерений загряз-

ненности во многих пробах жидкости. Для многих гидросистем допустимая загрязненность жидкости нормирована. ГОСТ 17216—71 устанавливает 19 классов чистоты жидкости, каждому из которых соответствует определенное число частиц, содержащихся в 100 см³ жидкости. Например, 8-й класс чистоты жидкости (это типовая загрязненность жидкости гидросистем самолетов) характеризуется такими показателями: число частиц размером 5—10 мкм — 4000 шт., 10—25 мкм — 2000 шт., 25—50 мкм — 200 шт., 50—100 мкм — 25 шт., 100—200 мкм — 6 шт., волокна — не более 3 шт. Имея стандартный показатель чистоты или гранулометрическую характеристику фактической загрязненности жидкости, полученную

измерениями для грубой оценки, величину $\int_{D=h_0}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D dD$ можно заменить суммой произведений числа частиц каждого размера K_i , равного и превышающего размер h_0 , на их средний диаметр D_i . Тогда выражение (15) можно записать в виде

$$W_{\text{ед}} = -\alpha \int_{D=h_0}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D dD = -\alpha \sum_{i=h_0}^{i=D_{\max}} K_i D_i. \quad (20)$$

При этом формула (18) запишется так:

$$Q = Q_{\text{н}} e^{-\alpha \frac{Q_{\text{н}}}{W_0} \tau} \sum_{i=h_0}^{i=D_{\max}} K_i D_i$$

На рис. 11 приведены опытные и расчетные графики изменения расхода жидкости в функции времени. Рассматривали течение керосина ТС-1 при температуре $t=20^\circ\text{C}$ и перепаде давления $\Delta p = 5,0$ МПа через плоскую щель размерами: зазор $h_0 = 10$ мкм, ширина $W_0 = 0,61$ см, длина канала $l_0 = 0,79$ см. Загрязненность жидкости характеризуется такими данными: в 1 см³ жидкости число частиц размером 2—4 мкм — 4600 шт., 4—8 мкм — 1600 шт., 8—15 мкм — 200 шт.

Для рассматриваемого примера

$$W_{\text{ед}} = \alpha \sum_{i=10\text{мкм}}^{i=15\text{мкм}} K_i D_i = 0,2\alpha \text{ см.}$$

Удовлетворительное совпадение результатов эксперимента и теории наблюдалось при $\alpha = 0,1$.

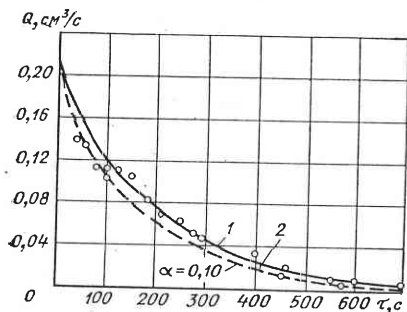


Рис. 11. Зависимость изменения опытного (кривая 1) и расчетного (кривая 2) расходов керосина ТС-1 через плоскую щель от времени течения

3. СОВМЕСТНОЕ ДЕЙСТВИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ И АДСОРБЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Процесс облитерации при течении жидкостей, склонных образовывать на стенках каналов слои из адсорбированных молекул, идет одновременно с засорением входа в зазор частицами загрязнений. Если, исходя из нашей гипотезы, считать, что изменение толщины граничного слоя при течении через щель подчиняется закономерности (9), то зазор со временем может быть

$$h = h_0 - 2\delta = h_0 \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0} (1 - e^{-\beta\tau}) \right]. \quad (21)$$

При этом вследствие загрязнения будет уменьшаться первоначальная ширина щели W_0 . При протекании через щель единичного объема жидкости ширина щели уменьшится и может быть найдена по формуле (15). В результате уменьшения зазора h в выражении (15) изменится нижний предел интегрирования

$$W_{\text{ед}} = -\alpha \int_{D=h(\tau)}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D dD,$$

где $h(\tau)$ — переменный зазор.

Если за время $d\tau$ через щель протекает объем жидкости $dV = Q d\tau$, то за это же время ширина канала изменится на величину $dW = W_{\text{ед}} Q d\tau$, где $Q = \frac{W h^3 \Delta p}{12\nu\tau l_0}$ — переменный расход через щель.

Так как $W = f(\tau)$ и $h = f(\tau)$, то $dW = -\alpha \int_{D=h(\tau)}^{D=D_{\max}} \frac{W h^3 \Delta p}{12\nu\tau l_0} d\tau K_{\text{ш}} D dD$.

Разделим переменные

$$\frac{dW}{W} = -\frac{\alpha \Delta p}{12\nu\tau l_0} \int_{D=h(\tau)}^{D=D_{\max}} h^3 d\tau K_{\text{ш}} D dD$$

и проинтегрируем это выражение

$$\ln \frac{W}{W_0} = -\alpha \frac{\Delta p}{12\nu\tau l_0} \int_0^\tau h^3 \int_{D=h(\tau)}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D dD d\tau, \\ W = W_0 e^{-\frac{\alpha \Delta p}{12\nu\tau l_0} \int_0^\tau h^3 \int_{D=h(\tau)}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D dD d\tau} \quad (22)$$

Относительный расход

$$\bar{Q} = \frac{Q}{Q_{\text{н}}} = \frac{W}{W_0} \frac{h^3}{h_0^3}; \quad (23)$$

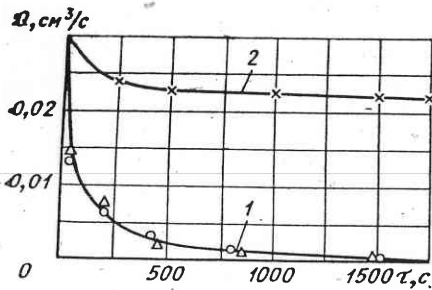


Рис. 12. Зависимость изменения расхода через плоскую щель от времени течения:

1 — экспериментальная кривая; 2 — теоретическая (без учета загрязненности жидкости)

когда $\delta_{\max} = 0$, а щель зарастает лишь под влиянием загрязненности, то выражение (24) преобразуется в (19). Если же размер h превышает максимальный размер частиц загрязнений, содержащихся в жидкости, а жидкость на стенках канала образует адсорбированные граничные слои, то выражение (24) преобразуется в формулу (11). На рис. 12 приведен график (кривая 1) проливки жидкости АМГ-10 через плоскую щель размерами: $W_0 = 5,8$ мм; $l_0 = 4,7$ мм и $h_0 = 10$ мкм. Перепад давления при экспериментах $\Delta p = 5,0$ МПа, температура $t \approx 20^\circ \text{C}$. Жидкость очищали с помощью фильтра ФГ-11/1, максимальный размер частиц загрязнений в жидкости не превышал 25 мкм. Расход в процессе проливки уменьшался одновременно в результате зарастивания канала частицами загрязнений и адсорбции, т. е. образования на стенках канала граничных пленок. Рассчитанная по формуле (10) зависимость расхода от времени течения, происходящая лишь из-за облитерации канала полярно активными молекулами, показана кривой 2 на рис. 12. В качестве констант приняты: максимально возможная толщина граничной пленки $\delta = 0,48$ мкм и коэффициент $\beta = 0,001$. Сравнение показывает, что доля участия рассмотренных факторов в процессе облитерации различна. Решающее влияние на изменение расхода оказала загрязненность жидкости.

4. ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА И КОНФИГУРАЦИИ КАНАЛА

Эксперименты показали, что на процесс облитерации щелевых уплотнений влияют как геометрические размеры, так и конфигурация канала. Изменение длины канала l при неизменных высоте h и ширине W приводит к изменению скорости зарастивания. Чем меньше длина канала, тем больше утечка, тем больше через щель в единицу времени проносятся загрязнений и молекул, способных адсорбироваться на стенках, тем интенсивней идет процесс зарастивания щели. Весьма чувствительна интенсивность облитерации к изме-

$$Q = \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0} (1 - e^{-\beta\tau}) \right]^3 \times \exp \left\{ -\frac{\alpha Q_n}{W_0} \int_0^\tau \left[1 - \frac{2\delta_{\max}}{h_0} \times (1 - e^{-\beta\tau}) \right]^3 \int_{D=h}^{D=D_{\max}} K_{\text{ш}} D d D d\tau \right\} \quad (24)$$

Уравнение (24) описывает процесс облитерации в общем виде. Если через щель протекает жидкость, не склонная к образованию граничных слоев,

нению высоты зазора h . При достаточно большой высоте зазора уменьшение расхода либо не происходит, либо происходит столь незначительно, что облитерация практически не влияет на расход. При проливке через щель с малым h -расход уменьшается со временем. Этот вывод может быть сделан на основании данных проливок через плоские щели (см. рис. 9). Минимальный зазор, при котором расход не меняется со временем, зависит от тонкости очистки жидкости, а также от склонности жидкости образовывать на стенках каналов адсорбированные граничные слои.

Для определения влияния на процесс облитерации величины кольцевого зазора была выполнена серия экспериментов на цилиндрической плунжерной паре. Диаметр гильзы $d = 25$ мм, длина щели 10 мм. Диаметр плунжера изменялся притиркой, так что зазор при концентричном расположении плунжера в гильзе был равен 10, 25 и 30 мкм. Через щель при температуре жидкости $+30^\circ \text{C}$ под перепадом давления $\Delta p = 5,0$ МПа проливали керосин, очищаемый от загрязнений фильтром 12ГФ-5С. При неизменных размерах плунжера и гильзы, образующих кольцевую щель, величина зазора может быть различной в зависимости от расположения плунжера в гильзе — концентричное или эксцентричное. При касании плунжера поверхности гильзы (рис. 13) эксцентриситет максимален, а величина его равна значению зазора $\varepsilon_{\max} = h_0$. При этом зазор h вокруг плунжера имеет переменную величину, изменяясь от $h_{\min} = 0$ до $h_{\max} = 2h_0$

$$h = h_0 - \varepsilon \cos \theta. \quad (25)$$

Здесь θ — полярный угол; h_0 — зазор при концентричном расположении плунжера в гильзе.

Конструкция образца позволила при экспериментах центрировать плунжер в гильзе и получать строго концентричную щель и поджимать плунжер к стенке гильзы, чтобы получать эксцентричную щель с максимальным эксцентриситетом.

Кривые изменения относительного расхода от времени, построенные по опытным данным, приведены на рис. 13. Из графика следует, что при концентричном расположении плунжеров и зазорах $h_0 = 25$ и 30 мкм величина относительного расхода постоянна и не меняется от времени, т. е. процесса облитерации каналов нет. При эксцентричном расположении плунжеров в гильзах относительный расход уменьшается и только примерно через 30 мин после начала проливки его величина стабилизируется. Для плунжерной пары с зазором $h_0 = 25$ мкм фактический расход при этом составлял $\sim 82\%$ от начального; у другого образца с $h_0 = 30$ мкм $Q_{\text{ст}} = 0,88 Q_{\text{п}}$. Для объяснения этого следует исходить из того, что при очистке керосина от загрязнений фильтром 12ГФ-5С с сеткой саржевого плетения плоские щели зарастали только, с высотой зазора менее 20 мкм, у щелей с большей высотой зазора облитерации не наблюдали. У кольцевых эксцентричных щелей с переменной высотой канала часть живого сечения с размером зазора, меньшим 20 мкм, видимо, также забивается частицами загрязнений жидкости. Этот процесс

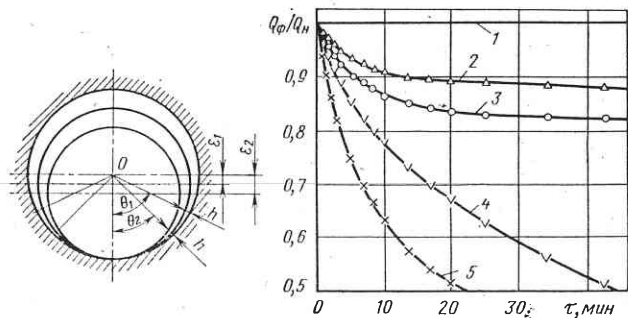


Рис. 13. Характер изменения относительного расхода керосина от размера зазора и положения плунжера в гильзе:
 1 — $h_0=25$ и 30 мкм, $e=0$; 2 — $h_0=30$ мкм, $e=e_{\max}$; 3 — $h_0=25$ мкм, $e=e_{\max}$; 4 — $h_0=10$ мкм, $e=0$; 5 — $h_0=10$ мкм, $e=e_{\max}$

сопровождается уменьшением расхода. Остальная часть живого сечения щели, высота зазора в которой больше максимального размера частиц загрязнений, зарастать не будет¹. Элементарный расчет для эксцентричных щелей, выполненный по формуле (25), показал (рис. 13), что если положить предельный размер зазора $h=20$ мкм, при котором еще происходит облитерация, то зона зарастаемой щели при $h_0=25$ мкм занимает $2\theta=157^\circ$ С, а при $h_0=30$ мкм $2\theta=140^\circ$. Так как доля площади живого сечения, забитой частицами загрязнений у щели с $h_0=25$ мкм, больше, чем у щели с $h_0=30$ мкм, то и относительный расход у последней щели больше, чем у щели с $h_0=25$ мкм. Течение жидкости при «стабилизации» расхода носит неустойчивый характер: расход на какое-то время становится несколько меньше среднего, затем скачком повышается и снова падает, и так продолжается непрерывно. По-видимому, в щели там, где заканчивается процесс облитерации, рыхлые грязевые образования периодически смываются потоком. Кольцевая щель с $h_0=10$ мкм будет зарастать полностью и при концентричном и эксцентричном расположении плунжера в гильзе.

При проливке через круглые отверстия жидкости АМГ-10 и керосина, очищаемых фильтрами 12ГФ-5С, устойчивый характер течения в диапазоне давления от 1 до 60 МПа был получен у образцов с диаметром, превышающим 0,15 мм. При меньшем диаметре отверстий характер первоначального течения нарушался, расход ступенями уменьшался и за несколько минут течение могло прекратиться совсем.

¹ Подобные рассуждения справедливы лишь для жидкостей, не образующих на стенках каналов фиксированных слоев полярно-активных молекул, таких как керосин, бензин, глицерин. Большинство же минеральных масел вследствие взаимодействия полей, излучаемых стенками каналов с жидкостью, образует на поверхности каналов граничные слои, уменьшающие живое сечение щели.

5. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ

Влияние перепада давления на процесс облитерации щелевого уплотнения изучали для масла АМГ-10 и керосина. Жидкость проливали через плоские щели высотой 10 и 14 мкм при перепадах давления 1,0; 2,0; 5,0; 10,0 МПа в течение 30 мин. Как и ожидали (рис. 14), интенсивность уменьшения расхода с увеличением перепада давления увеличивается. Это вызвано, вероятно, тем, что больший перепад давления у щели приводит к большему начальному расходу через щель. При этом ускоряется процесс напластования адсорбированных слоев полярных молекул и увеличивается число частиц загрязнений, задерживаемых в щели в единицу времени. Опыты показали, что расход уменьшается в начале проливки более интенсивно, чем в последующее время.

Интересную картину течения наблюдали при изменении перепада давления (рис. 15). Течение началось при $\Delta p=10$ МПа. Как и обычно, расход при этом начал плавно уменьшаться. Затем после 1 ч непрерывной проливки, когда течение через щель практически прекратилось, за время ~ 3 с перепад давления на щели был увеличен до 12 МПа. Это привело к резкому увеличению расхода, после чего щель снова начала зарастать. Подобную картину наблюдали и при последующем увеличении перепада давления до 14,0 МПа, а затем и 16,0 МПа. По-видимому, плотность наслоений, приводящих к зарастанию щели, пропорциональна перепаду давления. Быстрое увеличение перепада давления приводило к частичному разрушению грязевого наслоения, которое впоследствии образовывалось вновь, но было более прочным, чем ранее, и способным сдерживать больший напор жидкости. Определенную роль в разрушении грязевых наслоений, вероятно, играет и некоторое увеличение размера h из-за деформации деталей, образующих стенки канала.

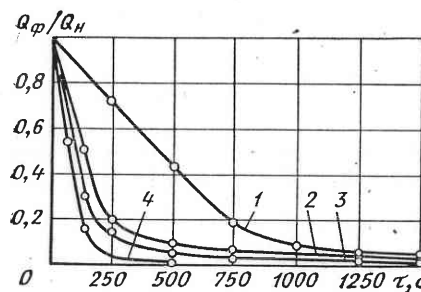


Рис. 14. Влияние перепада давления на относительный расход жидкости АМГ-10 ($h=10$ мкм):
 1 — $\Delta p=1$ МПа; 2 — $\Delta p=2$ МПа; 3 — $\Delta p=5$ МПа; 4 — $\Delta p=10$ МПа

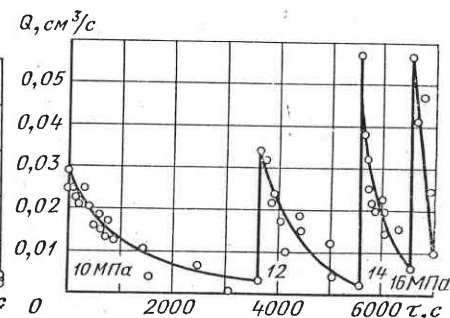


Рис. 15. Характер изменения расхода жидкости через плоскую щель с $h=10$ мкм при периодическом и быстром увеличении перепада давления

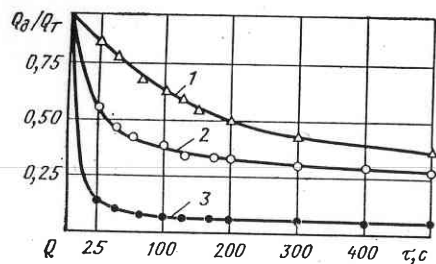


Рис. 16. Зависимость относительного расхода жидкости от времени для различных температур ($h=10$ мкм, $\Delta p=5,0$ МПа):
1 — 50°C ; 2 — 75°C ; 3 — 100°C

6. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Повышение температуры жидкости приводит к уменьшению ее вязкости, а значит, и к увеличению утечек через зазоры щелевых уплотнений. Если придерживаться гипотезы механического забивания микронных каналов уплотнений загрязнениями жидкости, то с увеличением температуры процесс облитерации каналов должен ускориться. Это и подтвердили результаты экспериментов.

На рис. 16 показана зависимость относительного расхода керосина от времени при различных температурах жидкости. Приведены результаты проливок через плоскую щель с высотой зазора 10 мкм при перепаде давления 5,0 МПа. Из графиков видно, что чем выше температура жидкости, тем интенсивнее идет процесс облитерации щели и тем быстрее уменьшается расход.

7. ВЛИЯНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ ДВИЖЕНИЙ ПЛУНЖЕРА

Из практики известно, что если детали, образующие капиллярный канал, после того как они находились в покое под давлением жидкости, привести в движение относительно друг друга, то утечки через щель возрастут. Очевидно, при перемещении деталей происходит разрушение рыхлых пластов из ориентированных молекул, при этом также из зазора вымываются частички загрязнений. Эксперименты для определения влияния осциллирующих (возвратно-поступательных) движений на изменение расхода жидкости через кольцевые щели выполняли с плунжерами диаметром 12 и 25 мм. К образцам под давлением 10; 20; 30 и 40 МПа подводили масло АМГ-10 и керосин. Непрерывно в процессе эксперимента измеряли утечки: в одном случае при неподвижном плунжере, в другом — при постоянных осциллирующих колебаниях плунжера в гильзе с частотой 1, 6, 20 и 60 Гц и амплитудой $\sim 0,5-0,8$ мм. При осциллировании утечка оставалась стабильной в течение всего эксперимента, который длился 40 мин. При неподвижном плунжере утечка уменьшалась. При осциллирующем плунжере расход оказался меньшим, чем при неподвижном плунжере. Это, видимо, объясняется тем, что колеблющийся плунжер, в отличие от неподвижного, занимает в гильзе положение, близкое к концентричному, при котором утечки минимальны, что следует из формулы (2).

Заканчивая рассмотрение вопросов, связанных с явлением облитерации, дадим несколько советов, которые следует учитывать в

практике приемо-сдаточных испытаний гидроагрегатов со щелевыми уплотнениями.

Учитывая, что расход жидкости при течении через щели микронных размеров, обычно изменяется со временем, при оценке герметичности следует использовать среднюю величину расхода, измеренную в течение нескольких минут. В технических условиях на испытание необходимо оговаривать, через какое время после подвода давления к агрегату следует начинать измерение утечек. Для восстановления утечек (расхода) заросшей щели необходимо детали, образующие щель, привести в движение с относительным перемещением. Такой же эффект дает ступенчатое увеличение перепада давления на щели. Целесообразнее всего измерение расхода начинать сразу же после нескольких переключений агрегата.

Утечку при испытаниях следует измерять при условиях, соответствующих работе агрегата при эксплуатации, т. е. при рабочем давлении и температуре. Необходимо учитывать также, что фактический расход будет значительно отличаться от опытного, если степень фильтрации жидкости в стенде и реальная в гидросистеме отличается.

При проведении приемо-сдаточных испытаний гидроагрегатов рекомендуется использовать рабочую жидкость, отвечающую всем требованиям технических условий; исключение может быть сделано только в тех случаях, когда можно доказать нечувствительность гидравлического механизма к изменениям того или иного свойства жидкости.

Для устранения или значительного снижения интенсивности облитерации каналов и достижения устойчивых расходов необходима тщательная фильтрация жидкости, следует также применять жидкости, не образующие на стенках каналов полимолекулярные слои полярно-активных молекул. Тонкость фильтрации должна быть такой, чтобы в очищенной жидкости не было частиц размером равным и более высоты зазора. Стабильный расход можно получить при течении через зазоры плунжерных пар, совершающих осциллирующие движения.

Глава III

УПЛОТНЕНИЯ С ПЛОСКИМИ ЩЕЛЯМИ

Бесконтактные уплотнения в виде плоских щелей используются в распределительных устройствах гидроагрегатов, а также в насосах и гидромоторах.

Щель может иметь постоянную высоту зазора, но может быть конусной. Конусность щели обычно является следствием несовершенства изготовления и неравномерного износа деталей при эксплуатации.

Утечку жидкости через конусную щель рассчитывают по формуле (1), в которой за величину зазора принимают среднюю величину

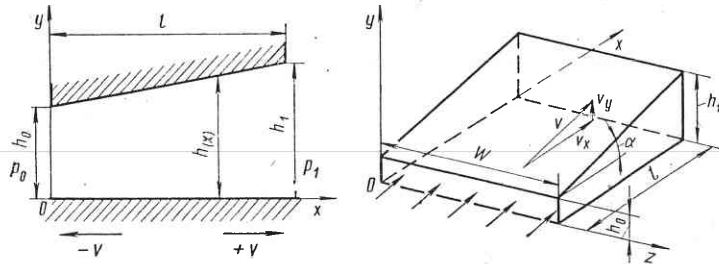


Рис. 17. Схема плоской конусной щели

ну, определяемую из выражения $h_{cp} = \frac{h_1 + h_2}{2}$. Здесь h_1 и h_2 — соответственно величина зазора на входе и на выходе из щели. Эксперименты показали, что расчет уплотнений по h_{cp} справедлив лишь для конусных щелей с малыми углами конусности, не превышающими $0^\circ 20'$. При больших значениях угла конусности расчет утечки по h_{cp} оказывается завышенным, если щель расширяется, и заниженным, если щель сужается. Расхождения возрастают по мере увеличения конусности. Так, у расширяющейся в направлении утечки щели с углом конусности, равным 2° , фактический расход может быть меньше расчетного по h_{cp} в 8—10 раз.

Рассмотрим движение жидкости в плоской конусной щели, образованной двумя непроницаемыми стенками, одна из которых (рис. 17) — нижняя неограниченной длины — перемещается с постоянной скоростью $\pm v$. Определив закономерность распределения давления и скорости потока в зазорах плоских конусных щелей, получим формулы для расчета расхода (утечки) и силы трения, действующей на стенки, образующие щель. Жидкость в щели движется под действием перепада давления и силы трения о подвижную стенку.

В прямоугольной системе координат ось Ox направим по течению, совместив ее с одной из плоских стенок, ось Oy — вертикально и ось Oz — поперек (рис. 17).

Введем обозначения: W , l — ширина и длина щели; v_x , v_y , v_z — проекция скорости потока на соответствующие оси; $h(x)$ — переменный зазор; h_0 , h_1 , p_0 , p_1 — соответственно размеры зазора и давление жидкости на входе и выходе из щели; $\Delta p = p_0 - p_1$ — перепад давления; $\bar{p} = p/\Delta p$, $\bar{p}_0 = p_0/\Delta p$, $\bar{p}_1 = p_1/\Delta p$ — относительная величина давления; $\text{tg } \alpha = m = (h_1 - h_0)/l$ — конусность щели; $k = (h_1 - h_0)/h_0$ — некоторый параметр, определяющий конусность щели, который с конусностью m связан соотношением

$$ml = kh_0. \quad (26)$$

Направление конусности по течению жидкости определяется знаком параметров k и m . Для расширяющихся щелей $m > 0$ и $k > 0$, для сужающихся — $m < 0$ и $k < 0$. Значение параметра k может меняться $-1 \leq k \leq \infty$. При $k = -1$ границы сужающейся щели смыка-

ются и течение жидкости прекращается, а при $k = \infty$ имеет место течение жидкости через отверстие в тонкой стенке.

Движение жидкости в щели предполагаем изотермическим, ламинарным и установившимся, а жидкость несжимаемой с постоянной вязкостью. Считаем, что размер щели, а также очистка жидкости от частиц загрязнений таковы, что нет облитерации каналов. Решение выполним для малых углов конусности и зазоров. Длина и ширина канала много больше зазора, т. е. $l \gg h$ и $W \gg h$, а размеры зазора не изменяются от действия давления. Для определения искомых закономерностей воспользуемся приближенными уравнениями Навье-Стокса и неразрывности потока, записанными в виде (7).

Граничными условиями для скоростей являются равенства скорости частиц жидкости и поверхностей, ограничивающих поток жидкости. При $y=0$ $v_x = \pm U$, $v_y = 0$, при $y = h(x) = h_0(1 + k \frac{x}{l}) = h_0(1 + k\bar{x})$ $v_x = 0$, $v_y = 0$. Граничные условия для давлений: при $x=0$ $p = p_0$, при $x=l$ $p = p_1$.

Проинтегрировав первое уравнение (7) дважды по y , получаем

$$v_x(x, y) = \frac{1}{2\nu\rho} \frac{dp}{dx} y^2 + A_1(x)y + A_2(x).$$

Из значения скоростей на границах определяем произвольные функции $A_1(x)$, $A_2(x)$. Таким образом, закономерность распределения скорости

$$v_x(x, y) = \frac{1}{2\nu\rho} (y^2 - hy) \frac{dp}{dx} \pm \frac{U}{h} (h - y). \quad (27)$$

Для определения $p(x)$ обратимся к уравнению неразрывности (7). Интегрируя это уравнение по y в пределах $h_1(x) \leq y \leq h_2(x)$, получим

$$p(x) = \pm 6\nu\rho U \int \frac{dx}{h^2(x)} - 12\nu\rho C_1 \int \frac{dx}{h^3(x)} + C_2, \quad (28)$$

где h — переменный зазор:

$$h = h_0(1 + k\bar{x}). \quad (29)$$

Здесь $\bar{x} = \frac{x}{l}$, $\bar{x} = 0$ — на входе в щель, $\bar{x} = 1$ — на выходе из щели.

1. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ЩЕЛЯХ

Закономерность изменения давления в щелях можно получить, интегрируя уравнение (28), используя граничные условия, когда при $\bar{x} = 0$ $p(\bar{x}) = p_0$ и при $\bar{x} = 1$ $p(\bar{x}) = p_1$. Опуская элементарные выкладки для определения C_1 и C_2 , получим

$$\bar{p}(\bar{x}) = \bar{p}_0 - \frac{(1+k)^2}{2+k} \frac{2\bar{x} + k\bar{x}^2}{(1+k\bar{x})^2} + q_v \frac{k\bar{x}(\bar{x}-1)}{(1+k\bar{x})^2(2+k)}. \quad (30)$$

Здесь $\bar{p}(\bar{x}) = \frac{p(\bar{x})}{\Delta p}$; $\bar{p}_0 = \frac{p_0}{\Delta p}$; $q_v = \frac{6\nu\mu l U}{h_0^2 \Delta p}$.

Оказалось, что для используемых в современных гидросистемах рабочих жидкостей и давлений и применяемых в щелевых уплотнениях размеров зазоров и скоростей передвижения стенки величина безразмерного параметра q_v может изменяться: $q_v = \pm 10$.

Рассмотрим несколько частных случаев течения.

1. Щель образована параллельными стенками ($h = \text{const}$, $k = 0$). Одна из стенок движется со скоростью $v_{ст} \neq 0$, жидкость находится под действием перепада давления, т. е. $\Delta p \neq 0$. В таком случае закономерность изменения давления (30) запишется в виде соотношений

$$\bar{p}(\bar{x}) = \bar{p}_0 - \bar{x} \quad \text{или} \quad p(x) = p_0 - \frac{x}{l} \Delta p. \quad (31)$$

Из (31) следует, что изменение давления в щели происходит по линейному закону от давления p_0 , подводимого к щели, до давления p_1 на выходе из щели независимо от того, движется стенка щели или нет. Величина давления в произвольной точке щели зависит лишь от давления p_0 и p_1 и относительной координаты точки $\bar{x} = x/l$ и не зависит от размера зазора h .

2. У щели с параллельными стенками $h = \text{const}$ подвижна граница $v_{ст} = 0$, но отсутствует напорное течение, т. е. $\Delta p = p_0 - p_1 = 0$. При этом давление в любом сечении зазора уплотнения равно давлению на границах $p(x) = p_0 = p_1$.

3. Конусная щель $k \neq 0$ образована неподвижными стенками $v_{ст} = 0$, $q_v = 0$, течение жидкости происходит вследствие перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1 \neq 0$. Подставив заданные значения в формулу (30), получим

$$\bar{p}(\bar{x}) = \bar{p}_0 - \frac{(1+k)^2}{2+k} \frac{2\bar{x} + k\bar{x}^2}{(1+k\bar{x})^2}. \quad (32)$$

Из (32) следует, что давление вдоль щели зависит не только от p_0 , p_1 , \bar{x} , но и от размера входного зазора h_0 и конусности k . На рис. 18 представлена графическая зависимость изменения относительной величины давления $\bar{p}(\bar{x}, k) = p/\Delta p$ вдоль щели. В расчете принято: давление жидкости у входа в канал $p = p_0$, на выходе из канала $p = p_1 = 0$, т. е. $\Delta p = p_0$, длина щели $l = 10$ мм, входной зазор $h_0 = 20$ мкм. Изменение конусности щели происходило вследствие изменения выходного зазора $h_1 = 0 \div 120$ мкм. Значение $m = \text{tg } \alpha = 0,01$ соответствует углу $\alpha = 0^\circ 35'$ и конусности $k = 5$.

При $m < 0$ (сужающиеся щели, рис. 18, б) изменение давления в щели выражается выпуклыми кривыми, а при $m > 0$ (расширяющиеся щели, рис. 18, а) — вогнутыми. Границей раздела этих кривых является прямая линия, полученная для параллельной щели. Из графика следует, что чем больше конусность при неизменном входном зазоре, тем значительнее проявляется отклонение измене-

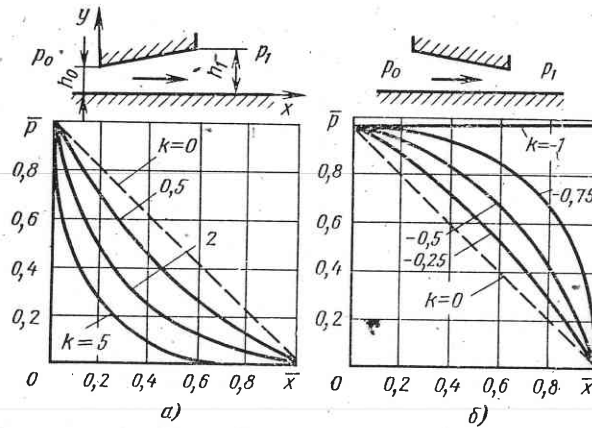


Рис. 18. График зависимости $\bar{p} = f(\bar{x}, k)$ в конусных щелях при напорном течении $\Delta p \neq 0$, $p_1 = 0$, $v_{ст} = 0$, $h_0 = \text{const}$, $h_1 = \text{var}$:
а — щель расширяющаяся; б — щель сужающаяся

ния давления от прямолинейной зависимости. При $k = -1$ верхняя и нижняя границы щели смыкаются и тогда давление в любой точке щели становится равным подводимому давлению.

4. Безнапорное движение в конусной щели с подвижной стенкой ($\Delta p = 0$, $p_0 = p_1$, $v_{ст} \neq 0$, $k \neq 0$). При указанных условиях закономерность изменения давления запишется

$$p(\bar{x}) = p_0 \pm \frac{6\nu\mu l v_{ст}}{h_0^2} \frac{k\bar{x}(\bar{x}-1)}{(2+k)(1+k\bar{x})^2}. \quad (33)$$

Для получения зависимости (33) в безразмерном виде поделим левую и правую части уравнения на p_0 , тогда

$$\bar{p}^0(\bar{x}) = 1 \pm \frac{q_{v_0} k \bar{x} (\bar{x}-1)}{(2+k)(1+k\bar{x})^2}, \quad (33a)$$

где $q_{v_0} = \pm \frac{6\nu\mu l v_{ст}}{p_0 h_0^2}$ — безразмерный параметр; $\bar{p}^0(\bar{x}) = \frac{p(\bar{x})}{p_0}$.

На рис. 19 приведены расчетные кривые изменения относительного давления $\bar{p}^0 = f(\bar{x})$ в конусных щелях с подвижной стенкой. При движении стенки в направлении меньшего зазора (рис. 19, а) расчеты выполняли для $q_{v_0} = 5 = \text{const}$ и трех значений параметров конусности $k = 1, 0, 2, 0$ и 10.

При движении стенки в сторону увеличивающегося зазора (рис. 19, б) сохраняется неизменным значение конусности $k = 1$, но переменным становится параметр q_{v_0} , что достигается изменением скорости движения стенки $v_{ст}$. Для обоих случаев течения характерно наличие экстремума. При движении стенки щели в сторону меньшего зазора давление внутри щели сначала увеличивается, достигая

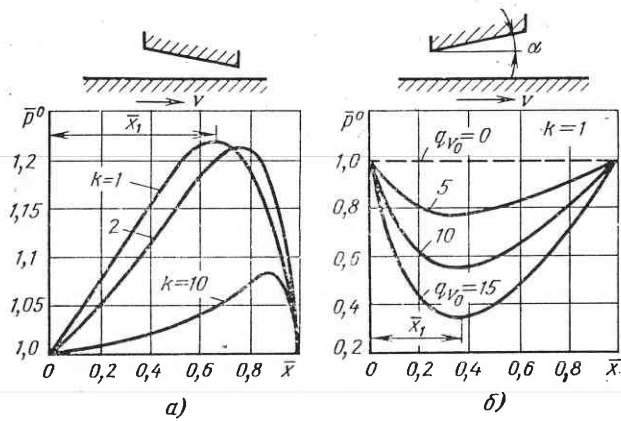


Рис. 19. График зависимости $\bar{p}^0 = f(\bar{x}, k)$ в конусных щелях при фрикционном течении $v \neq 0$, $\Delta p = 0$, когда стенка движется в сторону меньшего зазора (а) и в сторону большего зазора (б)

максимума, затем уменьшается до p_0 . В щели возникает избыточное давление, создающее поддерживающую силу. Формула (33) показывает, что малый зазор h_0 позволяет получить довольно высокое давление в щели.

При движении нижней стенки в направлении увеличивающегося зазора (см. рис. 19, б) давление внутри щели вначале понижается, а затем возрастает до p_0 . Координату точки экстремума давления можно определить, пользуясь известным приемом. В точке экстремума $dp/dx = 0$. Используя (33), получим

$$x_1 = \frac{l}{2+k}; \quad \bar{x}_1 = \frac{1}{2+k}. \quad (34)$$

Теоретически при движении нижней стенки щели в направлении увеличивающегося зазора внутри щели при некоторых условиях давление может достигнуть полного вакуума. Зависимость между скоростью движения стенки $v_{ст.кр}$ параметром конусности k , длиной щели l , вязкостью ν и начальным давлением p_0 , при которых достигается вакуум, можно определить, если в уравнении (33) положить $p = 0$, $x = l/(2+k)$:

$$v_{ст.кр} = \frac{2p_0 h_0^2 (1+k)(2+k)}{3\nu l k}. \quad (35)$$

Однако в реальных условиях давление в щели никогда не достигнет нуля, так как оно ограничивается объемной прочностью жидкости. В гидравлических расчетах обычно считают, что наименьшее давление, которое может быть достигнуто в жидкости, равно или близко к давлению ее насыщенных паров при данной температуре. При работе подшипника скольжения жидкость в тонком слое зазо-

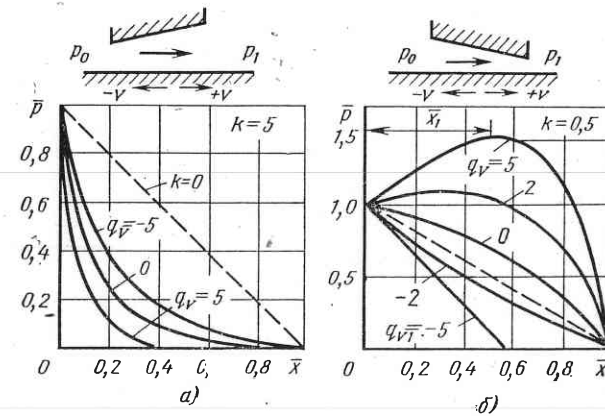


Рис. 20. Схема распределения давления в конусных щелях при совместном действии перепада давления $\Delta p \neq 0$ и движении стенки со скоростью $\pm v_{ст}$

ра нагревается, что снижает ее вязкость и повышает давление насыщенных паров.

5. Движение жидкости в конусных щелях происходит под действием суммарного эффекта — перепада давления Δp и фрикционного воздействия подвижной стенки канала.

Закономерность изменения давления определяется выражением (30). Картина изменения давления в щелях показана на рис. 20. Расчеты выполнены для параметров конусности $k=5$ и $k=-0,5$. Перепад давления на щели в расчетах принимали $\Delta p = p_0$, что возможно при $p_1 = 0$. На графике рис. 20, а напорное течение жидкости, вызванное перепадом давления Δp , происходит в сторону увеличения зазора h . Давление вдоль щели быстро уменьшается, и когда стенка будет двигаться также в направлении расширяющегося зазора, давление может достигнуть нулевого значения. При течении жидкости в сторону уменьшения зазора h и совпадения направления движения стенки с потоком интенсивность падения давления вдоль стенки снижается, а при достаточно большой скорости $v_{ст}$ движения стенки давление внутри щели может даже возрастать и превосходить значение подводимого давления p_0 . Координату $\bar{x} = x_1/l$, соответствующую максимальному значению давления в сужающемся зазоре, находят из условия $dp/dx = 0$:

$$\bar{x}_1 = \frac{1}{k} \left[\frac{2(1+k)}{2+k} \left(\frac{1+k}{q_v} + 1 \right) - 1 \right]. \quad (36)$$

Если же стенка движется против потока от перепада давления Δp , то при некоторой скорости $v_{ст}$ давление внутри щели может уменьшиться до нуля.

2. СКОРОСТЬ ПОТОКА В ЗАЗОРАХ

Для определения закономерности изменения скорости потока в зазорах бесконтактных уплотнений необходимо в уравнение (27) подставить значение dp/dx .

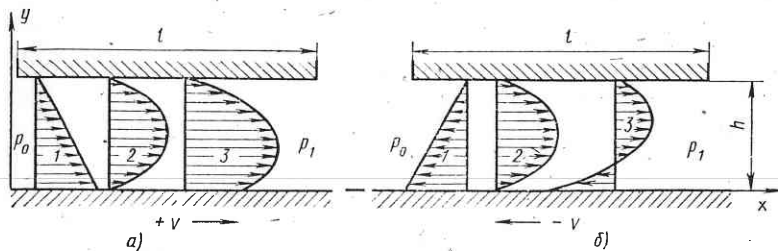


Рис. 21. Распределение скорости в плоской щели $h = \text{const}$ при движении потока под действием перепада давления и сил трения подвижной стенки: а — стенка движется вправо; б — стенка движется влево (1 — эпюра фрикционного течения; 2 — эпюра напорного течения; 3 — суммарная эпюра)

Ниже приведены результаты решений для различных случаев течения.

1. Для фрикционного течения в щели с параллельными стенками ($v_{ст} \neq 0, k=0, \Delta p=0$) давление в щели не изменяется, т. е. $dp/dx=0$. Закон распределения скорости потока в щели (рис. 21) получен линейным в виде соотношения

$$v_x = \pm \frac{v_{ст}}{h} (h - y). \quad (37)$$

2. Для напорного течения в щели с параллельными и неподвижными стенками ($\Delta p \neq 0, v_{ст}=0, k=0$). Значение производной $\frac{dp}{dx} = -\frac{\Delta p}{l}$, а выражение для определения скорости потока принимает вид

$$v_x = -\frac{\Delta p}{2\nu\rho l} (y^2 - hy). \quad (38)$$

Это параболическое распределение скорости имеет максимум в центре сечения при $y = h/2$:

$$v_{\max} = \frac{h^2 \Delta p}{8\nu\rho l}.$$

3. Для напорного течения в щели с параллельными стенками $h = \text{const}$ при подвижной стенке ($\Delta p \neq 0, v_{ст} \neq 0, k=0$):

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\Delta p}{l}; \quad v_x = -\frac{\Delta p}{2\nu\rho l} (y^2 - hy) \pm \frac{v_{ст}}{h} (h - y). \quad (39)$$

Когда направление движения стенки совпадает с направлением течения жидкости, скорости складываются, при движении стенки навстречу потоку скорости вычитаются. Поэтому всегда поток будет иметь два направления течения; возле подвижной стенки частицы жидкости, увлекаемые трением, движутся в направлении движения стенки, а в остальной части щели — в обратном направлении. Для определения границы изменения направления потока в урав-

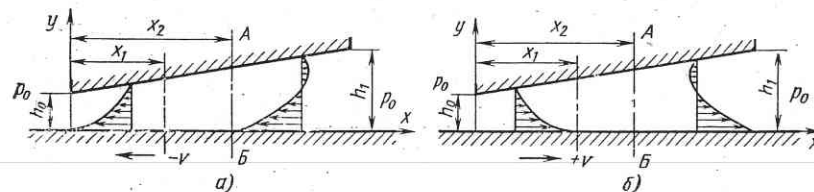


Рис. 22. Схема распределения скорости с конусной щели при движении стенки (безнапорное течение) в направлении уменьшающегося зазора (а) и увеличивающегося зазора (б)

нении (39) приравняем $v_x = 0$:

$$y_1 = -\frac{2\nu\rho l v_{ст}}{\Delta p h}, \quad (40)$$

т. е. координата границы зависит от скорости движения стенки $v_{ст}$, величины перепада давления Δp , высоты зазора h и вязкости жидкости ν .

4. Для фрикционного течения в конусной щели при движении стенки со скоростью $\pm v_{ст}$, $\Delta p=0, k \neq 0$ и использовании зависимости (33), получим

$$\frac{dp}{dx} = \pm \frac{6\nu\rho k v_{ст}}{h_0^2 (2+k)} \frac{\bar{x} (2+k) - 1}{(1+k\bar{x})^3}. \quad (41)$$

Заметим, что при фрикционном течении в конусной щели жидкость движется в направлении возрастающего давления: у сужающейся щели это происходит до сечения с координатой \bar{x}_1 , где давление достигает максимального значения (см. рис. 19, а), у расширяющейся щели — справа от сечения, где после достижения минимума давление в щели начинает увеличиваться (см. рис. 19, б). Вследствие этого, начиная с некоторого сечения AB , определяемого абсциссой \bar{x}_2 (рис. 22), движение жидкости вблизи верхней наклонной стенки будет происходить в направлении, противоположном движению нижней подвижной стенки. Математически это, очевидно, может быть охарактеризовано тем, что в сечении AB производная $\frac{dv_x}{dy}$ при $y=h$ меняет свой знак. Следовательно, в точке с координатой \bar{x}_2 будем иметь $\left. \frac{dv_x}{dy} \right|_{y=h} = 0$. Используя (27), определим

$$\left. \frac{dv_x}{dy} \right|_{y=h} = \left| \frac{1}{2\nu\rho} (2y - h) \frac{dp}{dx} \mp \frac{v_{ст}}{h} \right|_{y=h} = \frac{h}{2\nu\rho} \frac{dp}{dx} \mp \frac{v_{ст}}{h} = 0,$$

откуда с помощью (41) будем иметь

$$\bar{x}_2 = \frac{1+2k}{k(2+k)} \quad \text{или} \quad x_2 = \frac{(1+2k)l}{k(2+k)}. \quad (42)$$

Из (42) следует, что уменьшение конусности щели приводит к увеличению значения координаты x_2 . Поскольку щель имеет конеч-

ные размеры, то значение координаты x_2 может выходить за пределы щели, т. е. область противотока в щели может не возникать. Минимальное значение параметра конусности k , когда в щели возникает течение, противоположное направлению подвижной стенки, может быть определено из соотношений: для расширяющихся щелей $\bar{x}_2 = 1 = \frac{1+2k}{k(2+k)}$, откуда $k=1$, для сужающихся щелей $\bar{x}_2 = 0 = \frac{1+2k}{k(2+k)}$, откуда $k = -0,5$.

Таким образом, фрикционное течение в конусных щелях, когда жидкость движется только в одном направлении, возможно при значениях конусности $-0,5 \leq k \leq 1$. Во всех остальных случаях в щели поток будет иметь два противоположных направления течения.

5. Напорное течение в конусной щели при неподвижных стенках ($\Delta p \neq 0$, $v_{ст} = 0$, $k \neq 0$). Дифференцирование выражения (30) дает значение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{(1+k)^2}{2+k} \frac{2\Delta p}{l(1+kx)^3}. \quad (43)$$

Закономерность изменения скорости потока при этом определяется уравнением

$$v_x = \frac{(1+k)^2}{2+k} \frac{\Delta p}{\nu \rho l (1+kx)^3} (y^2 - hy). \quad (44)$$

6. Более сложной будет картина изменения скорости потока в конусной щели с подвижной стенкой при наличии еще и напорного течения под действием перепада давления $\Delta p \neq 0$, $k \neq 0$, $v \neq 0$. При этом

$$\frac{dp}{dx} = \left\{ q_v - \frac{2(1+k)}{(2+k)(1+kx)} [(1+k) + q_v] \frac{\Delta p}{l(1+kx)^2} \right\}. \quad (45)$$

Когда направление движения подвижной стенки противоположно потоку, вызванному перепадом давления Δp , возле подвижной стенки частицы жидкости, увлекаемые силами трения, движутся вместе со стенкой. Наличие двух противоположных потоков внутри щели может быть и для случая, когда направление движения подвижной стенки совпадает с направлением напорного течения. Это вызвано повышением давления внутри зазора (см. рис. 20, б). Полагаем, что направление потока изменяется в том сечении, где у стенки производная скорости будет менять свой знак, т. е. $\frac{\partial v_x}{\partial y} \Big|_{y=h} = 0$.

Используя уравнение (27), найдем для определения координаты x_2 , при котором происходит изменение направления потока, уравнение $\frac{dp}{dx} \pm \frac{2\nu\rho v_{ст}}{h^2} = 0$, подставив в которое значение $\frac{dp}{dx}$, получим

$$\bar{x}_2 = \frac{1}{k} \left[\frac{3(1+k)}{2+k} \left(\frac{1+k}{q_v} + 1 \right) - 1 \right]. \quad (46)$$

Увеличение параметра q_v , равно как и увеличение параметра k , приводит к уменьшению координаты \bar{x}_2 . Изменение направления потока в щели нежелательно, так как при этом создается неустойчивое течение жидкости. Поэтому значение координаты \bar{x}_2 в расширяющейся щели должно выходить за пределы щели, т. е. должно быть $\bar{x}_2 > 1$. Если в уравнение (46) положить $\bar{x}_2 = 1$, то зависимость между параметрами k и q_v , при которых в расширяющейся щели не возникает изменение направления потока, запишется так:

$$q_v \leq \frac{3(1+k)}{k-1}. \quad (47)$$

Зависимость (47) позволила очертить границы однонаправленного течения в расширяющихся щелях (рис. 23). При уменьшении угла наклона верхней стенки щели значение параметра q_v , при котором происходит изменение направления течения, увеличивается и при $k \rightarrow 1$ $q_v \rightarrow \infty$. В сужающихся щелях изменение направления потока возможно лишь при значениях параметра конусности $k > |-0,5|$. Если положить $\bar{x}_2 = 0$, то зависимость между параметрами k и q_v , при которых в сужающихся щелях не возникает изменение направления потока, будет

$$q_v = -\frac{3(1+k)^2}{1+2k}. \quad (48)$$

При $k \rightarrow |-0,5|$ $q_v \rightarrow \infty$.

3. СИЛА ДАВЛЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА СТЕНКИ ЩЕЛИ

Сила давления в зазорах стремится раздвинуть стенки (раскрыть уплотняющие поверхности). Полагая, что угол между стенками, ограничивающими зазор, мал, будем считать косинус его равным единице. Силу давления находят интегрированием давления в зазоре

$$F = W \int_0^l p(x) dx.$$

Здесь l и W — соответственно длина и ширина щели. Воспользуемся зависимостями $\bar{p}(\bar{x}) = \frac{p(\bar{x})}{\Delta p}$; $\bar{x} = \frac{x}{l}$; $d\bar{x} = \frac{dx}{l}$, тогда $F = Wl\Delta p \int_0^1 \bar{p}(\bar{x}) d\bar{x}$.

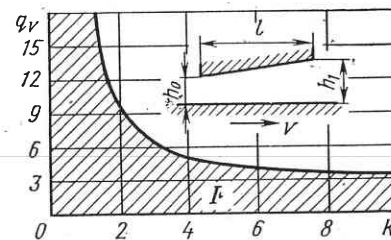


Рис. 23. Граница безотрывного течения в конусных щелях при движении стенки в направлении увеличивающегося зазора и напорного течения $\Delta p \neq 0$, $k \neq 0$, $v_{ст} \neq 0$:
1 — область однонаправленного течения

При интегрировании использовали выражение (30) и получили решение

$$F = Wl\Delta p \left\{ \bar{p}_0 - \frac{1+k}{2+k} + \frac{qv}{k} \left[\frac{2}{2+k} - \frac{\ln(1+k)}{k} \right] \right\}. \quad (49)$$

Для удобства анализа и расчетов введем безразмерный параметр, представляющий собой отношение действующей силы F к силе давления Δp на площадь Wl :

$$\bar{F} = \frac{F}{Wl\Delta p} = \bar{p}_0 - \frac{1+k}{2+k} + \frac{qv}{k} \left[\frac{2}{2+k} - \frac{\ln(1+k)}{k} \right]. \quad (50)$$

С учетом этого значения силы давления на стенку

$$F = \bar{F}Wl\Delta p. \quad (51)$$

Абсциссу точки приложения равнодействующей силы давления в щели x_p можно определить из условия равенства ее момента относительно начала координат моменту сил давления, взятому также относительно начала координат:

$$Fx_p = W \int_0^l p(x) x dx \quad \text{или} \quad \bar{F}\bar{x}_p = \int_0^1 \bar{p}(\bar{x}) \bar{x} d\bar{x},$$

откуда

$$\bar{x}_p = \frac{\int_0^1 \bar{p}(\bar{x}) \bar{x} d\bar{x}}{\bar{F}}, \quad (52)$$

где $\bar{x}_p = x_p/l$.

Используя уравнения (49), (50) и (52), определим значения параметра \bar{F} , силы F , действующей на стенку и координату \bar{x}_p приложения силы для частных случаев.

1. Щель образована неподвижными параллельными стенками, течение напорное ($k=0, v_{ст}=0; \Delta p \neq 0$).

Безразмерный параметр

$$\bar{F} = \bar{p} - 0,5. \quad (53)$$

Сила давления на стенку

$$F = Wl \frac{p_0 + p_1}{2}. \quad (54)$$

Абсцисса точки приложения силы F

$$\bar{x}_p = \frac{3\bar{p}_0 - 2}{3(2\bar{p}_0 - 1)}. \quad (55)$$

Так, когда $\bar{p}_0 = \frac{p_0}{\Delta p} = 1$, что возможно при $p_1 = 0$, точка приложения силы F находится на расстоянии $x_p = l/3$ от входа в щель. При $p_1 = 0,5p_0$ координата $\bar{x}_p = 4l/9$.

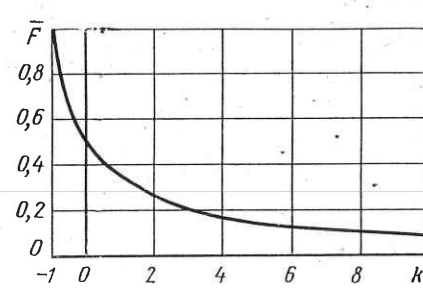


Рис. 24. График зависимости $\bar{F} = f(k)$ при напорном течении жидкости через конусную щель с неподвижными стенками

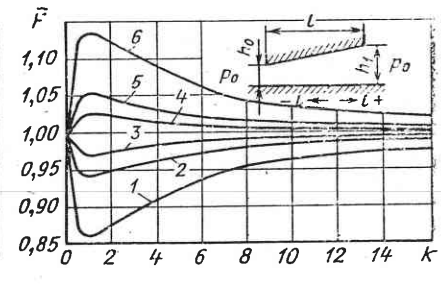


Рис. 25. График зависимости $\bar{F} = f(k, qv_0)$ при безнапорном течении жидкости через конусную щель с подвижной стенкой:

1 - $qv_0 = 5$; 2 - $qv_0 = 2$; 3 - $qv_0 = 1$; 4 - $qv_0 = -1$; 5 - $qv_0 = -2$; 6 - $qv_0 = -5$

2. Для фрикционного течения через щель с параллельными стенками ($v_{ст} \neq 0, \Delta p = 0, k = 0$)

$$\bar{F} = 1; F = Wl p_0 \quad \text{и} \quad x_p = 0,5l. \quad (56)$$

3. Конусная щель с неподвижными стенками, течение напорное ($\Delta p \neq 0, v_{ст} = 0, k \neq 0$):

$$\bar{F} = \bar{p}_0 - \frac{1+k}{2+k}; \quad (57)$$

$$F = Wl\Delta p \left(\bar{p}_0 - \frac{1+k}{2+k} \right). \quad (58)$$

График зависимости \bar{F} от параметра k приведен на рис. 24 при относительном давлении $\bar{p}_0 = p_0/\Delta p = 1$. Из графика следует, что \bar{F} у сужающихся щелей больше, чем у параллельной и расширяющейся. Максимальное значение $\bar{F}_{max} = 1$ будет при $k = -1$, т. е. когда выходной зазор $h_1 = 0$ и течения жидкости через щель нет. При этом давление по всей длине щели будет постоянным $p = p_0$, а сила $F_{max} = Wl p_0$. Абсцисса приложения силы F

$$x_p = \frac{0,5\bar{p}_0 - \frac{(1+k)^2}{k^2(2+k)} \left[\frac{k}{2} + \frac{1}{1+k} - \frac{1}{k} \ln(1+k) \right]}{\bar{p}_0 - \frac{1+k}{2+k}}. \quad (59)$$

Например, при $\bar{p}_0 = 1$ и течения жидкости через расширяющуюся щель с $k = 1$ $x_p = 0,294l$.

4. Безнапорное течение в конусной щели ($k \neq 0, v_{ст} \neq 0, \Delta p = 0$).
Безразмерный параметр

$$\bar{F} = 1 + \frac{qv_0}{k} \left[\frac{2}{2+k} - \frac{\ln(1+k)}{k} \right]. \quad (60)$$

Сила давления, действующая на стенку,

$$F = Wl\Delta p \left\{ 1 + \frac{q_{v_0}}{k} \left[\frac{2}{2+k} - \frac{\ln(1+k)}{k} \right] \right\}. \quad (61)$$

Зависимость значения безразмерного параметра \bar{F} от конусности щели и q_{v_0} приведена на рис. 25. При движении стенки в сторону уменьшения зазора \bar{F} по мере увеличения $|q_{v_0}|$ растет, при движении стенки в обратном направлении — падает. Функция $\bar{F} = f(k)$ имеет экстремум при $k=1,2$. При этом $\bar{F}_{\max} = 1 - 0,0267q_{v_0}$.

Точка максимума (минимума) давления находится на расстоянии $x_1 \approx 0,313l$ от входа в зазор.

Абсцисса приложения равнодействующей силы давления

$$\bar{x}_p = \frac{(2+k)k^3 + q_{v_0}[2(3+2k)\ln(1+k) - k(6+k)]}{2k\{(2+k)k^2 + q_{v_0}[2k - (2+k)\ln(1+k)]\}}. \quad (62)$$

Для $k=1, q_{v_0}=1, \bar{x}_p=0,51$. Для $k=1, q_{v_0}=10, \bar{x}_p=0,52$.

4. РАСХОД (УТЕЧКА) ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ЩЕЛЬ

$$Q = W \int_0^h v_x dy.$$

Используя зависимости (27), (45) и опуская выкладки, получим в окончательном виде формулу для определения расхода жидкости через конусные щели при наличии фрикционного и напорного течений

$$Q = \frac{Wh_0^3\Delta p(1+k)^2}{6\nu\mu l(2+k)} \left(1 + \frac{q_v}{1+k} \right). \quad (63)$$

Расход Q_0 через плоскую щель с параллельными и неподвижными стенками определим по зависимости (1).

Обозначим

$$\bar{Q} = \frac{2(1+k)^2}{2+k} \left(1 + \frac{q_v}{1+k} \right), \quad (64)$$

где \bar{Q} — отношение фактического расхода Q через щель к расходу через щель с параллельными и неподвижными стенками:

$$Q = Q_0 \bar{Q}. \quad (65)$$

Рассмотрим возможные случаи течения.

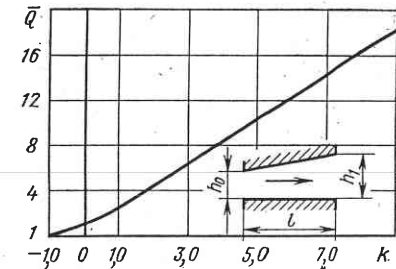
1. Щель образована неподвижными стенками, величина зазора постоянна, течение напорное ($v_{ст}=0, k=0, \Delta p \neq 0, \bar{Q}=1$).

Расход

$$Q_0 = \frac{Wh_0^3\Delta p}{12\nu\mu l}.$$

Рис. 26. Зависимость величины \bar{Q} от параметра k при напорном течении через щель с неподвижными стенками

$$\left[Q = 2 \left(k + \frac{1}{2+k} \right); k = \frac{h_1 - h_0}{h_0} \right]$$



2. Течение в зазоре вызвано движением стенки, величина зазора постоянна ($v_{ст} \neq 0, k=0, \Delta p=0$).

Расход через щель

$$Q = \pm \frac{Wh_0 v_{ст}}{2}. \quad (66)$$

3. Конусная щель с неподвижными стенками. Течение напорное ($k \neq 0, v_{ст}=0, \Delta p=0$).

Относительный расход

$$\bar{Q} = \frac{2(1+k)^2}{2+k}. \quad (67)$$

Расход через щель

$$Q = Q_0 \frac{2(1+k)^2}{2+k}. \quad (68)$$

Зависимость изменения \bar{Q} от параметра k приведена на рис. 26. Из графика и анализа формулы следует, что \bar{Q} по мере увеличения k повышается. При $k=-1$, что будет при $h_1=0, \bar{Q}=0$, а значит, и расход через щель $Q=0$.

4. Стенки щели параллельны $h=\text{const}, k=0$; движение жидкости через щель вызвано перепадом давления $\Delta p \neq 0$ и силами трения подвижной стенки ($v_{ст} \neq 0$):

$$\bar{Q} = 1 + q_v; \quad (69)$$

$$Q = Q_0(1 + q_v). \quad (70)$$

Если направление движения стенки совпадает с направлением утечки, вызванной перепадом давления Δp , то величина q_v — положительна, при обратном движении — отрицательна. Если $q_v = -1$, утечка через щель прекращается. При значении $q_v > |-1|$ в щели возникает поток, противоположный возможному течению от перепада давления.

5. Фрикционное течение через конусную щель ($v_{ст} \neq 0, k \neq 0, \Delta p=0$).

Расход через щель

$$Q = \pm \frac{Wh_0 v_{ст}(1+k)}{2+k}. \quad (71)$$

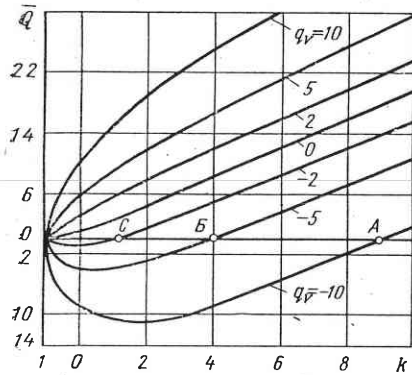


Рис. 27. График зависимости \bar{Q} от параметров k и q_v

6. Конусная щель, течение вызвано перепадом давления и силами трения подвижной стенки ($k \neq 0, \Delta p = 0, v_{ст} \neq 0$). При этом относительный расход \bar{Q} подсчитывают по формуле (64), а расход Q через щель — по (63). На рис. 27 приведены расчетные значения \bar{Q} для различных q_v и k . Из графика следует, что при движении границы навстречу потоку, вызванному перепадом давления Δp , для каждого значения k при некотором значении параметра q_v щель запирается, т. е. расход через щель становится равным нулю (точки А, Б, С). При дальнейшем увеличении $|q_v|$ в зазоре возникает обратное течение.

Определим, при каких значениях k и q_v относительный расход обращается в нуль. Для этого выражение (64) приравняем нулю:

$$\frac{2(1+k)^2}{2+k} \left(1 + \frac{q_v}{1+k}\right) = 0.$$

Исследуем это выражение. Нулевое значение функция может иметь при двух значениях: при $(1+k)^2 = 0$ и при $1 + \frac{q_v}{1+k} = 0$. Из первого значения найдем $k_{кр} = -1$, что согласуется с постановкой задачи. При $k = -1$ границы конусной щели смыкаются и течения через щель быть не может. Второе уравнение дает значение $k_{кр} = -(1+q_v)$. Пусть направление движения стенки совпадает с направлением напорного течения. Тогда q_v имеет положительные значения. В соответствии с принятым определением параметр $k = (h_1 - h_0)/h_0$, а зазор $h_1 = h_0(1+k) = h_0(-1 - q_v + 1) = -h_0 q_v$. Такого случая на практике быть не может. Следовательно, щель запирается, если параметр $q_v = -\frac{6\nu r v_{ст} l}{h_0^2 \Delta p}$ имеет отрицательное значение, т. е. когда стенка движется навстречу напорному течению.

Глава IV

УПЛОТНЕНИЯ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЩЕЛЯМИ

Большинство бесконтактных уплотнений гидроагрегатов представляет собой кольцевые щели между плунжером и гильзой. Для определения закономерностей течения жидкости в кольцевых щелях рассмотрим ламинарное изотермическое установившееся течение несжимаемой вязкой жидкости, возникшее под действием перепада давления и сил трения подвижной стенки. Щель образована

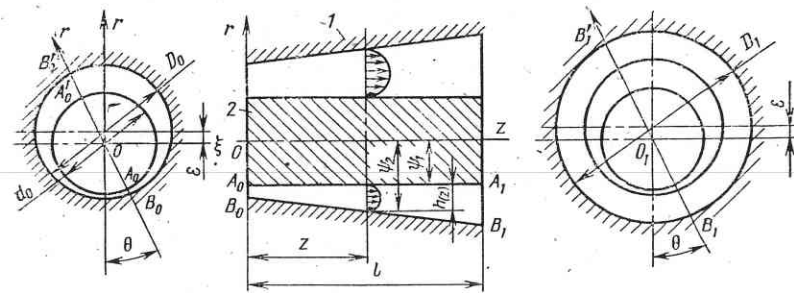


Рис. 28. Схема кольцевой конусной щели (1 — гильза; 2 — плунжер)

цилиндрическим плунжером и конусной гильзой, оси которых параллельны, но могут быть расположены на некотором расстоянии ϵ друг от друга (рис. 28). Гильза неподвижна, но плунжер может перемещаться в направлении оси Oz с постоянной скоростью $\pm v_{ст}$. Стенки каналов предполагаются абсолютно жесткими и непроницаемыми. Длина канала много больше зазора h , т. е. $l \gg h$. Считаем, что размер щели, а также очистка жидкости от частиц загрязнений таковы, что нет облитерации каналов. Решение проводим для малых углов конусности и зазоров; их максимальное значение не превышает $2-3^\circ$, начальный зазор $h = 50$ мкм. Это позволяет рассматривать поток в щели параллельным оси Oz . Из-за малости пренебрегаем значением отношения зазора h к радиусу плунжера r в первой и более высоких степенях (у реальных плунжерных пар $h/r = 0,0005 \div 0,003$).

При решении задачи руководствовались идеями, высказанными в работах [33, 34], где определяли характер распределения давления в конусных щелях, образованных неподвижным плунжером и гильзой.

Принятые обозначения: d, r — диаметр и радиус плунжера; D_0, R_0, D_1, R_1 — соответственно диаметр и радиус конусной гильзы у входа в щель (со стороны высокого давления) и на выходе из щели; $h, h_{ср} = (h_0 + h_1)/2, \bar{h} = h/r$ — соответственно переменная, средняя и относительная высота зазора; h_0, h_1 — высота зазора у входа и у выхода из щели при концентричном расположении плунжера в гильзе; $\bar{\epsilon} = \epsilon/h_0$ — относительный эксцентриситет (здесь ϵ — смещение оси плунжера относительно оси гильзы; у концентрично расположенного плунжера в гильзе $\epsilon = 0$ и $\bar{\epsilon} = 0$); при одностороннем касании плунжера поверхности гильзы эксцентриситет максимален $\epsilon = h_0, \bar{\epsilon} = 1, l$ — длина щели в направлении утечки;

переменный зазор

$$h(z, \epsilon, \theta) = \psi_2 - \psi_1 = 0,5(D_0 - d_0) - \epsilon \cos \theta + 0,5(D_1 - D_0)z/l; \quad (72)$$

$$h(\bar{z}, \bar{\epsilon}, \theta) = h_0(1 - \bar{\epsilon} \cos \theta + k\bar{z}); \quad (73)$$

уравнение границ

$$\psi_1 = r_0, \quad \psi_2(\bar{z}, \bar{\varepsilon}, \theta) = h(\bar{z}, \bar{\varepsilon}, \theta) + r_0. \quad (74)$$

$\operatorname{tg} \alpha = (h_1 - h_0)/l = (D_1 - D_0)/2l$ — конусность щели; $k = (h_1 - h_0)/h_0$ — параметр конусности щели, который с конусностью связан соотношением $ml = kh_0$.

Направление конусности по течению жидкости, как и у плоских щелей, определяется знаком значений k и m . У щелей, расширяющихся в направлении утечки, вызванной перепадом давления, $k > 0$, $m > 0$; у щелей, сужающихся по течению, $k < 0$, $m < 0$. Значение параметра конусности может изменяться в пределах $-1,0 \leq k \leq \infty$; при $k = -1$ границы сужающейся щели смыкаются и течение прекращается, а при $k = \infty$ имеет место течение жидкости через отверстие в тонкой стенке; v_n, v — скорость движения плунжера в направлении оси Oz и скорость потока жидкости; p_0, p_1 — давление на входе в щель и на выходе из щели; $\Delta p = p_0 - p_1$, $\bar{p} = p/\Delta p$, $\bar{p}_0 = p_0/\Delta p$, $\bar{p}_1 = p_1/\Delta p$ — перепад давления и относительная величина давления.

Для изучения движения выберем систему цилиндрических координат r, θ, z . Ось Oz совместим с осью симметрии плунжера и направим по течению жидкости (см. рис. 28). При приближенном решении будем учитывать течение в кольцевом зазоре, направленное только вдоль образующей плунжера, и пренебрегать скоростью v_θ вокруг плунжера. Расчеты с использованием данных экспериментов (см. рис. 39) показали, что для рассматриваемых зазоров и углов конусности скорость азимутального течения вокруг плунжера $v_\theta < 0,02 v_z$. Авторы работы [30] применительно к плунжерным парам выполнили численное решение полного уравнения Навье-Стокса на ЭВМ для двухмерной задачи и установили, что в конусных щелях при $l/D < 1$ градиент периферийного давления вокруг плунжера пренебрежимо мал по сравнению с градиентом давления вдоль плунжера. Это дает право на одномерное решение задачи. Однако при $l/D > 1$ пренебрежение градиентом периферийного давления приводит к ошибке, возрастающей по мере увеличения отношения l/D .

Воспользуемся уравнениями Навье-Стокса и неразрывности потока (8). Граничные условия для скоростей при $r = \psi_1(z)$ $v_z = \pm v_n$, $v_r = 0$; при $r = \psi_2(z, \theta)$ $v_z = v_r = 0$. Граничные условия для давления при $z = 0$ $p = p_0$; при $z = l$ $p = p_1$.

Интегрируя первое уравнение (8) дважды по r , имеем

$$v_z = \frac{1}{\nu\rho} \frac{dp}{dz} r^2 + A_1 \ln r + A_2. \quad (75)$$

Функции $A_1(\bar{z}, \theta)$ и $A_2(\bar{z}, \theta)$ определяют при удовлетворении граничных условий:

$$A_1 = \mp \frac{v_n}{\ln \psi_2/\psi_1} - \frac{1}{4\nu\rho} \frac{\psi_2^2 - \psi_1^2}{\ln \psi_2/\psi_1} \frac{dp}{dz};$$

$$A_2 = \pm v_n - \frac{1}{4\nu\rho} \psi_1^2 \frac{dp}{dz} - A_1 \ln \psi_1.$$

После этого уравнение (75) примет вид

$$v_z = \frac{1}{4\nu\rho} \left[r^2 - \psi_1^2 - (\psi_2^2 - \psi_1^2) \frac{\ln \frac{r}{\psi_1}}{\ln \frac{\psi_2}{\psi_1}} \right] \frac{dp}{dz} \pm v_n \left(1 - \frac{\ln \frac{r}{\psi_1}}{\ln \frac{\psi_2}{\psi_1}} \right).$$

Введем новую переменную $r = \psi_1 + y$. Учитывая также, что $h = \psi_2 - \psi_1$, получим

$$\psi_2^2 - \psi_1^2 = 2\psi_1 h + h^2; \quad r^2 - \psi_1^2 = 2\psi_1 y + y^2.$$

Разложим логарифмы, входящие в уравнение, в ряды

$$\ln \frac{\psi_2}{\psi_1} = \ln \left(1 + \frac{h}{\psi_1} \right) \approx \frac{h}{\psi_1} - \frac{1}{2} \frac{h^2}{\psi_1^2} + \frac{1}{3} \frac{h^3}{\psi_1^3} - \dots$$

$$\ln \frac{r}{\psi_1} = \ln \left(1 + \frac{y}{\psi_1} \right) \approx \frac{y}{\psi_1} - \frac{1}{2} \frac{y^2}{\psi_1^2} + \frac{1}{3} \frac{y^3}{\psi_1^3} - \dots$$

Ввиду малости пренебрегаем значениями $h/2\psi_1$, h^2/ψ_1^2 , y^2/ψ_1^2 , и после подстановки и преобразований получим

$$v_z = \frac{1}{2\nu\rho} (y^2 - hy) \frac{dp}{dz} \pm v_n \left(1 - \frac{y}{h} \right). \quad (76)$$

Для определения $\frac{dp}{dz}$ обратимся к уравнению неразрывности (8) и проинтегрируем его по r в пределах от ψ_1 до ψ_2 :

$$r v_r \Big|_{\psi_1}^{\psi_2} + \int_{\psi_1}^{\psi_2} r \frac{\partial v_z}{\partial z} dr = 0.$$

Первый член с учетом граничных условий обращается в ноль. Можно доказать, что для данной задачи

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} r \frac{\partial v_z}{\partial z} dr = \frac{\partial}{\partial z} \int_{\psi_1}^{\psi_2} r v_z dr = 0.$$

Откуда

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} r v_z dr = B_1 = \text{const}. \quad (77)$$

Интеграл представляет секундный расход жидкости, протекающей через щель единичной ширины. Учитывая, что $\psi_2 - \psi_1 = h$, $r = \psi_1 + y$, $dr = dy$, выражение для B_1 принимает вид

$$B_1 = \int_0^h (\psi_1 + y) v_z dy.$$

Используя теперь уравнение (76) и интегрируя, получим

$$B_1 = \frac{\psi_1}{2\nu r} \frac{dp}{dz} \left[-\frac{h^3}{6} - \frac{h^4}{12\psi_1} \right] \pm v_n \psi_1 \left(\frac{h}{2} + \frac{h^2}{6\psi_1} \right).$$

Пренебрегая значениями $h^2/6\psi_1$, $h^4/12\psi_1$, получим

$$B_1 = -\frac{\psi_1 h^3}{12\nu r} \frac{dp}{dz} \pm \frac{v_n \psi_1 h}{2}, \quad (78)$$

откуда

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{12\nu r B_1}{h^3 \psi_1} \pm \frac{6v_n \nu r}{h^2}.$$

Учитывая, что $z = \bar{z}l$, $d\bar{z} = l dz$,

$$p = -12\nu r l B_1 \int \frac{d\bar{z}}{\psi_1 h^3} \pm 6\nu r l \int \frac{d\bar{z}}{h^2} + B_2. \quad (79)$$

1. ЗАКОНОМЕРНОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ЩЕЛИ

Закономерность изменения давления в щели можно определить, интегрируя уравнение (79). Если задать значения параметров ψ_1 и h в виде (72) и (74) и ввести обозначение $c = 1 - \varepsilon \cos \theta$,

$$p = \frac{6\nu r l B_1}{r_0 h_0^3 k (c + k\bar{z})^2} \pm \frac{6\nu r v_n l}{h_0^2 k (c + k\bar{z})} + B_2. \quad (80)$$

Для определения параметров интегрирования B_1 и B_2 воспользуемся граничными условиями: $p = p_0$ при $\bar{z} = 0$ и $p = p_1$ при $\bar{z} = 1$:

$$B_1 = \frac{d_0 h_0^3 c^2 (c + k)^2}{12\nu r l (2c + k)} \left[\Delta p \pm \frac{6\nu r v_n l}{h_0^2 c (c + k)} \right];$$

$$B_2 = p_0 \pm \frac{6\nu r v_n l}{h_0^2 (c + k) k} - \frac{12\nu r l c^2}{k (2c + k)} \left[\Delta p \pm \frac{6\nu r v_n l}{h_0^2 c (c + k)} \right].$$

Подставляя полученные значения B_1 и B_2 в уравнение (80), получим выражение для определения давления потока в конусной щели, когда жидкость движется и под действием перепада давления и увлекается подвижным плунжером:

$$p = p_0 - \frac{(c + k)^2 (2c\bar{z} + k\bar{z}^2) \Delta p}{(2c + k)(c + k\bar{z})^2} \pm \frac{6\nu r v_n l k \bar{z} (\bar{z} - 1)}{h_0^2 (2c + k)(c + k\bar{z})^2}. \quad (81)$$

Для того чтобы закономерность изменения давления записать в безразмерном виде, воспользуемся зависимостями $\bar{p} = p/\Delta p$, $\bar{p}_0 = p_0/\Delta p$. Обозначим $\frac{6\nu r v_n l}{h_0^2 \Delta p} = q_v$. Тогда

$$\bar{p} = \bar{p}_0 - \frac{(c + k)^2 (2c\bar{z} + k\bar{z}^2)}{(2c + k)(c + k\bar{z})^2} \pm q_v \frac{k\bar{z} (\bar{z} - 1)}{(2c + k)(c + k\bar{z})^2 h_0^2}. \quad (82)$$

Рассмотрим несколько частных случаев течения.

1. Неподвижный плунжер и гильза представляют собой цилиндры с параллельными осями, т. е. $k=0$, $v_n=0$. Течение в щели напорное $\Delta p \neq 0$. Для этого случая закономерность изменения давления в щели

$$p = p_0 - \frac{z}{l} \Delta p, \text{ или } \bar{p} = \bar{p}_0 - \bar{z}. \quad (83)$$

Из (83) следует, что давление от p_0 у входа в щель до p_1 у выхода в направлении утечки меняется по линейному закону как для концентричного, так и для эксцентричного положения плунжера в гильзе.

2. Неподвижный плунжер в гильзе образует конусную щель ($k=0$, $v_n=0$). Течение напорное $\Delta p \neq 0$. При концентричном положении плунжера в гильзе $c=1-\varepsilon \cos \theta=1$. Из (82) определяем закономерность изменения давления

$$\bar{p} = \bar{p}_0 - \frac{(1+k)^2 (2\bar{z} + k\bar{z}^2)}{(2+k)(1+k\bar{z})^2}. \quad (84)$$

При эксцентричном расположении плунжера в гильзе $\varepsilon \neq 0$ давление в щели

$$\bar{p} = \bar{p}_0 - \frac{(c+k)^2 (2c\bar{z} + k\bar{z}^2)}{(2c+k)(c+k\bar{z})^2}. \quad (85)$$

Расчетные кривые изменения давления в конусных щелях при изменении параметра k , когда оси плунжера и гильзы совпадают, ($\varepsilon=0$) ничем не отличаются от расчетных кривых для плоских щелей (см. рис. 16). При $k < 0$ (сужающаяся щель) изменение давления выражается выпуклыми кривыми, а при $k > 0$ (расширяющаяся щель) — вогнутыми. Границей раздела кривых является прямая линия, полученная для щели с постоянным зазором.

Из приведенных графиков и анализа формулы (84) следует, что чем больше конусность при неизменном размере щели входного зазора h_0 , тем характер изменения давления вдоль щели больше отличается от линейного. При неизменной конусности щели уменьшение входного зазора дает тот же результат.

При условии, что поверхности плунжера и гильзы представляют собой поверхности вращения, то при $\varepsilon=0$ и любом значении k характер изменения зазора, а также давления в направлении утечки будет одинаков в каждом сечении плоскости, проходящей через ось гильзы. Для этого же случая давление постоянно в любой точке кольцевого зазора в сечении, перпендикулярном оси плунжера.

У реальных плунжерных пар радиальному перемещению плунжера в гильзе обычно ничто не препятствует, поэтому плунжер в гильзе может занимать эксцентричное положение ($\varepsilon \neq 0$), при котором зазор в сечении плоскостью, перпендикулярной оси плунжера, изменяется от минимального значения до максимального (рис. 29), следуя закономерности $h = h_0 (1 - \varepsilon \cos \theta)$. Здесь h_0 — величина зазора, когда $\varepsilon=0$; θ — угол рассматриваемого сечения относительно

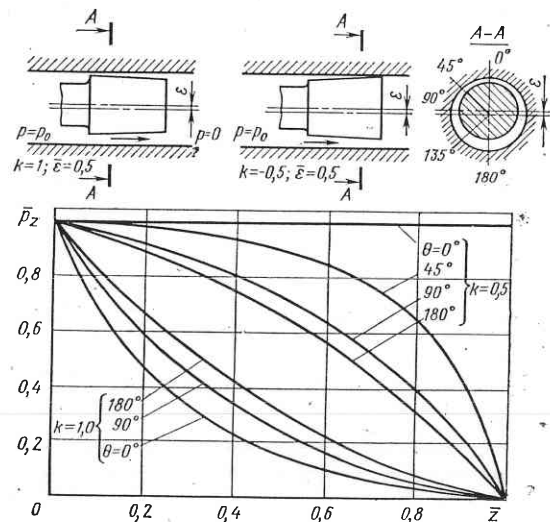


Рис. 29. Распределение давления в конусных щелях при эксцентричном положении плунжера в гильзе при $k=1,0$ и $k=-0,5$

вертикальной плоскости. У расширяющейся щели $\bar{\epsilon} = \epsilon/h_0$ может изменяться от $\bar{\epsilon} = 0$ до $\bar{\epsilon} = 1$, а плунжер касается гильзы лишь в точке $\bar{z} = 0$. У сужающейся щели $-1 \leq k \leq 0$ касание плунжера происходит в точке $\bar{z} = 1$. При этом каждому параметру k соответствует определенное значение $\bar{\epsilon}$. Очевидными и предельными случаями являются: при $k = 0$ (щель с постоянной величиной зазора) $\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = 1$ и при $k = 1$ $\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = 0$. Для нахождения взаимной связи $\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = f(k)$ воспользуемся формулой (73) для определения зазора $h = f(\bar{z}, \epsilon, \theta)$, положив $\theta = 0^\circ$, $\bar{z} = 1$ и в точке касания $h = 0$. Тогда исконая закономерность выразится в виде

$$\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = k + 1. \quad (86)$$

Например, значению $k = -0,5$ соответствует $\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = 0,5$, при котором плунжер касается гильзы. Вследствие переменной величины зазора у конусного плунжера, эксцентрично расположенного в гильзе, давление в зазоре также не будет постоянным. На рис. 29 показаны расчетные кривые распределения давления в зазорах вокруг конического плунжера. Три нижние кривые характеризуют изменение давления в расширяющихся щелях с параметром $k = 1$ и $\bar{\epsilon} = 0,5$, три верхние кривые — для сужающихся щелей с $\bar{\epsilon} = 0,5$, но с $k = -0,5$. При $k = -0,5$ величина $\bar{\epsilon} = 0,5$ является предельной. При этом в сечении плоскостью, проходящей через ось плунжера с $\theta = 0^\circ$, плунжер в точке $\bar{z} = 1$ касается гильзы. У сужающейся щели

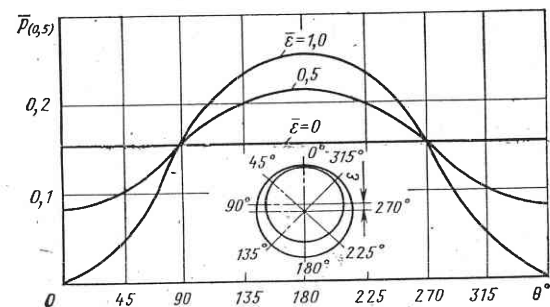


Рис. 30. Изменение относительного давления в зазоре расширяющейся щели вокруг плунжера в сечениях, перпендикулярных его оси ($p_0 = 1, k = 2$)

большее давление будет в сечении с меньшим зазором, поэтому плунжер будет стремиться занять центральное положение, при котором оси плунжера и гильзы совпадают. У расширяющейся щели большее давление будет в сечении с большей величиной зазора, а плунжер вследствие этого стремится прижаться к стенке гильзы.

На рис. 30 показана расчетная картина распределения давления в зазоре расширяющейся щели в сечении, перпендикулярном оси плунжера и отстоящем на расстоянии $\bar{z} = 0,5$ от входа. Расчет выполнен для щели с постоянным значением параметра $k = 2$, но с различными значениями относительного эксцентриситета $\bar{\epsilon} = 0; 0,5; 1$. При концентричном расположении плунжера ($\bar{\epsilon} = 0$) вследствие симметричности деталей давление в любой точке сечения в зазоре постоянно. При эксцентричном расположении плунжера в гильзе давление в зазоре изменяется. Неравномерность распределения давления возрастает по мере увеличения эксцентриситета. Максимальное давление было там, где величина зазора максимальна, т. е. в сечении $\theta = 180^\circ$. Минимальное давление получено в сечении $\theta = 0^\circ$, где зазор минимален.

В реальной плунжерной паре, когда распределение давления в зазоре неравномерно, кроме течения вдоль плунжера, существует течение вокруг него. Это приводит к частичному выравниванию давления, но и в этом случае наличие градиента давления в зазоре по окружности вполне оправдано, так как жидкость из области с большим давлением перетекает в область меньшего давления через сужающуюся щель. А в сужающейся щели, как было показано выше, всегда есть градиент давления. Разность давлений создает боковую силу, поджимающую плунжер (см. рис. 29) с $k = 1$ к верхней части гильзы. Поэтому для передвижения плунжера необходимо преодолеть силу трения деталей, вызванную действием этой неравномерной боковой силы.

Опытная проверка распределения давления в конусных щелях при неподвижном плунжере полностью совпала с выводами теории.

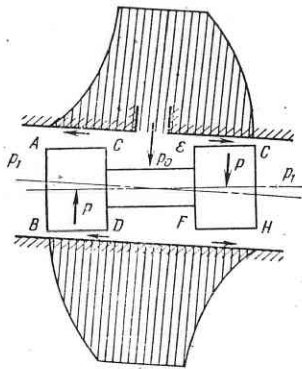


Рис. 31. Схема неустойчивого положения двухпорткового плунжера в гильзе

Легко может быть доказано, что положение двухпорткового плунжера в гильзе, когда оси цилиндрических плунжера и гильзы расположены под углом друг к другу (рис. 31) является неустойчивым и плунжер под действием давления жидкости стремится занять устойчивое положение, при котором оси их будут параллельны. Действительно, в сечении плоскостью в чертежа между плунжером и гильзой в направлении утечки жидкости образуется две расширяющиеся щели AC и FH и две сужающиеся — BD и EG. Характер изменения давления в таких щелях показан на рис. 29. Разность давлений создает пару сил P, устанавливающую ось плунжера параллельно оси гильзы.

3. Плунжер и гильза цилиндричны, перепада давления на щели нет, течение жидкости фрикционное ($k=0, \Delta p=0, v_n \neq 0$). Оси плунжера и гильзы параллельны, но могут не совпадать ($\epsilon=0$, и $\epsilon \neq 0$). Из уравнения (81) следует, что давление в зазоре постоянно и равно давлению на границах:

$$\bar{p}(\bar{z}, \theta) = p_0 = p_1. \quad (87)$$

4. Плунжер с гильзой образуют коническую щель, движение жидкости фрикционное $k \neq 0, \Delta p=0, v_n \neq 0$. Закономерность изменения давления в щели-

$$p(\bar{z}, \theta) = p_0 \pm \frac{6\nu v_n l k \bar{z}(\bar{z}-1)}{h_0^2(2c+k)(c+k\bar{z})^2}. \quad (88)$$

В безразмерном виде

$$\bar{p}^0(\bar{z}, \theta) = 1 + \frac{q_{v_0} k \bar{z}(\bar{z}-1)}{(2c+k)(c+k\bar{z})^2}, \quad (89)$$

где

$$\bar{p}^0(\bar{z}, \theta) = \frac{p(\bar{z}, \theta)}{p_0}; \quad q_{v_0} = \frac{6\nu v_n l}{h_0^2 p_0}.$$

При концентричном расположении плунжера в гильзе

$$\bar{p}^0(\bar{z}, \theta) = 1 + \frac{q_{v_0} k \bar{z}(\bar{z}-1)}{(2+k)(1+k\bar{z})^2}. \quad (90)$$

Выражение (90) аналогично уравнению (33а), полученному для фрикционного течения жидкости в плоских конусных щелях. Поэтому и расчетные эпюры распределения давления одинаковы с эпюрами, построенными для плоских щелей (см. рис. 19). Когда плунжер движется в сторону меньшего зазора, давление внутри

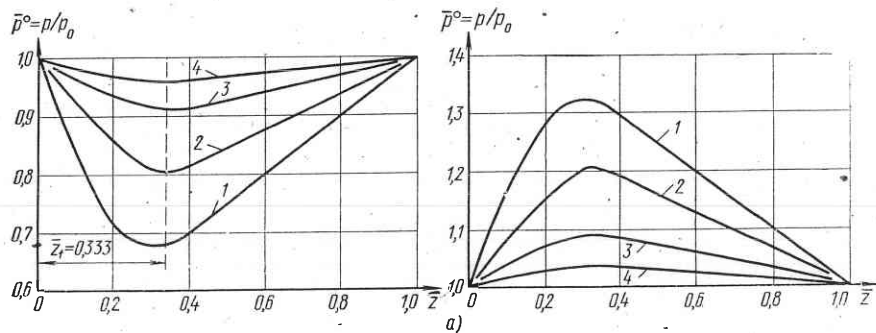
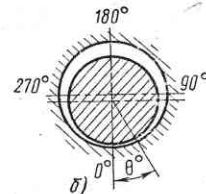
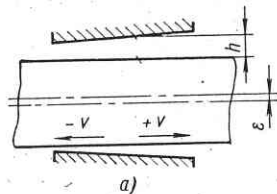


Рис. 32. Распределение давления в сечениях конусной щели при подвижном плунжере (фрикционное течение) и движении его в сторону большего (а) и меньшего зазора (б):

1 — $\theta=6^\circ$; 2 — $\theta=45^\circ$; 3 — $\theta=90^\circ$; 4 — $\theta=180^\circ$.

щели повышается, а при движении в сторону большего зазора — понижается. Координата z_1 точки экстремального значения давления определяется из условия $\frac{dp}{dz} = 0$:

$$z_1 = l/(2+k); \quad \bar{z}_1 = 1/(2+k). \quad (91)$$

При эксцентричном расположении плунжера в гильзе ($\epsilon \neq 0$) и фрикционном течении распределение давления в четырех сечениях с $\theta=0, 45, 90$ и 180° показано на рис. 32. Расчеты выполнены для значений $q_{v_0}=2, k=1, \bar{\epsilon}=0,5$. Для движения плунжера в сторону увеличения зазора параметры q_+ и k считали положительными. При этом (рис. 32, а) давление внутри щели вначале понижается, достигнув минимума при $z_1 = \frac{l}{2+k}$, а затем вновь возрастает до значения $p=p_0$, установленного на границе. Чем меньше у сечения входной зазор, тем меньше давление. Для рассматриваемого примера минимальная величина давления будет в сечении с $\theta=0^\circ$, а наибольшая — с $\theta=180^\circ$. Поэтому плунжер стремится переместиться в сторону меньшего зазора и войти в соприкосновение с гильзой.

Движение плунжера в сторону уменьшающегося зазора приводит к повышению давления в щели, которое достигает наибольшей величины в сечении с координатой $z_1 = l/(2+k)$ (рис. 32, б). Далее вдоль по щели давление снижается и достигает в конце щели $p =$

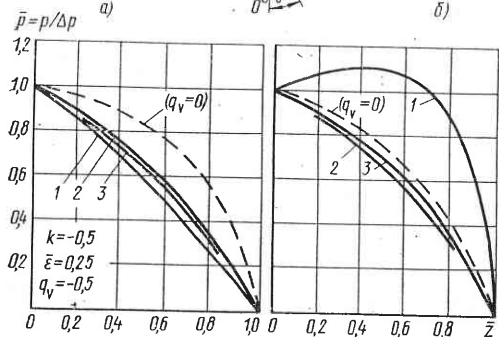
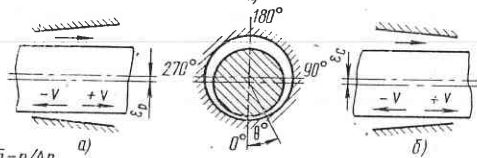
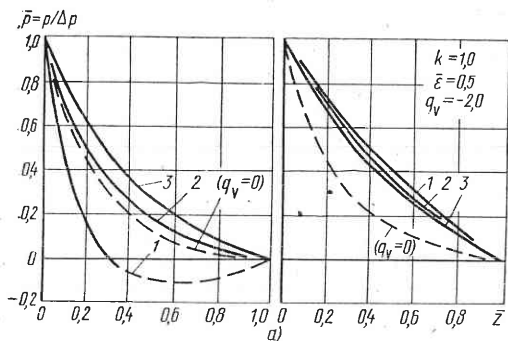


Рис. 33. Распределение давления в трех сечениях конусных щелей при движении плунжера под действием перепада давления Δp и потока в направлении увеличивающегося (а) и уменьшающегося (б) зазора: 1 — $\theta=0^\circ$; 2 — $\theta=90^\circ$; 3 — $\theta=180^\circ$

$=p_0$. Здесь большее давление возникает в сечении с минимальным зазором, т. е. в сечении $\theta=0^\circ$, а минимальное давление — в сечении с $\theta=180^\circ$. Поэтому при движении в сторону уменьшающегося зазора, т. е. при $k < 0$, плунжер стремится в гильзе занять центральное положение. На рис. 33 приведены графики изменения давления в конусных щелях в трех сечениях: $\theta=0^\circ$, $\theta=90^\circ$, $\theta=180^\circ$. Движение потока в щели происходит как под действием перепада давления $\Delta p \neq 0$, так и сил трения о подвижный плунжер. На рис. 33, а поток, вызванный перепадом давления Δp , движется в направлении увеличивающегося зазора, а на рис. 33, б — в направлении уменьшающегося зазора. Расчетные параметры: для расширяющейся

щели $q_v = \pm 2$, $k = 1,0$, $\bar{\epsilon} = 0,5$; для сужающейся щели $q_v = \pm 0,5$, $k = -0,5$, $\bar{\epsilon} = 0,25$. Анализируя формулу (82) и графики рис. 33, можно прийти к выводу, что во всех случаях, когда поток под действием перепада давления и плунжер движется в направлении уменьшающегося зазора (сужающаяся щель), то плунжер движется давления центрируется в гильзе, а если поток и плунжер движется в направлении увеличивающегося зазора (расширяющаяся щель), то плунжер силами неуравновешенного давления поджимается к стенке гильзы. При несовпадении направлений напорного и фрикционного течений положение плунжера относительно продольной оси гильзы зависит от сочетания $\Delta p, v_n$ и $|k|$. Сравнивая давление в сечениях $\theta=0^\circ$ и $\theta=180^\circ$, можно судить о поведении плунжера. При $p_{\theta=0} > p_{\theta=180}$ плунжер центрируется в гильзе, при $p_{\theta=0} < p_{\theta=180}$ стремится войти в контакт с гильзой.

2. СКОРОСТЬ ПОТОКА В ЗАЗОРАХ

Зависимость изменения скорости потока в зазоре получена в виде

$$v_z = \frac{1}{2\nu_p} (y^2 - hy) \frac{dp}{dz} \pm v_n \left(1 - \frac{y}{h}\right).$$

Для определения скорости потока необходимо знать величины h , ν и производной $\frac{dp}{dz}$.

1. Для напорного течения в конусной щели при движущемся плунжере ($\Delta p \neq 0$, $v_n \neq 0$, $k \neq 0$) после дифференцирования выражения (82) получим

$$\frac{dp}{dz} = \left\{ q_v - \frac{2c(c+k)}{(2c+k)(c+kz)} [c(c+k) + q_v] \right\} \frac{\Delta p}{l(c+kz)^2}. \quad (92)$$

2. Для напорного течения в конусной щели при неподвижном плунжере ($\Delta p \neq 0$, $k \neq 0$, $v_n = 0$)

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{2c^2(c+k)^2 \Delta p}{l(2c+k)(c+kz)^3}. \quad (93)$$

3. Для напорного течения в щели с параллельными стенками при неподвижном и движущемся плунжере ($\Delta p \neq 0$, $k=0$, $v_n \neq 0$)

$$\frac{dp}{dz} = - \frac{\Delta p}{l}. \quad (94)$$

4. Для фрикционного течения в конусной щели ($v_n \neq 0$, $k \neq 0$, $\Delta p = 0$)

$$\frac{dp^0}{dz} = \pm \frac{6\nu_p v_n k}{h_0^2 (2c+k)} \frac{\bar{z}(2+k) - c}{(c+kz)^3}. \quad (95)$$

5. Для фрикционного течения в щели с параллельными стенками ($v_n \neq 0, \Delta p = 0, k = 0$)

$$\frac{dp}{dz} = 0. \quad (96)$$

При фрикционном течении в конусных щелях поток на некоторой длине щели движется в направлении увеличивающегося давления (см. рис. 32). Это приводит к тому, что часть потока возле неподвижной стенки может двигаться в направлении, противоположном движению плунжера. Абсциссу z_2 , при которой поток меняет направление движения, находим из условия $\left. \frac{\partial v_z}{\partial y} \right|_{y=h} = 0$. Используя (92), получим

$$\left. \frac{\partial v_z}{\partial y} \right|_{y=h} = \frac{h}{2\nu\rho} \frac{dp}{dz} \pm \frac{v_n}{h} = 0, \text{ или } \frac{dp}{dz} \pm \frac{2\nu\rho v_n}{h^2} = 0. \quad (97)$$

Отсюда с помощью (95) имеем

$$z_2 = \frac{lc(2k+c)}{k(3+k-c)}, \text{ или } \bar{z}_2 = \frac{c(2k+c)}{k(3+k-c)}. \quad (98)$$

При эксцентричном расположении плунжера в гильзе значение абсциссы \bar{z}_2 зависит от азимутального положения рассматриваемого сечения, так как $c = 1 - \varepsilon \cos \theta$. При концентричном расположении плунжера, когда $c = 1$,

$$\bar{z}_2 = \frac{2k+1}{k(2+k)}. \quad (99)$$

Уменьшение конусности приводит к увеличению значения координаты \bar{z}_2 . Поскольку щель имеет конечную длину, то при малых значениях параметра k значение координаты \bar{z}_2 может выходить за пределы щели и тогда область противотока в щели может не возникать. Чтобы определить предельный параметр k , при котором поток в щели движется только в одном направлении, воспользуемся условием $\bar{z}_2 = 1$ для расширяющейся щели и $\bar{z}_2 = 0$ для сужающейся. Используя (98), получим, что в расширяющейся щели при концентричном расположении плунжера противоток не возникает, когда $k \leq 1$, а в сужающейся — когда $k < |-0,5|$. Если плунжер движется навстречу напорному течению, то поток в щели всегда будет иметь два направления движения: в непосредственной близости у плунжера жидкость увлекается подвижной стенкой, а в остальной части щели поток движется в направлении перепада Δp . Координату y_1 границы, где изменяется направление течения, можно определить, положив $v_z = 0$ в уравнении (76). Для простейшего случая — движения плунжера навстречу напорному течению при параллельных стенках канала —

$$y_1 = - \frac{2\nu\rho v_n l}{h_2(1 - \varepsilon \cos \theta) \Delta p}. \quad (100)$$

В конусных щелях, несмотря на совпадение направлений движения плунжера и напорного течения вовле неподвижной стенки, может возникнуть поток, движущийся против напорного течения (рис. 34). Это происходит потому, что в конусных щелях течение, вызванное перепадом давления $\Delta p = p_0 - p_1$, направлено против увеличивающегося давления. Для определения координаты \bar{z}_2 , при которой в щели изменяется направление потока, воспользуемся зависимостями (97) и (92). Их решение дает

$$\bar{z}_2 = \frac{c}{k} \left\{ \frac{3(c+k)}{2c+k} \left[\frac{c(c+k)}{q_v} + 1 \right] - 1 \right\}. \quad (101)$$

При концентричном расположении плунжера в гильзе, когда $c = 1$, выражение (101) запишется

$$\bar{z}_2 = \frac{1}{k} \left[\frac{3(1+k)}{2+k} \left(\frac{1+k}{q_v} + 1 \right) - 1 \right]. \quad (102)$$

Зависимость между параметрами k и q_v , при которых в конусных щелях при концентричном расположении плунжера не возникает обратное течение, выражается так:

в расширяющихся щелях

$$q_v = \frac{3(1+k)}{k-1}; \quad (103)$$

в сужающихся щелях

$$q_v = - \frac{3(1+k)^2}{1+2k}. \quad (104)$$

Формулы (103) и (104) получены из (101) при $\bar{z}_2 = 1$ у расширяющейся щели и $\bar{z}_2 = 0$ у сужающейся. На рис. 35 приведены границы однонаправленного течения в конусной щели, когда напорное течение совпадает с фрикционным. Чем больше конусность щели, тем меньше значение параметра q_v , при котором не изменяется направление потока. Граница однонаправленного потока l асимптотически приближается к значению $k = -0,5$ у сужающейся щели и $k = 1$ у расширяющейся.

3. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ПЛУНЖЕР

Во время работы элементы бесконтактных уплотнений подвергаются действию сил давления жидкости. Часто эти силы достаточ-

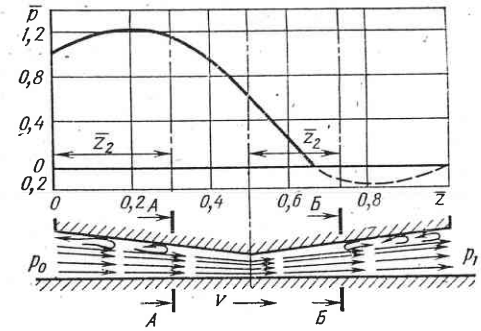


Рис. 34. Изменение давления и движения жидкости в конусной щели. Направление движения стенки совпадает с течением, вызванным перепадом $\Delta p = p_0 - p_1$. Принято $p_0 = p_0 / \Delta p = 1, p_1 = p_1 / \Delta p = 0$

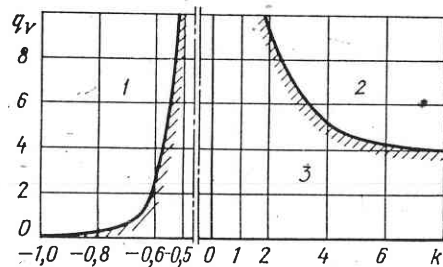


Рис. 35. Границы однонаправленного потока в конусных щелях:

1 — сужающейся и 2 — расширяющейся; 3 — область однонаправленного потока ($\Delta p \neq 0, v_n \neq 0, k \neq 0, \varepsilon = 0$)

но велики и могут быть причиной нарушения нормальной работы гидросистемы, поэтому при конструировании гидроаппаратуры необходимо знать причину их возникновения, величину и характеристику. В зависимости от направления действия силы разделяют на боковые (радиальные), действующие перпендикулярно к оси плунжера, и осевые (аксиальные) — действующие вдоль оси. В конструкциях золотников важно обеспечить полное статическое равновесие радиальных и аксиальных сил, действующих на плунжер. Для этого необходимо, чтобы отверстия в гильзе золотника были диаметрально противоположными. Лучше, если у отверстий подвода и отвода жидкости внутри гильзы выполнены кольцевые канавки. Для осевого равновесия плунжера надо, чтобы все уплотняющие части имели одинаковый диаметр. Плунжер, смазанный рабочей жидкостью, при комнатной температуре должен свободно перемещаться из любого положения в цилиндре под собственной массой. Сила, необходимая для перемещения плунжера, должна состоять из силы жидкостного трения и силы инерции подвижного элемента. Однако практика показывает, что усилия, необходимые для передвижения плунжеров, находящихся под давлением жидкости, могут в определенных случаях возрастать в несколько сот раз. Это затрудняет работу оператора и приводит к нарушению нормальной работы гидросистемы, особенно систем с дистанционным управлением распределительными и регулируемыми устройствами с помощью электромагнитов и электромеханизмов.

Чтобы гарантировать надежную работу, в некоторых конструкциях для преодоления сил трения плунжеров приходится применять электромагниты с большим тяговым усилием, достигающим 150—250 Н. Такие устройства имеют значительные размеры и массу и небольшой срок службы, так как большие инерционные силы, развиваемые якорем при его втягивании, быстро разбивают электромагнит. В то же время большие пусковые токи требуют мощных контактных устройств в системах электропитания. Большое трение в ведущем звене (распределителе) следящих систем вызывает

скачкообразное движение привода при плавном изменении сигнала управления, что приводит к ошибке по положению и колебаниям, а в некоторых случаях и к полному останову следящего привода. Нескомпенсированное боковое одностороннее нагружение плунжеров насосов и гидромоторов помимо снижения механического КПД вызывает интенсивный неравномерный износ плунжерных пар, что приводит со временем и к снижению объемного КПД.

Из практики известно, что на плунжеры золотниковых распределителей кроме радиальных сил действуют осевые усилия, обусловленные течением жидкости через окна. Величина этих усилий в основном зависит от перепада давления и расхода жидкости через золотник, т. е. от передаваемой мощности. Опыт работы типовых четырехходовых золотников показал, что на 1 кВт мощности, теряемой в золотнике вследствие перепада в нем давления, приходится 5—8 Н осевого усилия. Это необходимо учитывать при проектировании систем управления.

Точно рассчитать силы, действующие на плунжер, обычно не удается, поэтому любая цилиндрическая пара должна проходить стендовые испытания, что требует дополнительных затрат времени и средств для доводки.

Радиальные силы и гидравлическое «зашемление» плунжера. Одна из основных причин, приводящих к увеличению силы трения, — неравномерное распределение давления жидкости в зазоре между плунжером и гильзой. Повышение силы трения по этой причине принято называть гидравлическим «зашемлением» плунжерных пар. Во всех случаях, когда гильза и пояска плунжера симметричны относительно продольной оси, а оси плунжера и гильзы совпадают, боковая неуравновешенная сила не возникает, так как в сечении любой плоскостью, проходящей через ось плунжера, характер изменения щели будет одинаковым. Точно также не будет «зашемления» цилиндрического плунжера в цилиндрической гильзе, если их оси параллельны, но не совпадают, т. е. плунжер расположен в гильзе эксцентрично. Это вызвано тем, что в параллельной щели независимо от высоты зазора давление изменяется по линейному закону от p_0 до p_1 [см. уравнения (83) и (87)]. Поэтому давление в любой плоскости, перпендикулярной оси, будет сохраняться одинаковым для всех точек зазора по периферии окружности независимо от того, движется плунжер или нет.

Было показано, что неравномерное распределение давления, вызывающее появление боковой неуравновешенной силы, действующей на плунжер, возникает тогда, когда характер зазора между плунжером и гильзой в различных сечениях неодинаков, т. е. поток

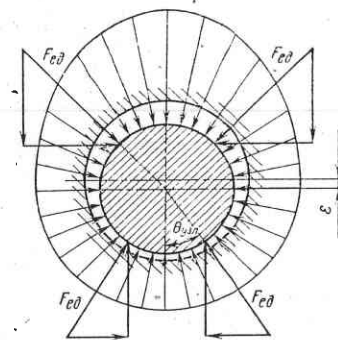


Рис. 36. Схема к определению «зашемляющей» силы

жидкости в зазоре будет либо расширяющимся, либо сужающимся, либо другой формы.

Зная закон изменения давления вдоль щели, можно определить единичную силу давления, т. е. силу, действующую на поверхность единичной ширины:

$$F_{\text{ед}} = \int_0^l p(z) dz.$$

Подставляя в это выражение значение давления из (81) и учитывая, что $p(z) = \bar{p}(\bar{z}) \Delta p$, $z = \bar{z}l$, получим

$$F_{\text{ед}} = l \Delta p \left[\bar{p}_0 - \frac{c+k}{2c+k} + \frac{q_v}{k} \left(\frac{2}{2c+k} + \frac{1}{k} \ln \frac{c}{c+k} \right) \right].$$

Для определения боковой силы необходимо просуммировать по окружности единичные силы давления, действующие на поверхность плунжера.

Так как рассматриваемая система (плунжер и гильза) симметрична относительно плоскости, проходящей через их оси (рис. 36), то будем учитывать только элементарные силы, проходящие параллельно плоскости симметрии, так как другие составляющие элементарных боковых сил взаимно уравновесятся. С учетом последнего сила давления, действующая на плунжер,

$$F = 2r_0 \int_0^\pi F_{\text{ед}} \cos \theta d\theta = 2r_0 l \Delta p \int_0^\pi \left[\bar{p}_0 - \frac{c+k}{2c+k} + \frac{q_v}{k} \left(\frac{2}{2c+k} + \frac{1}{k} \ln \frac{c}{c+k} \right) \right] \cos \theta d\theta.$$

После интегрирования

$$F = \frac{2\pi r_0 l \Delta p}{k\bar{\epsilon}} \left\{ \frac{k^2}{4} \left[1 - \frac{2+k}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right] + q_v(2+k) \times \left[\frac{1}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} - \frac{1}{\sqrt{1-\bar{\epsilon}^2} + \sqrt{(1+k)^2 - \bar{\epsilon}^2}} \right] \right\}. \quad (105)$$

Раскрыв неопределенности, можно убедиться, что результирующая боковая сила, действующая на осесимметричный плунжер, расположенный в осесимметричной гильзе концентрично ($\bar{\epsilon}=0$), равна нулю. Точно так же будет равна нулю сила F , если параметр $k=0$, независимо от того, концентрично или эксцентрично располагается плунжер в гильзе.

Когда плунжер неподвижен ($v_{\text{п}}=0$), боковая сила, действующая на плунжер,

$$F = \frac{\pi r_0 l k}{2\bar{\epsilon}} \left[1 - \frac{2+k}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right] \Delta p. \quad (106)$$

Если влияние радиуса плунжера r_0 , его длины l и перепада давле-

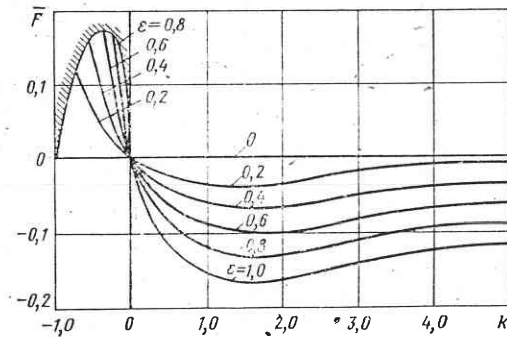


Рис. 37. График зависимости $\bar{F}=f(k, \bar{\epsilon})$

ния $\Delta p = p_0 - p_1$ на величину F боковой силы очевидно, то этого нельзя сказать о параметрах k и $\bar{\epsilon}$. Для выяснения этого влияния приведем формулу (106) к безразмерному виду

$$\bar{F} = \frac{F}{\pi r_0 l \Delta p} = \frac{k}{2\bar{\epsilon}} \left[1 - \frac{2+k}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right] \quad (107)$$

и построим графическую зависимость $\bar{F}=f(k, \bar{\epsilon})$ (рис. 37). Правая часть графика построена для расширяющейся щели, левая часть с $k < 0$ — для щели сужающейся. Отрицательные значения \bar{F} у расширяющейся щели свидетельствуют о возникновении сил, стремящихся поджать плунжер к стенке гильзы. При совпадении осей плунжера и гильзы, когда $\bar{\epsilon}=0$, безразмерная боковая сила \bar{F} , а значит, и сама сила F равны нулю. Увеличение параметра k приводит вначале к сравнительно быстрому росту абсолютной величины \bar{F} , а затем $|\bar{F}|$ медленно уменьшается. Максимальное значение $|\bar{F}|$ приобретает в момент касания плунжера стенки гильзы, т. е. при $\bar{\epsilon}=1$ и параметре $k \approx 1$, тогда $|\bar{F}| = 0,17$.

У плунжерных пар, образующих сужающиеся в направлении утечки щели, с ростом значения параметров k и $\bar{\epsilon}$ боковая сила, центрирующая плунжер, увеличивается. На рис. 37 слева очерчена граница \bar{F} для предельных значений $\bar{\epsilon}_{\text{пред}}$ для сужающейся щели, полученных по формуле (86), при которых плунжер касается гильзы. Так как радиальному перемещению плунжера в гильзе обычно ничто не препятствует, то можно предполагать, что под действием возникшей боковой силы плунжер, образующий в гильзе расширяющуюся в направлении утечки щель, займет положение, при котором $\bar{\epsilon}=1$. Подсчет максимального значения боковой силы может быть выполнен в предположении, что $\bar{F} = -0,17$ и $\bar{\epsilon}=1$:

$$F_{\text{max}} = \bar{F}_{\text{max}} \pi r_0 l \Delta p = -0,53 r_0 l \Delta p. \quad (108)$$

Если плунжер имеет n поясков, разделяющих давления p_2 и p_1 , то

боковая сила увеличивается в n раз:

$$F_{\max} = -0,53r_0 \Delta p n. \quad (109)$$

Определение величины боковой силы по формуле (106) является только некоторым приближением к реальному. Истинную величину этой силы можно получить, если учесть, что кроме течения жидкости вдоль пояса плунжера появляется поток жидкости вокруг него. Формулами также не учтено, что зазор и характер щели могут изменяться в результате деформации деталей плунжерной пары под действием давления. Переменной также является вязкость жидкости вдоль щели. Общего решения для определения величины запирающей силы при действительном течении потока в зазоре получить не удалось. Однако результаты выполненного теоретического анализа достаточно хорошо подтверждаются экспериментами и могут быть использованы в практических расчетах.

Анализируя графики рис. 37, можно сделать вывод о том, что для предотвращения защемления плунжерных пар достаточно делать плунжер и гильзу строго цилиндричными. Однако получить строгую цилиндричность деталей практически невозможно. Всегда могут быть отклонения от идеальной формы вследствие несовершенства производства (овальность, волнистость и т. п.). Поэтому для предотвращения защемления рекомендуется деталям при изготовлении придавать такую форму, чтобы зазор в направлении утечки имел небольшую сужающуюся конусность. Достичь этого можно притиркой плунжеров. Величину k получать больше 0,2 нецелесообразно, так как дальнейшее увеличение k мало повлияет на величину центрирующей силы, но увеличит утечку через щель. Как показали эксперименты, небольшая конусность ($k \leq 0,2$) приводит даже к некоторому уменьшению утечки по сравнению с плунжерной парой, образующей параллельный зазор. Это происходит, видимо, потому, что плунжер при наличии сужающейся щели центрируется в гильзе, в то время как при щели с параллельными стенками плунжер в гильзе занимает эксцентричное положение. Утечка при этом [см. формулу (2)] в 2,5 раза превышает утечку через зазоры плунжерной пары, когда плунжер сцентрирован в гильзе.

Из опытов следует, что усилие, потребное для перемещения плунжера, интенсивно увеличивается лишь в течение первых 1—5 мин после подвода давления к золотнику и, достигнув максимума, в какой-то степени стабилизируется. Время интенсивного возрастания запирающей силы зависит от вязкости жидкости, повышаясь с увеличением последней, а также от перепада давления в щели. При высоких перепадах давления это время измеряется секундами. Нарастание запирающей силы в течение некоторого времени после подвода к плунжерной паре давления, вероятно, вызвано тем, что плунжер не сразу может занять положение, соответствующее максимальному значению боковой силы.

В первоначальный момент после подвода давления плунжер перемещается к стенке гильзы, выдавливая с этой стороны жидкость, и приходит с ней в соприкосновение. Затем плунжер может

перекатываться в гильзе, пока не займет устойчивого положения. Большинство жидкостей, используемых в гидросистемах, обладают свойством адсорбироваться на поверхностях плунжера и гильзы, образуя граничные слои, способные выдерживать значительную нагрузку, не разрушаясь. Эти слои выполняют роль протектора, препятствуя непосредственному контакту металлических поверхностей.

До тех пор, пока не произойдет прорыв защитной масляной пленки, трение будет граничным. Однако при нагружении плунжера значительной боковой нагрузкой, возможен прорыв граничной пленки и произойдет контакт поверхностей плунжера и цилиндра. Этому способствуют микронеровности и волнистость поверхности деталей. Однако есть жидкости, которые на поверхности контакта с металлическими поверхностями не образуют защитных граничных пленок. В таком случае под действием нагрузки согласно теории, развитой А. Ю. Ишлинским и И. В. Крагельским, может происходить постепенное увеличение суммарной площади контактов соприкасающихся поверхностей, а также взаимное внедрение обоих тел [11]. При этом увеличивается влияние силы молекулярного сцепления, в результате чего сила статического трения с продолжительностью неподвижного контакта возрастает. При высоких температурах, превышающих $+100^\circ\text{C}$, свойства граничных пленок, предотвращающих непосредственный контакт поверхностей, нарушаются.

Если при чисто гидродинамическом трении, когда поверхности плунжера и гильзы отделены слоем жидкости, сила трения пропорциональна вязкости жидкости и скорости перемещения плунжера, то при граничном и полусухом трении закономерности более сложны.

Сила трения $F_{\text{тр}}$ в этом случае будет зависеть не только от величины боковой (нормальной) нагрузки F , но еще и от коэффициента трения f , значение которого при переходе от жидкостного трения в граничное возрастает по мере уменьшения толщины пленки (рис. 38): $F_{\text{тр}} = fF$. При граничном трении значение f стабилизируется, но при прорыве граничной масляной пленки с увеличением точек контакта поверхностей коэффициент f начинает возрастать, приближаясь к значению коэффициента сухого трения. Величину граничного трения в ориентированных расчетах можно принять $f = 0,1$.

В. Н. Лозовский, изучая причины отказа топливной и гидравлической аппаратуры, установил, что при некоторых условиях нагружения и вибраций возможно схватывание сопрягаемых поверхностей плунжера и гильзы, что приводит к значительному увеличению силы трения и нарушению целостности поверхности [15]. Было установлено, что максимальное значение силы трения наблюдается в момент страгивания плунжера с места; у движущегося плунжера сила трения уменьшается. Поэтому приведенные ниже опытные данные — это максимальные значения силы трения плунжеров, т. е. силы, потребные для страгивания плунжера с места.

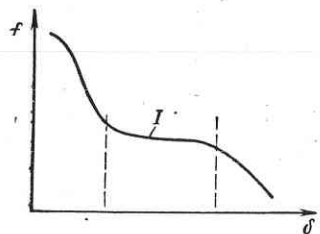


Рис. 38. Зависимость коэффициента трения f от толщины δ масляной пленки (I — граничное трение)

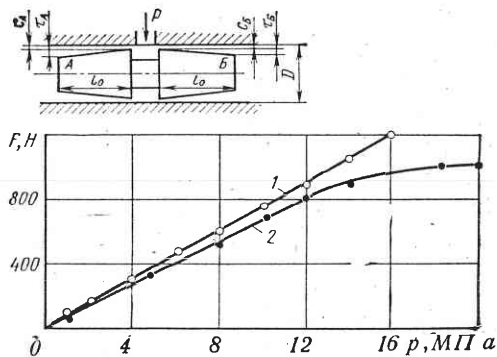


Рис. 39. Влияние давления на величину запирающей силы:

1 — теоретическая кривая; 2 — экспериментальная кривая ($l_0=12$ мм, $\tau_A=5,1$ мкМ, $c_A=4,2$ мкМ, $\tau_B=8,1$ мкМ, $c_B=6,1$ мкМ)

Эксперименты показали также, что когда плунжерная пара имела расширяющуюся щель, плунжер при подводе давления «защемляется», а при сужающейся щели этого не наблюдалось. На рис. 39 приведена зависимость запирающей силы от подводимого давления к двухпоясковому плунжеру, образующему в гильзе расширяющуюся щель. Силу, потребную для страгивания плунжера $F_{стр}$, измеряли после 2 мин нахождения плунжерной пары под давлением, а затем по формуле $F_{стр} = fF$ находили боковую запирающую силу F . Расчетное значение силы F определяли по формуле (106). Результаты теории и эксперимента хорошо согласуются в области низких давлений. Некоторое различие в данных можно объяснить несовершенством изготовления опытного золотника (завалы на концах поясков), а также теми допущениями, которые были приняты при выводе формулы (106). При давлениях, превышающих $\Delta p = 16$ МПа, увеличение запирающей силы прекращается; более того, сила начинает уменьшаться. Это свидетельствует о том, что формула (106) справедлива лишь для малых и умеренных давлений жидкости, при которых конфигурация щелей вследствие деформации деталей от давления не изменяется.

Так как получение малой конусности вызывает трудности, Манпан [45] считает возможным плунжер изготавливать ступенчатым (рис. 40). Результаты экспериментов показывают, что одна ступенька дает приблизительно 50% центрирующей силы конусного плунжера, две ступеньки — еще большую силу, поэтому ступеньки могут быть полезными. Было установлено, что утечка масла через зазор при пояске с одной ступенькой на 30% меньше, чем у конусного плунжера.

Другой метод уменьшения силы трения плунжерных пар, предлагаемый нами, заключается в изготовлении на поясках плунжера канавок переменной глубины, параллельных оси плунжера.

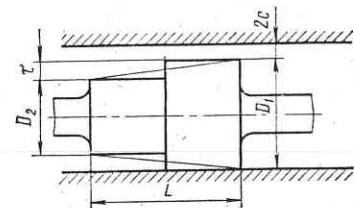


Рис. 40. Ступенчатый плунжер

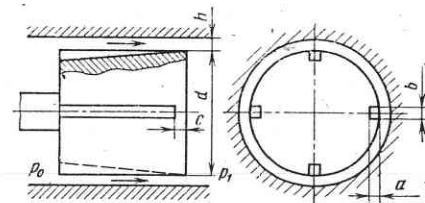


Рис. 41. Схема центрирования плунжера с помощью канавок переменной глубины

Особо необходимы эффективные методы центрирования золотников, если они работают на воздухе или жидкостях, не обладающих смазывающими свойствами, а также у золотников с большими геометрическими размерами. К нам обратились сотрудники одного из проектных институтов с просьбой рекомендовать методы уменьшения силы трения двухпоясных плунжеров — диаметром 35, 50 и 100 мм, предназначенных для гидросистем прокатных станов. Усилия, необходимые для перемещения этих опытных золотников, превышали 500 Н.

Идея метода центрирования сводится к изготовлению на поясках плунжера продольных канавок, чтобы получались конические, сужающиеся в направлении утечки щели, при которых гидродинамические силы центрируют плунжер в гильзе. Размеры и число канавок на поясках плунжера должны быть такими, чтобы покрыть возможные неточности производства плунжера пар и получить оптимальный эффект центрирования при малых утечках через зазоры.

На рис. 41 приведена схема плунжерной пары с центрирующими канавками.

Выразим параметр конусности щели k через площади сечений:

$$k = \frac{h_1 - h_0}{h_0} = \frac{S_1 - S_0}{S_0} = \frac{nab}{\pi dh + nab}$$

где $S_1 = \pi dh$ — площадь сечения на выходе из щели; $S_0 = \pi dh + nab$ — площадь сечения на входе в щель со стороны высокого давления; n — число канавок; a, b — максимальные размеры сечения канавки.

Определим максимальную глубину канавки

$$a = \frac{\pi dhk}{b(1+k)n}$$

Ширина канавки b должна быть возможно малой, как позволяет технология производства 0,5—1,0 мм. Число канавок — четыре или восемь. Расстояние между канавками на окружности должно быть одинаковым; при четырех канавках угол $\theta = 90^\circ$ (см. рис. 41), при восьми канавках $\theta = 45^\circ$. Расстояние от конца канавки до конца по-

яска плунжера $c=1\div 1,5$ мм. Важно выдерживать этот размер для всех канавок одинаковым. При расчетах следует принимать $k=-(0,2\div 0,5)$.

Рассмотренный метод центрирования дает наилучший эффект при больших диаметрах плунжеров, превышающих 20 мм. Утечка жидкости через зазоры, несмотря на наличие канавок, практически не увеличивается, так как плунжер без центрирующих канавок, обычно в гильзе, располагается эксцентрично и утечка через зазор при этом увеличивается в 2,5 раза по сравнению с утечкой, когда плунжер концентрично расположен в гильзе. Эксперименты показали, что описанный способ центрирования приводит к 100%-ной разгрузке плунжера от боковых неуравновешенных сил. Сила, необходимая для перемещения плунжера, практически не зависит от величины подводимого давления и сохраняется равной силе, потребной для перемещения плунжера при нулевом избыточном давлении.

Рассмотренные методы центрирования плунжеров неприемлемы в тех случаях, когда возможно реверсирование давления, так как тогда щель между плунжером и гильзой из сужающейся превращается в расширяющуюся, при которой плунжер защемляется в гильзе. Другие методы центрирования плунжеров рассмотрены в работе [19].

Формула (105) позволяет определить неуравновешенную боковую силу, действующую на плунжер при фрикционном течении, когда $\Delta p=0$:

$$F = \frac{12\pi r_0 l^2 \nu \rho v_{\text{п}} (2+k)}{h_0^2 k \bar{\epsilon}} \left[\frac{1}{V(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2} - \frac{1}{V1 - \bar{\epsilon}^2 + V(1+k)^2 - \bar{\epsilon}^2} \right]. \quad (110)$$

Обозначим

$$\bar{F}_{\text{фр}} = \frac{2+k}{k\bar{\epsilon}} \left[\frac{1}{V(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2} - \frac{1}{V1 - \bar{\epsilon}^2 + V(1+k)^2 - \bar{\epsilon}^2} \right], \quad (111)$$

тогда

$$F = \frac{12\pi r_0 l^2 \nu \rho v_{\text{п}}}{h_0^2} \bar{F}_{\text{фр}}. \quad (112)$$

Раскрыв неопределенности, можно убедиться в том, что при $k \rightarrow 0$ и $\bar{\epsilon} \rightarrow 0$ значение функции F также стремится к нулю. Из уравнения (110) следует, что боковая неуравновешенная сила давления зависит от геометрических размеров плунжера r_0 и l , параметра k , положения плунжера в гильзе $\bar{\epsilon}$, величины зазора h_0 , вязкости жидкости, направления и скорости движения плунжера v . Чтобы избежать недоразумений, которые могут возникнуть при расчетах при обозначении зазоров h_0 и h_1 , выборе величины и знака параметра конусности k и направления движения плунжера, условимся:

при концентричном расположении плунжера в гильзе обозначать буквами h_0 меньший и h_1 больший зазоры конусной щели;

параметр конусности подсчитывать по формуле $k = (h_1 - h_0)/h_0$.

в силу принятого допущения будет всегда $k > 0$;

относительный эксцентриситет $\bar{\epsilon} = \epsilon/h_0$ определять в сечении с минимальным зазором, т. е. в сечении, где $h = h_0$;

направление движения плунжера, а значит, и результирующей силы F , подсчитанной по формуле (110), считать положительными, если плунжер движется в сторону увеличения зазора (от h_0 в направлении h_1) и отрицательными при обратном направлении движения плунжера.

При таких обозначениях коэффициент $\bar{F}_{\text{фр}}$, определяемый по формуле (111), всегда будет иметь отрицательное значение. Отрицательные значения силы F , возникающей при фрикционном движении, свидетельствуют о стремлении плунжера прижаться к стенке гильзы, при положительных значениях F плунжер центрируется в гильзе.

На рис. 42 показана зависимость безразмерного коэффициента $\bar{F}_{\text{фр}}$ от параметра k и относительного эксцентриситета $\bar{\epsilon}$. Увеличение k приводит вначале к сравнительно быстрому росту абсолютной величины $\bar{F}_{\text{фр}}$, а затем $|\bar{F}_{\text{фр}}|$ медленно уменьшается. Максимальное значение $|\bar{F}_{\text{фр}}|$ приобретает при $k < 1$. Чем больше значение относительного эксцентриситета $\bar{\epsilon}$, тем больше значение $|\bar{F}_{\text{фр}}|$ при прочих равных условиях.

Колебательные и вращательные движения плунжера. Значительного уменьшения силы трения можно достичь, если плунжеру или гильзе сообщить вращение или постоянные колебания небольшой амплитуды и высокой частоты. При этом увеличивается износ сопрягаемых деталей, но в высокоточных системах автоматического управления можно получить устойчивые характеристики сил трения малой величины. Особенно целесообразны возвратно-поступательные движения золотников следящих систем управления, так как помимо снижения трения резко уменьшается зона «нечувствительности». В самом деле, статическая чувствительность следящей системы определяется величиной холостого хода, при котором плунжер движется, но не открывает для жидкости проход к исполнительному механизму. Чтобы жидкость могла поступать к исполнительному механизму, плунжер необходимо переместить на величину, несколько большую, чем величина перекрытия окна.

При осевых осциллирующих движениях с амплитудой, несколько превышающей величину перекрытия окна, полости силового цилиндра последовательно соединяются с линией нагнетания и ли-

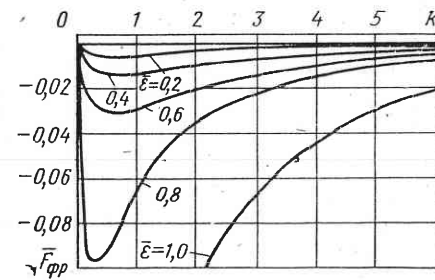


Рис. 42. График зависимости $\bar{F}_{\text{фр}} = f(k, \bar{\epsilon})$

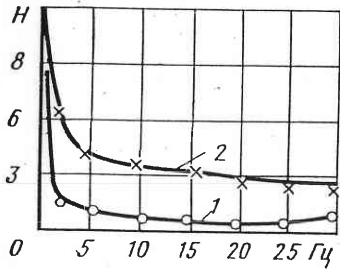


Рис. 43. Зависимость частоты колебаний плунжера от силы, потребной для его перемещения при $\Delta p = 5$ МПа (кривая 1) и $\Delta p = 7,5$ МПа (кривая 2)

нией отвода жидкости, а поршень цилиндра получает колебательные движения. Если частота колебаний плунжера будет достаточно большой, а амплитуда малой, то поршень цилиндра не сможет реагировать на импульсы, заданные этими колебаниями. Но любое малое перемещение оси, относительно которой колеблется плунжер, от нейтрального положения нарушит равновесие сил, действующих на поршень цилиндра, который под действием неравновешенных сил начнет перемещаться в ту или иную сторону.

Плунжер или гильза могут вращаться от механического привода или гидравлической реактивной турбины. Вращающийся плунжер, увлекаемая маслом, нагнетает его в клинообразную полость, образованную поверхностями плунжера и гильзы. В результате в этой полости повышается давление, которое не позволяет плунжеру прижиматься к стенке. При достаточно большой частоте вращения плунжера трение будет жидкостным с минимальным значением коэффициента трения.

При колебательных движениях плунжера относительно гильзы возникает также гидродинамическое расклинивающее действие. На рис. 43 приведены результаты экспериментов по влиянию частоты колебаний на силу, необходимую для перемещения плунжера золотника. Испытывали двухпоясковый плунжер с диаметром поясков $d = 12$ мм, радиальным зазором $h_0 = 10$ мм. Установили, что изменение амплитуды колебаний в диапазоне от 0,1 до 2,4 мм для заданных частоты колебаний и давления жидкости на защемляющую силу не влияет. Повышение частоты колебаний плунжера до 5 Гц приводит к интенсивному снижению усилия, которое в дальнейшем стабилизируется и сохраняется почти неизменным до максимальной частоты 30 Гц, которая была получена в экспериментах.

4. РАСХОД (УТЕЧКА) ЧЕРЕЗ КОЛЬЦЕВУЮ ЩЕЛЬ

Расход жидкости через кольцевую конусную щель

$$Q_k = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \int_0^{2\pi} v_z r dr d\theta. \quad (113)$$

Учитывая, что $\int_{\psi_1}^{\psi_2} r v_z dr = B_1$ и используя полученные ранее значения B_1 , выражение для расхода будет

$$Q_k = \frac{d_0 h_0^3}{12\nu l} \int_0^{2\pi} \frac{(c+k)^2 c^2}{2c+k} \left[\Delta p \pm \frac{6\nu l v_n}{h_0^2 c (c+k)} \right] d\theta$$

или

$$Q_k = \frac{d_0 h_0^3 \Delta p}{12\nu l} \int_0^{2\pi} \frac{(c+k)^2 c^2}{2c+k} d\theta \pm \frac{d_0 h_0 v_n}{2} \int_0^{2\pi} \frac{(c+k)c}{2c+k} d\theta.$$

Первый член уравнения представляет собой расход через щель, вызванный перепадом давления Δp , второй член — утечку, вызванную движением плунжера.

Проделив вычисления при использовании зависимости $c = 1 - \epsilon \cos \theta$, получим решение для определения расхода жидкости

$$Q_k = \frac{\pi d_0 h_0^3 \Delta p}{12\nu l} \left[1 + 1,5\bar{\epsilon}^2 + 0,5k(3 + 0,5k - 0,25k^2) + 0,75k\bar{\epsilon}^2 + \frac{1}{8} \frac{k^4}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right] \pm \frac{\pi d_0 h_0 v_n}{4} \left(2 + k - \frac{k^2}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right). \quad (114)$$

Откуда расход, вызванный перепадом давления Δp при неподвижном плунжере ($v_n = 0$)

$$Q_{k\Delta p} = \frac{\pi d_0 h_0^3 \Delta p}{12\nu l} \left[1 + 1,5\bar{\epsilon}^2 + 0,5k(3 + 0,5k - 0,25k^2) + 0,75k\bar{\epsilon}^2 + \frac{1}{8} \frac{k^4}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right]. \quad (115)$$

Расход, вызванный движением плунжера, когда перепад давления на концах щели отсутствует ($\Delta p = 0$),

$$Q_{kv_n} = \pm \frac{\pi d_0 h_0 v_n}{4} \left(2 + k - \frac{k^2}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right). \quad (116)$$

Запишем формулу (116) таким образом:

$$Q_{kv_n} = Q_{\text{фр}} \bar{Q}_{\text{фр}}, \quad (117)$$

где

$$\bar{Q}_{\text{фр}} = \pm \frac{\pi d_0 h_0 v_n}{2}.$$

Расход через щель, образованную цилиндрическими поверхностями плунжера и гильзы при $\epsilon = 0$ и движущимися со скоростью v_n плунжера,

$$\bar{Q}_{\text{фр}} = \frac{Q_{kv_n}}{Q_{\text{фр}}} = \frac{1}{2} \left(2 + k - \frac{k^2}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right). \quad (118)$$

Зависимость $\bar{Q}_{\text{фр}} = f(k\bar{\epsilon})$ представлена на рис. 44. Величина изменяется в пределах от $0 \leq \bar{Q}_{\text{фр}} \leq 2$. Несовпадение осей плунжера и гильзы (эксцентricность) на величину $\bar{Q}_{\text{фр}}$ влияет незначительно. Интенсивное изменение $\bar{Q}_{\text{фр}}$ происходит при изменении параметра от $k = -1$ до $k \approx 3 \div 4$.

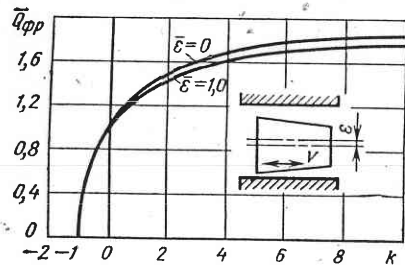


Рис. 44. График зависимости $\bar{Q}_{фр} = f(k, \bar{\epsilon})$

При концентричном расположении конусного плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon} = 0$) расход для неподвижного плунжера и напорного течения ($v_{п} = 0, \Delta p \neq 0$)

$$Q_{к\Delta p} = \frac{\pi d_0 h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l} \times \left[1 + 0,5k(3 + 0,5k - 0,25k^2) + \frac{0,125k^4}{2+k} \right]$$

или

$$Q_{к\Delta p} = \frac{\pi d_0 h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l} \frac{2(1+k)^2}{2+k}; \quad (119)$$

для фрикционного течения

$$Q_{кфр} = \pm \frac{\pi d_0 h_0 v_{п} (1+k)}{2+k}. \quad (120)$$

При движении плунжера навстречу напорному течению утечка через щель может прекратиться. Скорость плунжера, соответствующая нулевому расходу, определяется из условия $Q_{к\Delta p} = Q_{кфр}$:

$$v_{п.кр} = \frac{h_0^2 (1+k) \Delta p}{6 \nu \rho l}. \quad (121)$$

Если положить $k=0$ (кольцевая щель с параллельными стенками), формула (115) преобразуется в известную формулу (2).

Для упрощения вычислений запишем выражение (115) для определения расхода жидкости через конусную щель при напорном течении таким образом:

$$Q_{к\Delta p} = \bar{Q} Q_0, \quad (122)$$

где $Q_0 = \frac{\pi d_0 h_0^3 \Delta p}{12 \nu \rho l}$ — расход жидкости через кольцевую щель с постоянной высотой зазора и $\bar{\epsilon} = 0$; \bar{Q} — относительный расход, представляющий собой отношение расхода через конусную щель к расходу через щель, образованную цилиндрическим плунжером и гильзой с постоянной высотой зазора и $\bar{\epsilon} = 0$:

$$\bar{Q} = \frac{Q_{к\Delta p}}{Q_0} = 1 + 1,5\bar{\epsilon}^2 + 0,75k\bar{\epsilon}^2 + 1,5k + 0,25k^2 - 0,125k^3 + \frac{0,125k^4}{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}. \quad (123)$$

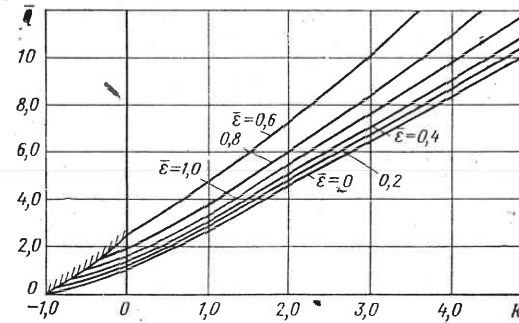


Рис. 45. График зависимости $\bar{Q} = f(k, \bar{\epsilon})$

Когда $\bar{\epsilon} = 0$,

$$\bar{Q} = \frac{2(1+k)^2}{2+k}. \quad (124)$$

Расчетная зависимость относительного расхода $\bar{Q} = f(k, \bar{\epsilon})$ приведена на рис. 45. Из графика (рис. 45) и анализа формулы (123) следует, что расход $Q_{к\Delta p}$ при увеличении значения параметра k у расширяющейся в направлении утечки щели увеличивается, а у сужающейся щели при увеличении абсолютного значения k расход уменьшается и при $k = -1$ равен нулю. Серия экспериментов, выполненная для щелей с различными значениями параметра k и относительного эксцентриситета $\bar{\epsilon}$, полностью подтвердила выводы теории. Заметные расхождения расчетных и экспериментальных данных начинались при угле конусности щели $\alpha > 3^\circ$. Расход через конусные щели по $h_{ср} = \frac{h_0 + h_1}{2}$ можно определять только для щелей с малым углом α . Уже при угле $\alpha = 0^\circ 30'$ утечка, подсчитанная по $h_{ср}$, может примерно в 2 раза отличаться от фактической. При дальнейшем увеличении угла α расхождения возрастают.

5. ПРИМЕР РАСЧЕТА ЩЕЛЕВОГО УПЛОТНЕНИЯ

Для оценки расхода жидкости через щель, бокового усилия, действующего на плунжер, и силы трения плунжерной пары при наличии конусности рассмотрим произвольный пример, в котором размеры деталей и допуски на изготовление примем в соответствии с существующими рекомендациями. Рассмотрим золотниковый распределитель с диаметром двухпояскового плунжера $d = 15$ мм, величиной перекрытия (длина щели) $l = 10$ мм, радиальным зазором $h = 0,012$ мм. Температура жидкости АМГ-10 $+60^\circ$ С. Перепад давления на поясках плунжера $\Delta p = 10$ МПа. Предельный допуск при изготовлении плунжера и гильзы $\pm 0,003$ мм. Пояски плунжера могут касаться поверхности гильзы. В зависимости от допуска на

Таблица 3

Результаты расчетов

Определяемая величина	Расчетная формула и значение
<i>Концентричное расположение плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=0$)</i>	
Относительный расход для щели:	$\bar{Q} = 2(1+k)^2/(2+k) \quad (125)$
расширяющейся	$\bar{Q}_p = 1,8$
сужающейся	$\bar{Q}_c = 0,32$
Расход через щель с постоянной высотой зазора $h_0=12$ мкм	$Q_0 = \frac{\pi d h_0^3 \Delta p}{12 \nu r l};$ $Q_0 = 0,965 \text{ см}^3/\text{с}$
Расход через щель:	$Q_{к\Delta p} + \bar{Q}Q_0$
расширяющуюся ($k=0,5$)	$Q_{p\Delta p} = 1,74 \text{ см}^3/\text{с}$
сужающуюся ($k=-0,5$)	$Q_{c\Delta p} = 0,309 \text{ см}^3/\text{с}$
<i>Эксцентричное расположение плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=\bar{\epsilon}_{\max}$)</i>	
Предельное значение относительного эксцентриситета, при котором плунжер касается гильзы, для щели:	$\bar{\epsilon}_{\text{пред}} = 1+k$
расширяющейся ($k=0,5$)	$\bar{\epsilon}_{\text{пред},p} = 1,0$
сужающейся ($k=-0,5$)	$\bar{\epsilon}_{\text{пред},c} = 0,5$
Относительный расход для щели:	$\bar{Q} = 1 + 1,5\bar{\epsilon}^2 + 0,75k\bar{\epsilon}^2 + 1,5k + 0,25k^2 -$ $- 0,125k^3 + 0,125k^4/\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}$
расширяющейся ($k=0,5$)	$Q_{p,\bar{\epsilon}} = 3,699$
сужающейся ($k=-0,5$)	$Q_{c,\bar{\epsilon}} = 0,6163$
Расход через щель:	$Q_{к\Delta p} = \bar{Q}_{к,\bar{\epsilon}}Q_0$
расширяющуюся ($k=0,5$)	$Q_{p,\bar{\epsilon}\Delta p} = 3,57 \text{ см}^3/\text{с}$
сужающуюся ($k=-0,5$)	$Q_{c,\bar{\epsilon}\Delta p} = 0,595 \text{ см}^3/\text{с}$
Расход через щель с постоянной высотой зазора $h_0=12$ мкм и $\bar{\epsilon}_{\max}=1,0$	$Q_{\bar{\epsilon},\max} = 2,5 Q_0;$ $Q_{\bar{\epsilon},\max} = 2,412 \text{ см}^3/\text{с}$
Безразмерный коэффициент силы в расширяющейся щели ($k=0,5$)	$\bar{F} = \frac{k}{2\bar{\epsilon}} \left[1 - \frac{2+k}{\sqrt{(2+k)^2 - 4\bar{\epsilon}^2}} \right];$ $\bar{F} = -0,15$
Боковая (защемляющая) сила, действующая на плунжер с расширяющимися щелями ($k=0,5$)	$F = \bar{F}\pi r_0 l \Delta p n;$ $F = 693,07 \text{ Н}$
Сила, необходимая для перемещения плунжера (для жидкости АМГ-10 и стальных плунжера и гильзы $f=0,09$)	$F_{\text{стр}} = fF;$ $F_{\text{стр}} = 62,37 \text{ Н}$

конусность щели между пояском плунжера и гильзы могут быть расширяющимися и сужающимися.

Полагаем размер зазора у входа в щель при концентричном расположении плунжера в гильзе неизменным $h_0=0,012$ мм. Однако размер зазора на выходе из щели при таком расположении плунжера с учетом допуска на неточности производства может быть различным: у расширяющейся щели $h_1=0,012+0,006=0,018$ мм; у сужающейся щели $h_1=0,012-0,006=0,006$ мм. Поэтому предельное значение параметра конусности у расширяющейся щели $k_p = \frac{h_1 - h_0}{h_0} = \frac{0,018 - 0,012}{0,012} = 0,5$,

а у сужающейся $k_c = \frac{0,006 - 0,012}{0,012} = -0,5$.

Результаты расчетов сведены в табл. 3.

Как видно из примеров, расхождения в расходе через кольцевую щель с учётом допусков на конусность при изготовлении плунжерных пар весьма значительные. Этим объясняется тот факт, что часто экспериментаторы не могут получить утечку, сравнимую с расчетной. В расчетах совершенно не учитывают возможный эффект облитерации щели, который при эксперименте внесет свои коррективы.

У плунжерной пары с расширяющимися у поясков плунжера щелями при эксцентричном расположении деталей возникает боковая неуравновешенная сила F , поджимающая плунжер к стенке гильзы. Для обеспечения надежной работы золотника при выборе механизма переключения плунжера (например, соленоида) необходим некоторый запас усилия, по сравнению с полученным значением $F_{\text{стр}} \approx 62,37 \text{ Н}$.

Глава V

УПЛОТНЕНИЯ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЩЕЛЯМИ, ОБРАЗОВАННЫМИ ПЛУНЖЕРОМ И ГИЛЬЗОЙ ОВАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

При исследовании погрешности геометрических форм плунжеров и отверстий корпуса опытной партии золотниковых распределителей гидросистем было установлено, что только 7% вновь изготовленных деталей не имеет отклонений от цилиндричности. Остальные плунжерные пары имеют овальность рабочих поясков отверстия корпуса до 10 мкм, а плунжеров до 4 мкм. При эксплуатации в результате износа овальность увеличивается и достигает у рабочих поясков корпуса 20 мкм и у плунжеров 8 мкм. По чертежу радиальный зазор между корпусом и плунжером устанавливают 4—16 мкм, номинальный диаметр отверстия 25 мм, допустимую овальность не более 4 мкм.

Вопросы истечения жидкости через зазоры, образованные плунжером и гильзой овального сечения, изучены недостаточно. Из-за

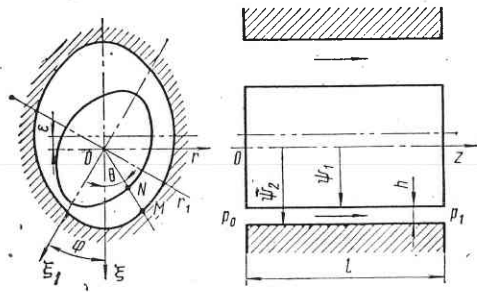


Рис. 46. Расчетная схема течения жидкости через зазоры, образованные плунжером и гильзой овального сечения

отсутствия расчетных формул при наличии овальности деталей утечку подсчитывают, осредняя зазор и диаметры, по формуле (2). Проверка показала, что между данными расчета по усредненным значениям d и h и фактической утечкой наблюдаются значительные расхождения, которые возрастают по мере увеличения овальности. Эти расхождения особенно велики при эксцентричном положении деталей. К тому же утечка через зазоры, образованные овальными деталями, как будет показано ниже, существенно зависит от угла поворота большей оси сечения плунжера относительно подобной оси сечения гильзы. Эту зависимость по формуле (2) учесть нельзя.

Течение в зазорах, образованных овальным плунжером и овальным отверстием под плунжер (рис. 46), под действием перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1$ будем считать ламинарным, изотермическим и установившимся. Воспользуемся системой цилиндрических координат r, θ, z . Ось Oz совместим с точкой пересечения осей симметрии сечения плунжера и направим по течению жидкости. Несколько упрощая задачу, будем полагать, что контуры сечения плунжера и гильзы описываются уравнениями эллипса, что близко к действительности. Центры внутреннего и внешнего эллипсов могут отстоять друг от друга на расстоянии ϵ , но они располагаются на фокальной оси внешнего эллипса.

Обозначим через a и b , соответственно, большую и малую полуоси эллипса, $2c$ — расстояние между фокусами, e — эксцентриситет эллипса. Обозначения с индексом 1 будем относить к внутреннему эллипсу (плунжеру), а с индексом 2 — к наружному эллипсу (отверстию гильзы). Значения c и e у эллипса определяют из известных соотношений $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ и $e = c/a$. Для исследования течения воспользуемся уравнениями движения и неразрывности (8) в цилиндрических координатах. Для принятых обозначений (рис. 46) уравнения границ можно записать

$$\psi_1 = b_1 \left[1 + \frac{1}{2} e_1^2 \cos^2(\theta + \varphi) \right]; \quad (126)$$

$$\psi_2 = b_2 \left(1 + \frac{1}{2} e_2^2 \cos^2 \theta \right) - \epsilon \cos \theta. \quad (127)$$

Величина зазора

$$h = h_0 - \epsilon \cos \theta + \frac{1}{2} [b_2 e_2^2 \cos^2 \theta - b_1 e_1^2 \cos^2(\theta + \varphi)], \quad (128)$$

где $h_0 = b_2 - b_1$.

1. ВЕЛИЧИНА РАСХОДА ЧЕРЕЗ КОЛЬЦЕВОЙ ЗАЗОР

Интегрируя первое уравнение (8) дважды по r , используя граничные условия и пренебрегая из-за малости значениями $h/2\psi_1$, h^2/ψ_1^2 , x^2/ψ_1^2 , h^3/ψ_1^3 , x^3/ψ_1^3 , получаем выражение для определения скорости потока

$$v_z = -\frac{1}{2\nu r} (x^2 - hx) \frac{dp}{dz}, \quad (129)$$

где $x = r - \psi_1$.

Интегрирование уравнения неразрывности (8) по r в пределах от ψ_1 до ψ_2 позволяет определить секундный расход жидкости, протекающей через щель единичной ширины,

$$q = \int_{\psi_1}^{\psi_2} r v_z dr. \quad (130)$$

Подставляя уравнение (129) в (130), получаем

$$q = -\frac{\psi_1}{2\nu r} \frac{dp}{dz} \left(-\frac{h^3}{6} - \frac{h^4}{12\psi_1} \right).$$

Значением $h^4/12\psi_1$ можно пренебречь из-за малости. Тогда

$$q = -\frac{\psi_1 h^3}{12\nu r} \frac{dp}{dz}.$$

При данной постановке задачи (отсутствии перекосов и конусности деталей, образующих щель) зазор h в направлении утечки будет постоянным в любом азимутальном сечении плунжера. Тогда на основании выводов, полученных выше [см. формулу (83)], можно утверждать, что изменение давления вдоль щели подчиняется линейному закону независимо от того, концентрично или эксцентрично располагается плунжер в гильзе, т. е. $-dp/dz = -\Delta p/l$.

С учетом этих замечаний предыдущее выражение перепишем в виде

$$q = -\frac{\psi_1 h^3 \Delta p}{12\nu r l}. \quad (131)$$

Для определения расхода жидкости, проходящей через щель, просуммируем элементарные расходы, приходящиеся на единицу ширины:

$$Q = \int_0^{2\pi} q d\theta = \frac{\Delta p}{12\nu r l} \int_0^{2\pi} \psi_1 h^3 d\theta. \quad (132)$$

При интегрировании использованы зависимости (126) и (128). После оценки значений членов, в результате которой не принимали во внимание величины, имеющие второй порядок малости по сравнению с оставшимися, формула для определения расхода приняла следующий вид:

$$Q = \frac{\pi b_1 \Delta p}{12\nu r l} \left[2h_0^3 + 3\varepsilon^2 h_0 + \frac{e_1^2 h_0^2}{2} (h_0 - 3b_1) + \frac{3}{4} \varepsilon^2 e_1^2 \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\varphi \right) \times \right. \\ \times (h_0 - b_1) + \frac{9}{16} b_1 e_1^4 h_0 (b_1 - h_0) + \frac{5}{64} b_1^2 e_1^6 (3h_0 - b_1) + \\ \left. + \frac{3}{8} b_2 e_2^2 (4h_0^2 + 3\varepsilon^2) + \frac{9}{16} b_2 e_2^4 h_0 + \frac{5}{64} b_2^3 e_2^6 + \frac{3}{8} e_1^2 b_2 e_2^2 (h_0 - 2b_1) \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\varphi \right) + \frac{3}{64} e_1^2 b_2 e_2^2 (2\varepsilon^2 - b_1 b_2 e_2^2) (8 \sin^2 \varphi - 1) + \right. \\ \left. + \frac{3}{128} b_2 e_2^2 b_1 e_1^4 (2b_1 - h_0) (4 - 3 \sin^2 \varphi) \right]. \quad (133)$$

Приведем формулу (133) к виду, удобному для выполнения анализа и вычислений:

$$Q = Q_0 \bar{Q}_{\text{ов}}, \quad (134)$$

где

$$Q_0 = \frac{2\pi b_1 h_0^3 \Delta p}{12\nu r l} \quad (135)$$

— расход через кольцевую щель, образованную двумя concentрично расположенными цилиндрами: внешним радиусом $R = b_2$, внутренним радиусом $r = b_1$ и радиальным зазором $h_0 = b_2 - b_1$; $\bar{Q}_{\text{ов}}$ — безразмерный коэффициент расхода:

$$\bar{Q}_{\text{ов}} = 1 + \frac{3\varepsilon^2}{2h_0^2} + \frac{e_1^2}{4h_0} (h_0 - 3b_1) + \frac{3}{8} \frac{\varepsilon^2 e_1^2}{h_0^3} \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\varphi \right) (h_0 - b_1) + \\ + \frac{9}{32} \frac{b_1 e_1^4}{h_0^2} (b_1 - h_0) + \frac{5}{128} \frac{b_1^2 e_1^6}{h_0^3} (3h_0 - b_1) + \frac{3}{16} \frac{b_2 e_2^2}{h_0^3} (4h_0^2 + 3\varepsilon^2) + \\ + \frac{9}{32} \frac{b_2^2 e_2^4}{h_0^2} + \frac{5}{128} \frac{b_2^3 e_2^6}{h_0^3} + \frac{3}{16} \frac{e_1^2 b_2 e_2^2}{h_0^2} (h_0 - 2b_1) \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\varphi \right) + \\ + \frac{3}{128} \frac{e_1^2 b_2 e_2^2}{h_0^3} (2\varepsilon^2 - b_1 b_2 e_2^2) (8 \sin^2 \varphi - 1) + \frac{3}{256} \frac{b_2 e_2^2 b_1 e_1^4}{h_0^3} (2b_1 - h_0) \times \\ \times (4 - 3 \sin^2 \varphi). \quad (136)$$

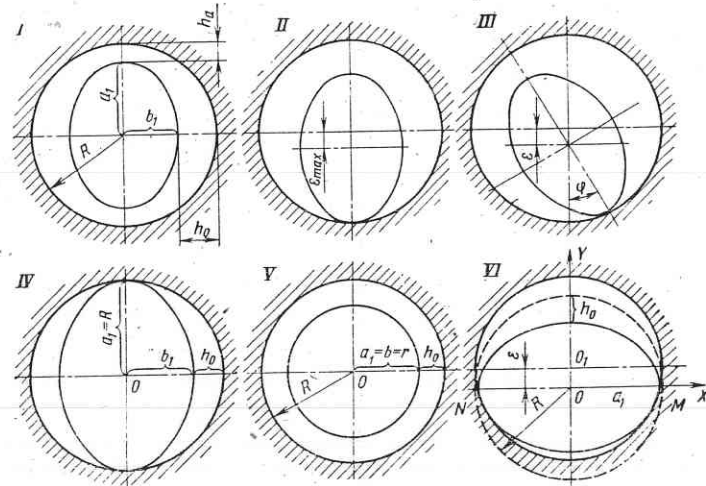


Рис. 47. Возможные случаи расположения плунжера эллиптического сечения в гильзе с отверстием постоянного радиуса

Для некоторых частных случаев выражение (136) упрощается. Например, для определения утечки через кольцевую щель, образованную плунжером эллиптического сечения и гильзой с отверстием постоянного радиуса $R = a_2 = b_2$ (рис. 47) зависимость (136) преобразуется в выражение

$$\bar{Q}_{\text{ов}} = 1 + \frac{3\varepsilon^2}{2h_0^2} + \frac{e_1^2}{4h_0} (h_0 - 3b_1) + \frac{3}{8} \frac{\varepsilon^2 e_1^2}{h_0^3} (h_0 - b_1) \left(1 + \frac{1}{2} \cos 2\varphi \right) + \\ + \frac{9}{32} \frac{b_1 e_1^4}{h_0^2} (b_1 - h_0) + \frac{5}{128} \frac{b_1^2 e_1^6}{h_0^3} (3h_0 - b_1). \quad (137)$$

Анализируя выражение (137), можно сделать вывод: при сохранении неизменной высоты зазора $h_0 = b_2 - b_1$ по мере увеличения эксцентриситета эллипса e_2 (увеличения овальности плунжера) значение $\bar{Q}_{\text{ов}}$ уменьшается; увеличение расстояния ε между центрами окружности и эллипса приводит к росту значения $\bar{Q}_{\text{ов}}$ и достигает максимума при касании плунжером стенки гильзы; при несовпадении центров плунжера и гильзы коэффициент расхода $\bar{Q}_{\text{ов}}$ зависит от угла φ поворота большой оси эллипса относительно оси, принятой за начало отсчета.

Определим угол φ , соответствующий максимуму или минимуму функции (137). Известно, что непрерывная функция, а именно такой является функция (137), имеет экстремум в точках, где ее производная равна нулю или обращается в бесконечность. Для рассматриваемого случая $d\bar{Q}_{\text{ов}} = \sin 2\varphi = 0$, что возможно при $\varphi = 0$ и $\varphi = 90^\circ$ ($\varphi = 0$ соответствует минимальному, $\varphi = 90^\circ$ — максимальному значению функции).

При совпадении осей плунжера и гильзы ϵ обращается в нуль, а коэффициент расхода $\bar{Q}_{ов}$ перестает зависеть от угла φ . Тогда

$$\bar{Q}_{овкон} = 1 + \frac{e_1^2}{4h_0} (h_0 - 3b_1) + \frac{9}{32} \frac{b_1 e_1^4}{h_0^2} (b_1 - h_0) + \frac{5}{128} \frac{b_1^2 e_1^6}{h_0^3} (3h_0 - b_1). \quad (138)$$

Если плунжер и гильза цилиндрические, коэффициент расхода $\bar{Q}_{ов} = 1 + 1,5 \bar{\epsilon}^2$, а формула (133) принимает вид выражения (2).

Для упрощения анализа зависимости безразмерного коэффициента расхода $\bar{Q}_{ов}$ введем понятие относительной овальности

$$k_{ов} = (h_0 - h_a) / h_0 = 1 - h_a / h_0, \quad (139)$$

где $h_0 = R - b_1$, $h_a = R - a_1$.

Из определения следует, что относительная овальность изменяется от $k_{ов} = 1$ при $h_a = 0$ (см. схему IV на рис. 47) до $k_{ов} = 0$ при $h_a = h_0$ (см. схему V на рис. 47). В первом случае, когда $k_{ов} = 1$, большая полуось эллипса равна радиусу гильзы, т. е. $a_1 = R$, во втором случае — плунжер, так же как и гильза, имеет сечение окружности, когда $a_1 = b_1 = r$. На рис. 48 приведена зависимость коэффициента $\bar{Q}_{ов}$ от относительной овальности $k_{ов}$, полученная расчетом и экспериментально. Кривая 1 соответствует концентричному расположению плунжера в гильзе, $\epsilon = 0$ (см. схему I на рис. 47), кривые 2 и 3 — эксцентричному расположению $\epsilon = \epsilon_{max}$. При $\varphi = 0$ (см. схему II на рис. 47) — линия 2, при $\varphi = 90^\circ$ (см. схему VI на рис. 47) — линия 3. При концентричном расположении плунжера в гильзе значения $\bar{Q}_{ов}$ при увеличении $k_{ов}$ уменьшаются от $\bar{Q}_{ов} = 1$ до $\bar{Q}_{ов} = 0,3$. Для плунжера, имеющего расположение в гильзе эксцентрично, значения $\bar{Q}_{ов}$ при увеличении $k_{ов}$ уменьшаются с $\bar{Q}_{ов} = 2,5$ до $\bar{Q}_{ов} = 0,3$. Значения $\bar{Q}_{ов}$ для всех остальных положений плунжера в гильзе с углом φ , изменяющимся от $\varphi = 0$ до $\varphi = 90^\circ$, находятся между кривыми 2 и 3 (рис. 48).

Если для цилиндрических плунжера и гильзы расход жидкости в зависимости от положения плунжера в гильзе изменяется в 2,5 раза [см. формулу (2)], то для цилиндрической гильзы и овального плунжера расход в зависимости от положения плунжера в гильзе может измениться в 8,33 раза (от $\bar{Q}_{ов} = 0,3$ до $\bar{Q}_{ов} = 2,5$). Последнее обстоятельство требует тщательной постановки эксперимента при сравнении фактического и расчетного расходов жидкости через щели при овальном сечении деталей плунжерных пар.

При совпадении главной оси эллипса с диаметром отверстия, расположенного под углом $\varphi = 0$, значение эксцентриситета может быть максимальным $\epsilon_{max} = h_a = R - a_1$ (см. схему II на рис. 47). Однако при повороте главной оси эллипса на угол φ максимальное значение эксцентриситета уменьшается. На схеме VI (см. рис. 47) изображен эллипс, повернутый на угол $\varphi = 90^\circ$, который касается гильзы в точках M и N. Определим для них ϵ_{max} . Запишем уравнение эллипса и окружности в прямоугольной системе координат,

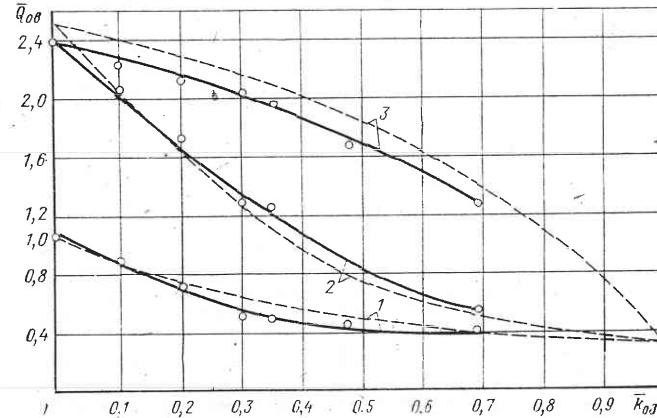


Рис. 48. Зависимость коэффициента расхода $\bar{Q}_{ов}$ от относительной овальности $k_{ов}$ (штриховые кривые — теоретические, сплошные — экспериментальные данные)

приняв за начало точку O:

$$x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 = 1, \quad x^2 + (y + \epsilon_{max})^2 = R^2. \quad (140)$$

При решении этих уравнений воспользуемся выражением $c_1^2 = a_1^2 - b_1^2$. Точки касания M и N — общие для эллипса и окружности. Совместное решение уравнений позволяет определить ординату касания

$$y = \frac{2b_1^2 \epsilon_{max} \pm \sqrt{4b_1^4 \epsilon_{max}^2 - 4c_1^2 b_1^2 (R^2 - \epsilon_{max}^2 - a_1^2)}}{2c_1^2}. \quad (141)$$

В силу симметрии задачи это возможно, когда подкоренное выражение

$$4b_1^4 \epsilon_{max}^2 - 4c_1^2 b_1^2 (R^2 - \epsilon_{max}^2 - a_1^2) = 0. \quad (142)$$

Откуда

$$\epsilon_{max} = \pm \frac{c_1 \sqrt{R^2 - a_1^2}}{a_1}. \quad (143)$$

Отсюда следует, что при $a_1 = R$ $\epsilon_{max} = 0$. Формула (143) справедлива лишь для тех случаев, когда эллипс касается окружности в двух точках (см. схему VI на рис. 47). Однако при определенном сочетании размеров a_1 , b_1 , R плунжер может касаться гильзы лишь в одной точке B. Тогда формула теряет свой смысл, а смещение осей плунжера и гильзы $\epsilon_{max} = h_0 = R - b_1$. Последнее условие выполняется при

$$c_1 \leq \frac{h_0 a_1}{\sqrt{R^2 - a_1^2}}.$$

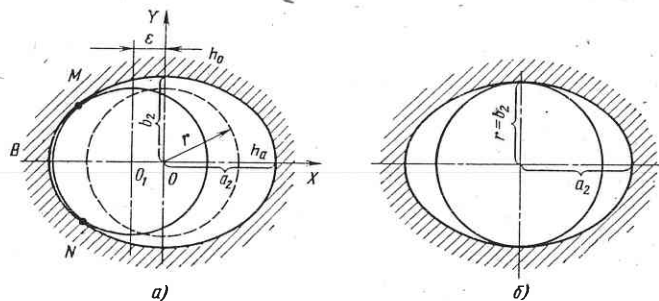


Рис. 49. Схема расположения цилиндрического плунжера в гильзе эллиптического сечения

Для течения через кольцевой зазор, образованный цилиндрическим плунжером $r = a_1 = b_1 = \text{const}$ и гильзой эллиптического сечения (рис. 49, а), коэффициент расхода

$$\bar{Q}_{\text{ов}} = 1 + \frac{3\epsilon^2}{2h_0^2} + \frac{3b_2^2 e_2^2}{16h_0^3} (4h_0^2 + 3\epsilon^2) + \frac{b_2^2 e_2^2}{128h_0^3} (36h_0 + 5b_2 e_2^2). \quad (144)$$

Если при этом центры эллипса и окружности совпадают, то

$$\bar{Q}_{\text{ов}} = 1 + \frac{3}{4} \frac{b_2^2 e_2^2}{h_0} + \frac{b_2^2 e_2^4}{128h_0^3} (36h_0 + 5b_2 e_2^2). \quad (145)$$

Значение $\bar{Q}_{\text{ов}}$ для гильзы эллиптического сечения и цилиндрического плунжера всегда больше единицы и при сохранении неизменной высоты зазора h_0 возрастает по мере увеличения эксцентриситета e_2 эллипса и расстояния ϵ между центрами окружности и эллипса. Когда отверстие гильзы обращается в окружность, у которой $e_2 = 0$, коэффициент расхода $\bar{Q}_{\text{ов}} = 1$ при концентричном расположении плунжера в гильзе и $\bar{Q}_{\text{ов}} = 2,5$ при эксцентричном расположении ($\epsilon = \epsilon_{\text{max}} = h_a = a_2 - r$). Если радиус окружности равен малой полуоси эллипса $r = b_2$ и $h_0 = 0$, то утечку можно рассчитать по формуле, полученной из (133):

$$Q = \frac{5\pi b_2^4 e_2^6 \Delta p}{768 \nu \rho l}. \quad (146)$$

При определении ϵ_{max} следует учитывать, что плунжер может касаться поверхности эллипса либо в точках M и N , либо, при некотором соотношении размеров a_2, b_2, R , лишь в точке B и тогда $\epsilon_{\text{max}} = h_a = a_2 - r$. В первом случае $\epsilon_{\text{max}} < h_a$. Функциональную зависимость $\epsilon_{\text{max}} = f(a_2, b_2, r)$ можно определить совместным решением уравнения эллипса и окружности с центром в точке O_1 (рис. 49, а). Опуская ход вычислений, получаем

$$\epsilon_{\text{max}} = \pm \frac{c_2 \sqrt{b_2^2 - r^2}}{b_2}. \quad (147)$$

Формула (147) справедлива лишь для значения

$$r \geq \frac{b_2 \sqrt{c_2^2 - h_a^2}}{c_2},$$

во всех остальных случаях $\epsilon_{\text{max}} = h_a = a_2 - r$.

Для проверки правильности решений выполним серию экспериментов с овальными плунжерными парами, оборудованными приспособлениями для принудительного центрирования плунжера в гильзе и бокового поджима его к стенке. Заданное программой

испытаний азимутальное положение плунжера в гильзе, т. е. угол φ , определяли совмещением стрелок, выбитых на этих деталях. На рис. 48 представлены теоретические и экспериментальные данные для гильзы, цилиндрического сечения и овального плунжера, а на рис. 50 — цилиндрического плунжера в гильзе эллиптического сечения. Овальность гильзы оценивали параметром $k_{\text{ов}} = n_a/h_0$. Здесь $n_a = 2a_2 - 2b_2$, $h_0 = (2b_2 - d)/2$. Сравнение результатов по коэффициенту расхода $\bar{Q}_{\text{ов}}$ подтверждает справедливость теоретического анализа. Незначительные расхождения можно отнести за счет частичной облитерации живого сечения щели в местах малого зазора.

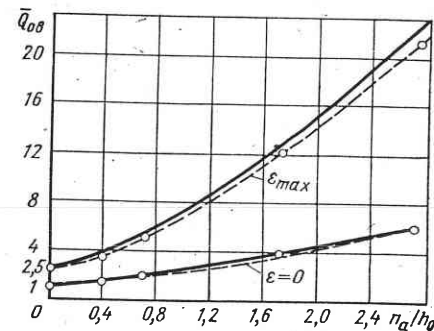


Рис. 50. Сопоставление расчетных (сплошные кривые) и экспериментальных данных (штриховые кривые) плунжерной пары ($\Delta p = 7$ МПа)

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОПУСТИМЫХ ЗАЗОРОВ И ПОГРЕШНОСТЕЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ У ПЛУНЖЕРНЫХ ПАР ПРИ КОМПЛЕКТОВКЕ

При комплектовании плунжерных пар для гильзы, имеющей свой размер и овальность, следует подобрать такой плунжер, чтобы утечка жидкости через зазоры щелевого уплотнения не превышала утечку, заданную техническими требованиями, а тепловая деформация не приводила бы к заклиниванию деталей. Формулы (133) и (3) позволяют решить подобную задачу [22]. Из предыдущих решений следует, что наибольшая утечка через зазоры, образованные овальными плунжером и гильзой, будет при $\varphi = 90^\circ$ и $\epsilon = \epsilon_{\text{max}}$.

Обозначим: $n_A = 2a_2 - 2b_2$ — овальность отверстия; $n_B = 2a_1 - 2b_1$ — овальность плунжера. Максимальное значение эксцентриситета $\epsilon_{\text{max}} = h_0 + 0,5n_A$. Считая овальность малой по сравнению с размерами a и b полуосей отверстия и плунжера, введем упрощающие допущения $b_1/a_1 \approx 1$; $b_2/a_2 \approx 1$, $(a_1 + b_1)/a_1 \approx (a_2 + b_2)/a_2 \approx 2$. Тогда $e_1^2 = (a_1^2 - b_1^2)/a_1^2 = n_B/a_1$, $e_2^2 = (a_2^2 - b_2^2)/a_2^2 = n_A/a_2$. С учетом принятых допущений для взаимного расположения деталей, когда утечка через щель максимальна ($\epsilon = \epsilon_{\text{max}}$ и

$\varphi = 90^\circ$), формула (133) примет вид

$$Q = \frac{\pi b_1 h_0^3 \Delta p}{6\nu \rho l} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{(h_0 + 0,5n_A)}{h_0^2} - \frac{3n_B}{4h_0} - \frac{3}{16} \frac{n_B(h_0 + 0,5n_A)^2}{h_0^3} + \right. \\ \left. + \frac{9}{32} \frac{n_B^2}{h_0^2} - \frac{5}{128} \frac{n_B^3}{h_0^3} + \frac{3}{16} \frac{n_A}{h_0^3} [4h_0 + 3(h_0 + 0,5n_A)^2] + \right. \\ \left. + \frac{9}{32} \frac{n_A}{h_0^2} + \frac{5}{128} \frac{n_A^3}{h_0^3} - \frac{3}{16} \frac{n_B n_A}{h_0^2} - \frac{21}{128} \frac{n_B n_A^2}{h_0^3} + \frac{6}{256} \frac{n_A n_B^2}{h_0^3} \right\}.$$

Обозначив $\frac{\pi b_1 \Delta p}{6\nu \rho l} = A$ и полагая, что утечка равна максимально допустимой утечке $Q = Q_{\text{доп}}$, можно записать

$$h_0^3 + \frac{3}{8} (3n_A - n_B) h_0^2 + \frac{3}{80} (13n_A^2 - 4n_B n_A + 3n_B^2) h_0 - \frac{1}{64} n_B^3 + \\ + \frac{23}{320} n_A - \frac{27}{320} n_B n_A^2 - \frac{2}{5} \frac{Q_{\text{доп}}}{A} = 0. \quad (148)$$

Для определения предельно допустимого значения зазора необходимо решить уравнение (148) третьей степени относительно h_0 :

$$h_0 = \sqrt{\frac{q}{2} + \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{P^3}{27}}} + \sqrt{\frac{q}{2} - \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{P^3}{27}}} - \frac{1}{8} (3n_A - n_B), \quad (149)$$

где $q = \frac{37n_A^3}{1280} + \frac{7n_B^3}{1280} + \frac{63}{1280} n_B n_A^2 + \frac{21}{1280} n_B^2 n_A + \frac{2}{5} \frac{Q_{\text{доп}}}{A};$

$$P = \frac{21}{160} (n_B + n_A)^2.$$

Для практического использования формулы (149) удобно сделать такую замену (рис. 51); $h_m = h_0 = -h_B/2$, где h_m — минимальный зазор в сопряжении плунжерной пары. Тогда уравнение (149) можно записать

$$h_m = \sqrt{\frac{q}{2} + \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{P^3}{27}}} + \sqrt{\frac{q}{2} - \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{P^3}{27}}} - \frac{3}{8} (n_A - n_B). \quad (150)$$

Вычисление с помощью уравнения (150) достаточно трудоемко, поэтому для практического использования удобно решение графическим методом с помощью номограммы. За координатные оси номограммы целесообразно принять S_m — значение допустимого диаметра зазора в плунжерной паре и n_A — овальность отверстия: $S_m = 2h_m = d_{A \text{ min}} - d_{B \text{ max}}$, $n_A = d_{A \text{ max}} - d_{A \text{ min}} = 2a_2 - 2b_2$. Здесь $d_{A \text{ min}}$ и $d_{A \text{ max}}$ — соответственно минимальный и максимальный диаметры отверстия; $d_{B \text{ max}}$ — максимальный диаметр плунжера.

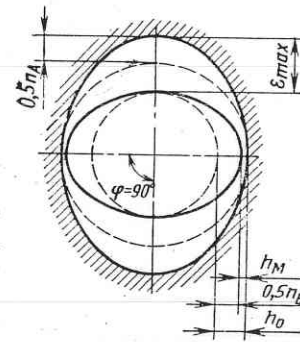


Рис. 51. К определению S_{max}

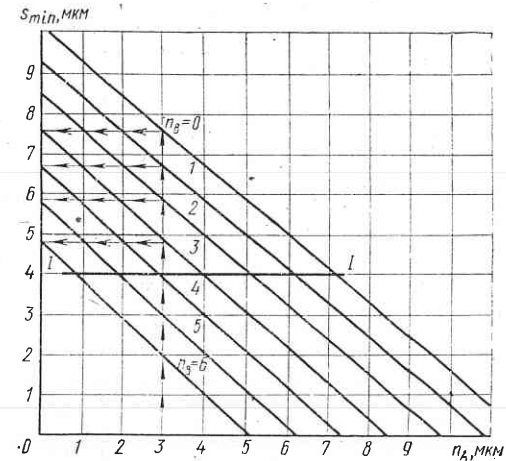


Рис. 52. Номограмма для определения начальных зазоров и погрешностей геометрической формы плунжерных пар тракторного гидрораспределителя Р-75-ВЗА

Рассмотрим принцип построения номограммы на примере золотникового распределителя Р-75-ВЗА гидросистемы тракторов. Допустимая утечка жидкости через кольцевые зазоры через два пояска плунжера $Q_{\text{доп}} = 63,5 \text{ см}^3$ за 30 мин нахождения плунжерной пары под давлением $\Delta p = 7 \text{ МПа}$ при температуре масла $t = 50 \pm 5^\circ \text{ С}$. Длина уплотняющих поясков плунжера $l = 6 \text{ мм}$. Рабочая жидкость масло ДП 11. Задаваясь значениями овальности отверстия n_A для ряда овальностей плунжера n_B по формуле (150) подсчитывают значения h_m и $S_m = 2h_m$. По этим данным построен график (рис. 52). Каждая наклонная линия на графике соответствует определенной овальности плунжера.

На номограмме (рис. 52) линией I—I ограничивается минимально допустимый диаметральный зазор $S_{m \text{ доп}}$. Величину этого зазора определяют из условия теплового защемления плунжера в гильзе. Дело в том, что плунжер и гильза распределителя Р-75-ВЗА изготовлены из разных материалов с различными значениями коэффициента линейного расширения α . Корпус распределителя с отверстием под плунжер изготовлен из чугуна с $\alpha_1 = (10 \cdot 10^{-6} \div 11,4 \cdot 10^{-6}) 1/^\circ \text{ С}$, плунжер стальной с $\alpha_2 = (12 \cdot 10^{-6} \div 14 \cdot 10^{-6}) 1/^\circ \text{ С}$. Выше было показано, что если $\alpha_2 > \alpha_1$, то зазор при повышении температуры уменьшается и может наступить момент, когда плунжер окажется заклиненным в гильзе и переместить его станет невозможно. С помощью уравнения (3), принимая $\Delta t = t - t_0 = 60^\circ \text{ С}$, получим $\Delta S_{m \text{ доп}} = 3,5 \text{ мкм}$. Значит, из условий теплового заклинивания в рассматриваемой плунжерной паре минимальный диаметр

раальный зазор не может быть менее 3,5 мкм. Примем $S_{\text{м доп}} = 4$ мкм как минимально допустимый диаметральный зазор.

Пример пользования номограммой. Пусть при комплектации плунжерной пары распределителя Р-75-ВЗА к корпусу с отверстием овального сечения с минимальным диаметром $d_{A \text{ min}} = 25,026$ мм и овальностью $n_A = 3$ мкм необходимо подобрать один из имеющихся пяти плунжеров так, чтобы утечка не выходила за пределы нормы. Максимальные размеры поясков плунжеров $d_{B \text{ max}}$ и овальность n_B приведены в табл. 4.

Максимальные размеры поясков плунжеров и овальность

Таблица 4

Параметр отверстия, мм	№ плунжера	Параметры плунжера, мм			
		$d_{B \text{ max}}$	n_B	$S_{\Phi} = \frac{d_{A \text{ min}}}{d_{B \text{ max}}}$	S_{min}
$d_{A \text{ min}} = 25,026$ $n_A = 0,003$	1	25,018	0,001	0,008	0,0068
	2	25,016	0,000	0,010	0,0076
	3	25,023	0,003	0,003	0,005
	4	25,021	0,002	0,005	0,006
	5	25,020	0,003	0,006	0,005

Для определения диаметрального зазора S_{min} (рис. 52) из точки $n_A = 3$ мкм надо восстановить перпендикуляр до пересечения с линиями, соответствующими заданным овальностям плунжеров. На вертикальной оси каждому значению n_A и n_B соответствует допустимый диаметральный зазор S_{min} .

Условия герметичности выполняются, когда $S_{\text{min}} \geq S_{\Phi}$, т. е. у плунжеров № 3 и № 4.

Из условия теплового защемления плунжер № 3 не может быть скомплектован с данным корпусом, поэтому только плунжер № 4 может быть установлен в данный корпус.

Номограмма позволяет определить максимально допустимый диаметральный зазор, обеспечивающий заданную техническими условиями утечку при цилиндрических плунжере и гильзе. Значение этого зазора определяют в точке пересечения с осью ординат кривой со значением $n_B = 0$. Для рассматриваемого случая $S_{\text{min}} = 10$ мкм. На основании проведенного анализа точности изготовления плунжеров распределителя Р-75-ВЗА установлено, что максимальная овальность их не выходит за пределы $n_B = 0,003$ мм. Пользуясь номограммой, можно установить и предельное значение допустимой овальности отверстия корпуса. Для этого из точки пересечения линии I—I с кривой, соответствующей $n_B = 3$ мкм, надо опустить перпендикуляр на ось абсцисс. Значение $n_A = 4$ мкм является предельным допуском на овальность отверстия. Овальность $n_A = 4$ мкм в данном случае является предельным допуском на неточность изготовления отверстий данного распределителя. Однако применение номограммы позволяет несколько расширить пределы допуска на овальность отверстия. Из рис. 52 видно, что плунжер, не

имеющий овальности ($n_B = 0$) при $S_{\Phi} = 4$ мкм может быть скомплектован с гильзой, имеющей овальность $n_A = 7$ мкм.

Разработанная методика построения номограммы является универсальной, и ее можно использовать для многих конструкций плунжерных пар.

Эффективность разработанной номограммы проверена на практике. На заводе-изготовителе по номограмме скомплектовано 40 плунжерных пар, которые испытаны в соответствии с принятыми техническими условиями. В результате испытания установлено, что герметичность находилась в пределах технических требований.

Таким образом, применение номограммы при комплектовке плунжерных пар исключает необходимость 100%-ной проверки их герметичности. Это позволяет сократить время регулировки и испытаний распределителей.

Глава VI

УПЛОТНЕНИЯ С КОЛЬЦЕВЫМИ ЩЕЛЯМИ, ОБРАЗОВАННЫМИ ПЛУНЖЕРОМ И ГИЛЬЗОЙ КОНИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Рассмотрим ламинарное изотермическое установившееся течение вязкой несжимаемой жидкости в кольцевой щели под действием перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1$. Щель (рис. 53) образована осесимметричными деталями — усеченным конусным плунжером и конусной гильзой. Щели такого типа встречаются у регулируемых дросселей и вентилях кранов. Стенки плунжера и гильзы предполагаются абсолютно жесткими и непроницаемыми. Углы конусности плунжера $\alpha_{\text{пл}}$ и гильзы $\alpha_{\text{г}}$ у таких конструкций при изготовлении стремятся сделать одинаковыми. Однако вследствие несовершенства производства возможны небольшие отклонения от теоретической геометрической формы. В таком случае радиальный зазор h в направлении течения жидкости будет переменным.

В дальнейшем будем полагать, что углы конусности плунжера и гильзы отличаются друг от друга на величину, не превышающую 1° . Такое небольшое различие в углах конусности приводит к значительному изменению величины зазора. Так, для деталей, у которых $\alpha_{\text{г}} = 31^\circ$, $\alpha_{\text{пл}} = 30^\circ$, длина щели 10 мм, при начальной величине радиального зазора $h_0 = 10$ мкм зазор на выходе из щели становится равным 235 мкм. Конусность плунжера и конусность щели будем в дальнейшем учитывать через безразмерные параметры $a = (r_1 - r_0)/r_0$, $k = (h_1 - h_0)/h_0$, где r_0 и r_1 — радиус плунжера со стороны высокого и низкого давления; $h_0 = R_0 - r_0$ и $h_1 = R_1 - r_1$ — радиальный зазор со стороны высокого и низкого давления (при совпадении осей плунжера и гильзы). Область изменения параметров $-1 \leq k \leq \infty$, $-1 \leq a \leq \infty$.

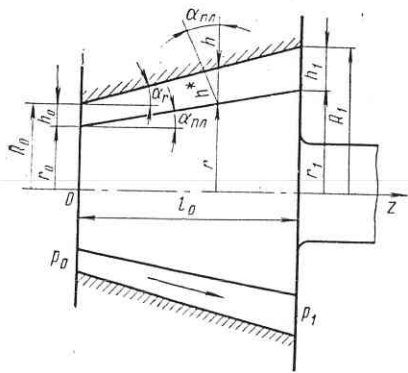


Рис. 53. Геометрия и размеры щели

Радиусы плунжера и гильзы в произвольном сечении z щели можно определить по формулам

$$r = r_0 + z \operatorname{tg} \alpha_{\text{пл}}; \quad R = R_0 + z \operatorname{tg} \alpha_r, \quad (151)$$

$$\text{где } \operatorname{tg} \alpha_{\text{пл}} = (r_1 - r_0)/l_0,$$

$$\operatorname{tg} \alpha_r = (R_1 - R_0)/l_0.$$

Зазор

$$h = R - r = h_0(1 + k\bar{z}), \quad (152)$$

где $\bar{z} = z/l_0$.

Даже при неизменной высоте зазора h у конусных деталей площадь сечения канала в направлении утечки жидкости меняется.

Это вызывает изменение скорости потока и появление сил инерции. Если скорость потока уменьшается, то инерционные силы способствуют увеличению утечки, при течении через уменьшающуюся площадь канала силы инерции снижают расход.

Движение жидкости будем рассматривать в криволинейных ортогональных координатах x_1, x_2, x_3 (рис. 54). Координату x_1 совместим с линией тока на образующей плунжера. Коэффициенты Ламе H_i для принятых координат определим, используя соотношение [28],

$$dS_i = |dx_i \bar{r}| = \frac{\partial \bar{r}}{\partial x_i} dx_i = H_i dx_i, \quad (153)$$

где dS_i — дифференциал дуги координатной линии x_i ; \bar{r} — радиус-вектор.

Известно, что если $y = f(x)$, то

$$dS = \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx. \quad (154)$$

Определим значения H_1, H_2, H_3 , используя (153) и (154) и рис. 54:

$$x_1 = f(z), \quad r(z) = r_0 + \operatorname{tg} \alpha_{\text{пл}} z, \quad H_1 = 1/\cos \alpha_{\text{пл}}; \quad (155)$$

$$x_2 = f(\varphi), \quad dS_2 = r d\varphi, \quad H_2 = r; \quad (156)$$

$$x_3 = f(h), \quad dS_3 = h^* dx_3, \quad H_3 = h^*. \quad (157)$$

На основании принятых условий $\alpha_{\text{пл}} \approx \alpha_r$, поэтому будем считать, что

$$h^* = h \cos \alpha_{\text{пл}}. \quad (158)$$

Уравнение неразрывности потока для несжимаемой жидкости

$$\operatorname{div} \bar{v} = \nabla \bar{v} = 0. \quad (159)$$

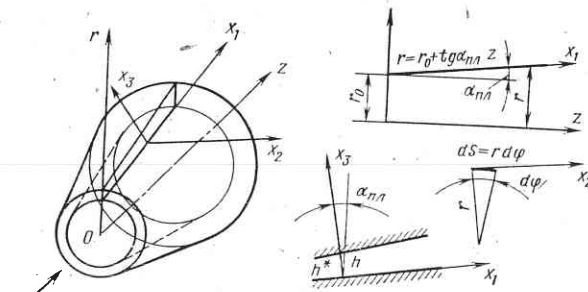


Рис. 54. К определению коэффициентов Ламе H_1, H_2, H_3

В ортогональной криволинейной системе координат дивергенция вектора [28]

$$\nabla \bar{v} = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} (v_1 H_2 H_3) + \frac{\partial}{\partial x_2} (v_2 H_3 H_1) + \frac{\partial}{\partial x_3} (v_3 H_1 H_2) \right].$$

На основании того, что $v_2 = 0$ и $v_3 \approx 0$, $\frac{\partial}{\partial x_1} (v_1 H_2 H_3) = 0$, дифференцируя, получим $v_1 H_2 H_3 = C$, откуда скорость потока

$$v_1 = \frac{C}{H_2 H_3} = \frac{C}{r h^*}. \quad (160)$$

Используем уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости, записанное в векторной форме:

$$\rho \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla p + \nu \rho \nabla^2 \bar{v}. \quad (161)$$

Из уравнения выпали массовые силы, поскольку рассматриваем движение однородной жидкости без свободной поверхности.

В направлении оси x_1 уравнение (161) примет вид;

$$\rho \frac{dv_1}{dt} = -(\nabla p)_1 + \nu \rho \nabla^2 v_1. \quad (162)$$

Значение $(\nabla p)_1$ можно определить, используя уравнение [28]:

$$(\nabla p)_1 = \frac{1}{H_1} \frac{\partial p}{\partial x_1} \bar{i}_1 + \frac{1}{H_2} \frac{\partial p}{\partial x_2} \bar{i}_2 + \frac{1}{H_3} \frac{\partial p}{\partial x_3} \bar{i}_3.$$

Для рассматриваемого случая $\partial p / \partial x_2 = 0, \partial p / \partial x_3 = 0$. Поэтому

$$(\nabla p)_1 = \frac{1}{H_1} \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{1}{H_1} \frac{\partial p}{\partial z}. \quad (163)$$

Для стационарного потока

$$\frac{dv_1}{dt} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \frac{dx_1}{dt} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2} \frac{dx_2}{dt} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \frac{dx_3}{dt}.$$

Умножим каждый член уравнения на $\frac{dS_i}{dS_1}$ и воспользуемся равенством (154), принимая во внимание, что $dS_i/d\tau = v_i$. Тогда

$$\frac{dv_1}{d\tau} = \frac{v_1}{H_1} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{v_2}{H_2} \frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{v_3}{H_3} \frac{\partial v_1}{\partial x_3}.$$

Так как $v_3 \approx 0$ и $\frac{\partial v_1}{\partial x_2} \approx 0$,

$$\frac{dv_1}{d\tau} \approx \frac{v_1}{H_1} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} = \frac{v_1}{H_1} \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (164)$$

Оператор Лапласа в уравнении (161)

$$\nabla^2 v_1 = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{H_3 H_1}{H_2} \frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_3} \frac{H_1 H_2}{H_3} \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right],$$

но $\partial v_1 / \partial x_2 = 0$, поэтому

$$\nabla^2 v_1 = \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial v_1}{\partial z} + \frac{1}{H_3^2} \frac{\partial^2 v_1}{\partial x_3^2} \right). \quad (165)$$

Подставив значения (156), (157), (158), (160), (163), (164) и (165) в уравнение (162), получим

$$\frac{C^2}{rh^*} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{rh^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{C}{rh^*} \frac{\partial}{\partial z} \left(rh^* \cos \alpha_{пл} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{rh^*} \right) + \frac{1}{\cos \alpha_{пл} z h^{*3}} \frac{\partial^2 C}{\partial x_3^2} \right]. \quad (166)$$

Перейдем к определению скорости потока. Допустим, что при ламинарном режиме течения распределение скорости в щели описывается параболой

$$C = (x_3 - x_3^2) m. \quad (167)$$

Введем осреднения по координате x_3 , полагая $\langle f \rangle = \int_0^1 f dx_3$:

$$\left\langle -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right\rangle = \int_0^1 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} dx_3 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z};$$

$$\langle C \rangle = \int_0^1 m(x_3 - x_3^2) dx_3 = \frac{m}{6};$$

$$\langle C^2 \rangle = \int_0^1 m^2(x_3 - x_3^2)^2 dx_3 = \frac{m^2}{30};$$

$$\left\langle \frac{\partial^2 C}{\partial x_3^2} \right\rangle = m \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} (x_3 - x_3^2) = -2m.$$

С учетом осреднений выражение (166) запишется

$$\frac{m^2}{30} \frac{1}{rh^*} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{rh^*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{m}{6rh^*} \frac{\partial}{\partial z} \left(rh^* \cos \alpha_{пл} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{rh^*} \right) - \frac{2m}{\cos \alpha_{пл} rh^{*3}} \right].$$

Интегрируя это уравнение по z в пределах от 0 до 1, принимая также во внимание, что

$$\frac{1}{6rh^*} \frac{\partial}{\partial z} \left(rh^* \cos \alpha_{пл} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{rh^*} \right) \ll \frac{2}{\cos \alpha_{пл} rh^{*3}},$$

получим

$$m^2 \frac{\rho A}{30} - \nu \rho B m + (p_0 - p_1) = 0. \quad (168)$$

Здесь

$$A = \frac{1}{2r_0^2 h_0^2 \cos^2 \alpha_{пл}} \left[1 - \frac{1}{(1+a)^2 (1+k)^2} \right]; \quad (169)$$

$$B = \frac{2l_0}{r_0 h_0^3 \cos^4 \alpha_{пл} (k-a)^2} \left[\frac{k(k^2 + 2k - 3ak - 4a)}{2(1+k)^2} - \frac{a^2}{k-a} \ln \frac{1+a}{1+k} \right]. \quad (170)$$

Решая квадратное уравнение (168) относительно m , получим

$$m = \frac{\Delta p}{\nu \rho B P}, \quad (171)$$

$$\text{где } P = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{2}{15} \frac{\Delta p A}{\nu^2 \rho B^2}} \right). \quad (172)$$

Определим расход жидкости через щель

$$Q = \int_0^{2\pi} \int_0^1 v_1 dS_2 dS_3.$$

Учитывая (160) и (167), а также, что $dS_2 = r d\varphi$, $dS_3 = h^* dx_3$, получаем

$$Q = \frac{\pi m}{3} = \frac{\pi}{3} \frac{\Delta p}{\nu \rho B P}. \quad (173)$$

Для удобства дальнейшего анализа введем понятие относительно расхода

$$\bar{Q} = Q/Q_0, \quad (174)$$

$$\text{где } Q_0 = \frac{\pi r_0 h^3 \Delta p}{6 \nu \rho l}, \quad (175)$$

Q_0 — расход через кольцевой канал, образованный между двумя цилиндрами с внутренним радиусом r_0 , длиной канала $l = \frac{l_0}{\cos \alpha_{пл}}$ и высотой зазора $h = (R_0 - r_0) \cos \alpha_{пл} = h_0 \cos \alpha_{пл}$;

$$\bar{Q} = \frac{(k-a)^2}{\left[\frac{k(k^2+2k-3ak-4a)}{2(1+k)^2} - \frac{a^2}{k-a} \ln \frac{1+a}{1+k} \right] P} = \frac{D}{P} \quad (176)$$

$$D = \frac{(k-a)^2}{\frac{k(k^2+2k-3ak-4a)}{2(1+k)^2} - \frac{a^2}{k-a} \ln \frac{1+a}{1+k}} \quad (177)$$

При $k=a$ в формуле (177) числитель и знаменатель обращаются в нуль.

Раскрыв неопределенность, получим

$$D = \frac{3(1+k)^3}{k^2+3k+3} \quad (178)$$

Когда $a = (r_1 - r_0)/r_0 = 0$ (плунжер цилиндрический), значение D становится равным значению (124):

$$D = \frac{2(1+k)^2}{2+k} \quad (179)$$

Наконец, при $a=0$ и $k=0$, что соответствует течению жидкости через кольцевой зазор с постоянным значением высоты h , величины $D=1$, $P=1$ и формула (173) обращается в известную формулу Гагена—Пуазейля.

На рис. 55 приведена зависимость расчетного значения D от изменения параметров a и k .

Коэффициент P в формулах (173) и (176) учитывает влияние на утечку инерционного напора, вызванного изменением скорости потока в зазоре.

При безынерционном движении, например при течении через кольцевую щель с постоянной высотой зазора h и постоянным радиусом плунжера r , значение $P=1$.

Если в направлении потока жидкости площадь сечения щели увеличивается, то $P < 1$, при уменьшении площади сечения щели $P > 1$. Влияние инерционного воздействия на расход жидкости будет тем значительнее, чем больше зазор h_0 , угол конусности плунжера $\alpha_{пл}$, перепад давления Δp , параметр конусности щели k и меньше вязкость жидкости ν и длина щели l_0 . Минимальное значение $P=0,5$.

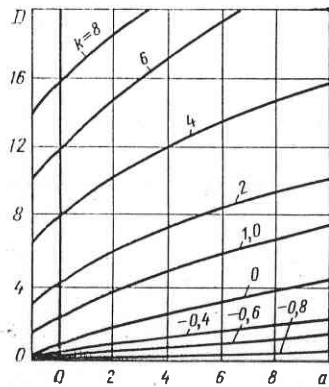


Рис. 55. Зависимость коэффициента D от параметров a и k

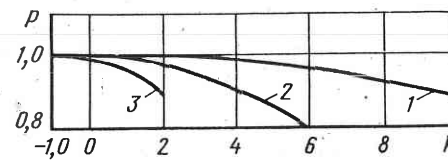


Рис. 56. Значения коэффициента P при температуре жидкости:
1 — 0° С; 2 — 20° С; 3 — 50° С

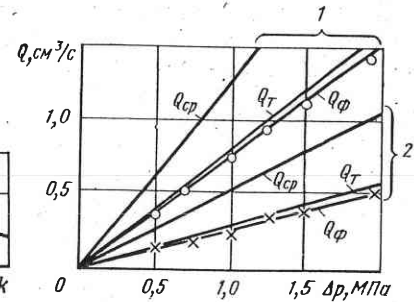


Рис. 57. График зависимости расхода жидкости через кольцевую щель от перепада давления:
1 — $h_0=82$ мкм; 2 — $h_0=67$ мкм

При $\frac{2}{15} \frac{\Delta p A}{\nu^2 \rho B^2} > 1$ формула (172) становится непригод-

ной. Это вызвано изменением режима течения в щели, при котором заданный [см. формулу (167)] параболический профиль скорости искажается. В конусном зазоре у стенок могут образоваться встречные потоки, а при малой вязкости жидкости в больших зазорах и большом перепаде давления ламинарный режим течения сменится турбулентным с иным, чем принят нами, профилем скорости. Для оценки влияния инерционного напора на утечку на рис. 56 приведены расчетные значения коэффициента P в функции параметра k для образцов с геометрическими размерами: $r_0=3,7$ мм; $r_1=5,15$ мм; $l_0=10$ мм; $a=0,381$; $h_0=30$ мкм; АМГ-10 при температуре 0, 20, 50° С; $\Delta p=10$ МПа. Для проверки правильности теоретических выводов сопоставляли данные расхода жидкости через щель, полученные расчетом по формуле (173) и экспериментально. Для этого были спроектированы и изготовлены образцы с кольцевыми щелями, образованными осесимметричными деталями типа усеченный конус в конусе. Принимали меры для максимального совмещения осей плунжера и гильзы. Размеры деталей определяли с точностью до 0,1 мкм. На рис. 57 приведены результаты расчета Q_T и фактических измерений расхода Q_Φ для двух фиксированных значений начального зазора $h_0=67$ мкм и $h_0=82$ мкм. Геометрические размеры сопряженных деталей, образующих кольцевую щель: $r_0=3,792$ мм; $r_1=7,807$ мм; $R_0=3,874$ мм; $R_1=7,836$ мм; $l=27,37$ мм; $\alpha_{пл}=8^\circ 20'$. Жидкость АМГ-10 проливали при температуре $t=28^\circ$ С, при $\Delta p=20$ МПа. Значение параметра a для данного образца $a=1,0588$, параметра k для щели с $h_0=67$ мкм $k=-0,784$; для щели с $h_0=82$ мкм $k=-0,646$. На рис. 57 для сравнения приведены кривые $Q=f(\Delta p)$, подсчитанные по осредненным значениям $h_{ср}=(h_0+h_1)/2$ и $d_{ср}=(d_0+d_1)/2$ по формуле Гагена—Пуазейля.

Сопоставление показывает хорошее совпадение результатов теоретического анализа с данными эксперимента. Расчет утечки Q по осредненным значениям $h_{\text{ср}}$ и $d_{\text{ср}}$ приводит к существенным расхождениям с фактическими данными. Формула (173) применима только для ламинарного режима течения, концентричного расположения плунжера в гильзе и при $P > 0,5$. Расчеты показали, что в наших экспериментах значения коэффициента P , учитывающие инерционные силы потока, мало отличались от значений $P \approx 1$.

Глава VII

РАБОТА ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ (ДО 100 МПа)

Развитие гидроприводов неразрывно связано с увеличением рабочего давления. Эта взаимосвязь является следствием такой закономерности: мощность гидроприводов $N = \Delta p Q$ пропорциональна величине перепада давления Δp и прокачки Q . Повышая перепад давления и одновременно уменьшая Q , можно снизить массу и габариты гидросистемы¹ — уменьшается площадь поршней, диаметр трубопроводов, объем жидкости, заливаемой в систему. Опыт показывает, что повышение давления при проведении соответствующих конструктивно-технологических мероприятий не вызывает снижения надежности основных агрегатов гидросистемы. Распространенным давлением в гидросистемах летательных аппаратов является 21 МПа. Известны системы с рабочим давлением 48 и 70 МПа. Давление 32—50 МПа является ныне типовым в гидросистемах прессов. В некоторых конструкциях прессов с мультипликаторами рабочие давления могут быть равными 140 МПа.

Вопрос о расчете утечек через щелевые уплотнения при высоких давлениях жидкости, несмотря на большое число теоретических и экспериментальных исследований, все еще далек от окончательного решения. Большинство теоретических результатов имеют недопустимые для практики расхождения с данными опыта. Главная причина подобных расхождений заключается в том, что исследователи не учитывают всех возможных изменений, вызванных высоким давлением, а математические трудности при решении вынуждают использовать упрощающие допущения, которые также приводят к значительным погрешностям.

¹ У существующих материалов для изготовления гидроагрегатов и трубопроводов имеется предел снижения массы за счет повышения давления. Авторы [17] указывают, что минимальная масса у стальных трубопроводов достигается при 17—33 МПа, у трубопроводов из титана — при 35—54 МПа, у силовых цилиндров, изготовленных из указанных материалов, — при давлении выше 60 МПа и т. д. Начиная с некоторого давления, происходит увеличение толщины стенок трубопроводов и агрегатов, а значит их массы и объемов; это диктуется условиями прочности.

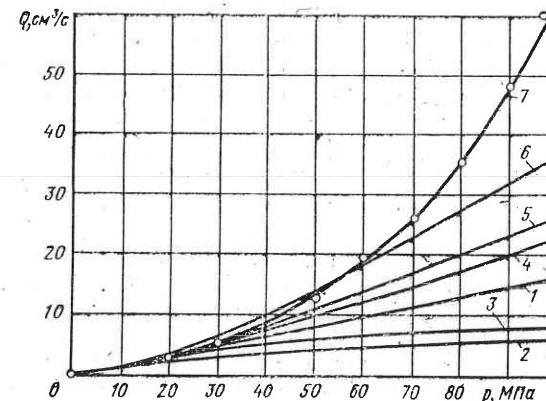


Рис. 58. График сопоставления фактической утечки (кривая 7) с расчетными утечками по формулам различных авторов

По нашему мнению, при определении утечки при давлениях до 100 МПа следует одновременно учитывать, по крайней мере, три дополнительных фактора: изменение конфигурации и размеров щели под действием высокого давления; влияние давления на вязкость жидкости; диссипативный нагрев жидкости, вызванный работой сил внутреннего трения.

Если изменение конфигурации щели и нагрев жидкости способствует увеличению утечки, то повышение вязкости жидкости при высоком давлении приводит к ее снижению. Влияние каждого из трех указанных факторов различно и зависит от чувствительности вязкости жидкости к изменению температуры и давления, жесткости конструкции и размеров плунжерной пары, величины первоначального зазора. При определении расхода через щель, образованную плунжером и гильзой, изготовленными из различных материалов, следует также вносить в расчет коррективы, учитывающие изменение зазора, вызванного диссипативным нагревом жидкости. Таким образом, определение утечки жидкости через щелевые уплотнения при высоких давлениях представляет собой сложную комплексную задачу гидродинамики, теплотехники и теории упругости. По литературным данным, теоретические задачи решаются с допущениями, при которых пренебрегают влиянием одного или двух из трех указанных факторов.

На рис. 58 приведены сравнительные значения расхода, полученного в экспериментах (кривая 7), и расходов, подсчитанных по формулам различных авторов. Проливки масла «Индустриальное 20» выполняли при температуре $t = 28^\circ \text{C}$ через кольцевую щель длиной $l = 12$ мм и высотой зазора $h_0 = 28$ мкм. Рабочее давление изменяли с интервалом в 10 МПа от 10 до 95 МПа. Плунжер и гильза были изготовлены из одинакового материала — стали У12, наружный и внутренний радиусы гильзы соответственно 25 и 6 мм.

При подсчетах были использованы значения, характеризующие материал плунжерной пары: модуль упругости $E = 2 \cdot 10^5$ МПа, коэффициент Пуассона $\mu^* = 0,25$. Параметры, характеризующие жидкость: удельный вес $\gamma = 0,89$, удельная теплоемкость $c = 1,67$ кДж/(кг·°С). Утечке, подсчитанной по формуле Гагена—Пуазейля (2) для концентричного расположения плунжера в гильзе, соответствует кривая 1. Кривая 2 представляет результаты расчета по формуле, предлагаемой Т. М. Башта [5]:

$$Q = \frac{\pi d h_0^3 [1 - \exp(-bp)]}{12\nu_0 \rho l} \quad (180)$$

Формула (180) выведена из предположения, что стенки щели под действием давления не деформируются, течение изотермическое, а вязкость жидкости зависит только от давления.

Кривая 3 содержит информацию данных расчета по формуле, полученной М. К. Жоховским. Автор учитывает изменение вязкости жидкости и изменение зазора щели от давления [10]. Однако течение принимали изотермическим и предполагали, что на элементе длины деформированного зазора движение жидкости подчиняется законам движения в зазоре цилиндрической формы:

$$Q = \frac{\pi d}{12\nu_0 \rho l b} \left\{ [(h_0 - m_1 p)^3 + \frac{3m}{b} (h_0 - m_1 p)^2 + \frac{6m^2}{b^2} (h_0 - m_1 p) + \frac{6m^3}{b^3}] - \frac{1}{\exp bp} \left\{ [h_0 + p(m - m_1)]^3 + \frac{3m}{b} [h_0 + p(m - m_1)]^2 + \frac{6m^2}{b^2} [h_0 + p(m - m_1)] - \frac{6m^3}{b^3} \right\} \right\} \quad (181)$$

Коэффициенты деформации

$$m = \frac{r}{E_y} \left(\frac{R^2 + r^2}{R^2 - r^2} + \mu_y^* \right) + \frac{r_{пл}}{E_{пл}} (1 - \mu_{пл}^*); \quad (182)$$

$$m_1 = \frac{r_{пл}}{E_{пл}} \mu_{пл}^*, \quad (183)$$

где r и R — внутренний и наружный радиусы гильзы; E_y и $E_{пл}$ — соответственно модуль упругости материала гильзы и плунжера; $r_{пл}$ — радиус плунжера; μ_y^* и $\mu_{пл}^*$ — коэффициенты Пуассона материала гильзы и плунжера.

Кривая 4 (см. рис. 58) построена по результатам расчета по формуле (122) [см. главу IV]. В расчетах предполагалось, что вязкость жидкости в зазоре неизменна, но щель под действием давления жидкости становится конусной. Параметр конусности k , учитывающий деформацию стенок плунжерной пары,

$$k = \frac{h_{вых} - h_{вх}}{h_{вх}}$$

Здесь $h_{вых}$ и $h_{вх}$ — соответственно величина зазора на выходе и входе в щель. Хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента получили при давлении до 30 МПа.

Кривая 5 построена, по данным расчета, по формуле, предлагаемой В. Эрнстом, который ограничивает область применения формулы (184) температурой от 20 до 55°С и давлением до 35 МПа [29]. Вывод формулы базировался на допущениях абсолютно жестких стенок каналов щели и переменной вязкости:

$$Q = \frac{\epsilon_1}{\nu_0 \rho l b} \left\{ [1 - \exp(-bp)] + \frac{3\epsilon_2 p}{t_0} - \frac{1}{b} \left(\frac{3\epsilon_2}{t_0} \right) [1 - \exp(-bp)] \right\}; \quad (184)$$

$$\epsilon_1 = \frac{\pi d h_0^3}{12}, \quad \epsilon_2 = \frac{1}{\rho g l c}$$

Здесь J — механический эквивалент теплоты, c — удельная теплоемкость жидкости.

Был выполнен расчет утечки масла «Индустриальное 20» через кольцевую щель с радиальным зазором $h_0 = 28$ мкм по формуле Г. Тома [35]:

$$Q = \frac{\pi d h_0^3}{12\nu_0 \rho l} \left\{ \exp[\rho_0(b + \lambda \epsilon_2)] - 1 \right\} \frac{1}{b + \lambda \epsilon_2}, \quad (185)$$

где ν_0 — коэффициент кинематической вязкости при давлении ρ_0 и температуре t_0 , подводимых к щели; b — пьезокоэффициент; $\epsilon_2 = \frac{1}{\gamma J c}$ — коэффициент пропорциональности, аналогичный коэффициенту ϵ_2 в формуле Эрнста; λ — термический коэффициент вязкости.

Автор рекомендует использовать формулу (185) при давлении до 80 МПа и температуре масла 40—100°С.

Методику определения коэффициента λ по данным зависимости вязкости от температуры описывают в работе [8]. При выводе формулы (185) автор пренебрегает изменением размеров зазоров из-за деформации деталей. Результаты расчета оказались меньше фактических, они оказались меньше полученных по формуле Гагена—Пуазейля (2). Оправдывая полученный результат, Г. Тома отмечает, что увеличение вязкости с ростом давления приводит к снижению утечки, но одновременное понижение вязкости вследствие диссипативного нагрева жидкости увеличивает утечку. Оба воздействия, считает Г. Тома, близки по величине и как бы исключают друг друга. Результаты расчета в большой степени зависят от чувствительности изменения вязкости жидкости от температуры и давления.

Кривая 6 (см. рис. 58) рассчитана по формуле (199). Здесь одновременно учитывается деформация деталей плунжерной пары, приводящая к изменению величины зазора и конфигурации щели, а также изменение вязкости жидкости в зазоре, происходящее от действия давления и диссипативного нагрева.

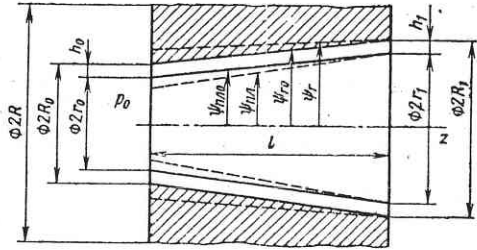


Рис. 59. К определению деформации плунжера и гильзы

Сопоставление результатов расчета по формулам (180)–(185) и (199) (см. рис. 58) свидетельствует о том, что при больших перепадах давления наблюдается значительное расхождение с данными эксперимента. Наилучшее совпадение результатов расчета и фактических данных утечки через зазоры щелевых уплотнений до перепада давления $\Delta p = 65$ МПа получено при использовании формулы (199).

1. ДЕФОРМАЦИЯ ПЛУНЖЕРА И ГИЛЬЗЫ

Рассмотрим течение жидкости под действием перепада давления $\Delta p = p_0 - p_1$ через кольцевую щель, образованную плунжером и гильзой конического сечения (рис. 59). Будем полагать, что оси плунжера и гильзы совпадают, углы конусности малы, а h_0 не превышает 50 мкм, что дает основание при решении из-за малости пренебрегать значениями отношения зазора h к радиусу плунжера и гильзы. Определим деформацию плунжера и гильзы под действием давления жидкости и оценим изменение величины зазора и конфигурации щели. Так как давление у входа в щель p_0 максимальное, то и увеличение зазора здесь будет максимальным. Далее давление по длине щели уменьшается до p_1 . Пропорционально падению давления в щели будет уменьшаться и деформация деталей плунжерной пары. Таким образом, под действием высокого давления конфигурация зазора изменяется, стремясь принять очертания сужающейся в направлении утечки щели. Запишем уравнения границ зазора с учетом упругой деформации стенок канала под действием давления.

Уравнение границы плунжера

$$\psi_{пл}(z) = \psi_{пл0}(z) - \delta_{пл}(z) = r_0 + \frac{r_1 - r_0}{l} z - \delta_{пл}(z). \quad (186)$$

Уравнение границ гильзы

$$\psi_r(z) = \psi_{r0}(z) + \delta_r(z) = R_0 + \frac{R_1 - R_0}{l} z + \delta_r(z), \quad (187)$$

где $\psi_{пл0}(z)$, $\psi_{r0}(z)$ — уравнение границ при отсутствии давления; $\delta_{пл}(z)$, $\delta_r(z)$ — величина деформации стенок плунжера и гильзы.

Если известны главные нормальные напряжения, то для определения деформации внутренней образующей гильзы может быть использована формула

$$\delta_r(z) = \frac{r}{E_r} (\sigma_t - \mu_r^* \sigma_r),$$

где r — радиус произвольной точки.

С учетом принятых обозначений главные нормальные напряжения будут

$$\sigma_r = \frac{p(z) \psi_{r0}^2(z)}{R^2 - \psi_{r0}^2(z)} \left[1 - \frac{R^2}{r^2} \right]; \quad \sigma_t = \frac{p(z) \psi_{r0}^2(z)}{R^2 - \psi_{r0}^2(z)} \left[1 + \frac{R^2}{r^2} \right].$$

Тогда

$$\delta_r(z) = [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}] \left\{ \mu_r^* + \frac{R^2 + [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2}{R^2 - [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2} \right\} \frac{p(\bar{z})}{E_r}.$$

Здесь $z = z/l$.

Уравнение границ гильзы (187) с учетом деформации

$$\psi_r(\bar{z}) = [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}] \left\{ 1 + \left[\mu_r^* + \frac{R^2 + [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2}{R^2 - [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2} \frac{p(\bar{z})}{E_r} \right] \right\}. \quad (188)$$

Абсолютная деформация внешней образующей плунжера

$$\delta_{пл}(\bar{z}) = \frac{p(\bar{z}) \psi_{пл0}(\bar{z})}{E_{пл}} (1 - \mu_{пл}^*) = [r_0 + (r_1 - r_0) \bar{z}] (1 - \mu_{пл}^*) \frac{p(\bar{z})}{E_{пл}}.$$

Уравнение границ плунжера (186) с учетом деформации

$$\psi_{пл}(\bar{z}) = [r_0 + (r_1 - r_0) \bar{z}] \left[1 - (1 - \mu_{пл}^*) \frac{p(\bar{z})}{E_{пл}} \right]. \quad (189)$$

Радиальный зазор в плунжерной паре

$$h(\bar{z}) = \psi_r(\bar{z}) - \psi_{пл}(\bar{z}) = h_0(1 + k\bar{z}) + \frac{[R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}] p(\bar{z})}{E_r} \times \left\{ \mu_r^* + \frac{R^2 + [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2}{R^2 - [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2} \right\} + \frac{[r_0 + (r_1 - r_0) \bar{z}] p(\bar{z})}{E_{пл}} (1 - \mu_{пл}^*) = h_{нач} + \delta, \quad (190)$$

где $k = \frac{(R_1 - R_0) + (r_0 - r_1)}{h_0}$, $h_{нач} = h_0(1 + k\bar{z})$ — соответственно, па-

раметр конусности и величина зазора щели при отсутствии давления жидкости.

Деформация плунжерной пары под действием давления

$$\delta = \left\{ \frac{R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}}{E_r} \left[\mu_r^* + \frac{R^2 + [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2}{R^2 - [R_0 + (R_1 - R_0) \bar{z}]^2} \right] + \right.$$

вызванного гидродинамическими силами, то при достаточно длительном покое под давлением и особенно после сброса подводимого высокого давления до нуля сила, необходимая для страгивания, может резко повыситься. Причиной этого являются твердые частицы загрязненной жидкости, попадающие в зазор, и упругие силы материала плунжерных пар.

3. ДИССИПАТИВНЫЙ НАГРЕВ ЖИДКОСТИ В ЗАЗОРАХ ЩЕЛЕВЫХ УПЛОТНЕНИЙ

Течение вязкой жидкости через щелевое уплотнение всегда сопровождается потерями энергии, которая, превращаясь в теплоту, вызывает нагрев жидкости. Мощность, затрачиваемая на преодоление гидравлического сопротивления уплотнения, пропорциональна расходу и перепаду давления на щели $N = Q\Delta p$. Эта потерянная мощность эквивалентна некоторому количеству теплоты. Если пренебречь теплообменом между жидкостью и деталями, образующими щель¹, то можно записать $Q\Delta p = Q\rho g c \Delta t$, где $\Delta t = t - t_0$ — повышение температуры жидкости, °С; t_0 , t — соответственно температура жидкости перед уплотнением и за ним; J — механический эквивалент теплоты; c , ρ — удельная теплоемкость и плотность жидкости. Из последнего равенства получим

$$\Delta t = \frac{p_0 - p_1}{\rho g c J} = \frac{\Delta p}{\rho g c J} \quad (195)$$

Откуда видно, что повышение температуры вследствие диссипативного нагрева пропорционально Δp . Учитывая, что значения плотности и удельной теплоемкости у нефтепродуктов изменяются незначительно, при ориентировочных расчетах повышение температуры можно принимать

$$\Delta t = (0,40 \div 0,7) \Delta p \quad (196)$$

Вопросы определения закономерностей изменения температуры при течении жидкости через щели относятся к числу малоизученных. Исследования посвящены главным образом определению температуры в поперечном сечении щели с постоянной высотой зазора и в малом диапазоне увеличения температур. При этом установлено, что профиль температуры в поперечном сечении имеет параболический характер с максимальным значением температуры на оси симметрии [3, 4, 21].

Совместно с В. А. Бариновым определяли закономерность изменения температуры, вызванную диссипативным нагревом как вдоль щели, так и в поперечном ее сечении с учетом деформации стенок. В указанных работах рассмотрена методика исследований и приве-

¹ В наших экспериментах, результаты которых представлены на рис. 58, максимальное значение скорости было равным 17,5 м/с, при которой частицы жидкости в зазоре находились менее $6 \cdot 10^{-3}$ с. Это дает основание полагать, что количество теплоты, передаваемое стенками канала, невелико.

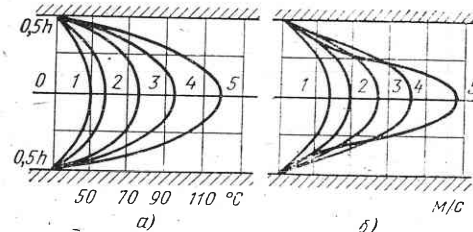


Рис. 61. Профиль температуры (а) и скорости потока (б) в поперечном сечении щели при перепадах давления, МПа: 1 — $\Delta p = 29,6$; 2 — $\Delta p = 39,2$; 3 — $\Delta p = 49,6$; 4 — $\Delta p = 58,9$; 5 — $\Delta p = 68,7$

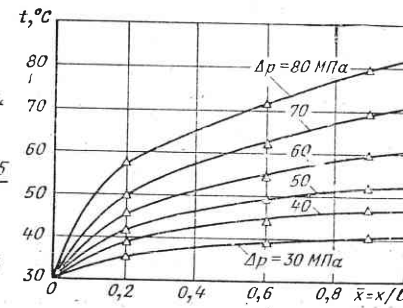


Рис. 62. Изменение температуры вдоль щели (зазор $h = 28$ мкм, длина щели $l = 12$ мм, x — расстояние от входа в щель до рассматриваемого сечения)

дены расчетные формулы для определения профиля температуры. При этом было установлено, что профиль скоростей в щели из параболического при малом давлении вытягивается, изменяя свою конфигурацию при повышении давления, что вызвано увеличением температуры, а значит, и снижением вязкости жидкости (рис. 61). С помощью термопар, вмонтированных в зазор щелевого уплотнения, удалось измерить температуру масла «Индустриальное 20» в кольцевой щели длиной 12 мм при радиальном зазоре 28 мкм. Результаты этих измерений приведены на рис. 62. Анализируя полученные данные, можно сделать вывод о том, что температура вдоль щели повышается неравномерно. Наибольший прирост температуры наблюдается на начальном участке щели, где происходит ускорение движения частиц жидкости и формирование профиля скоростей потока. Осредненные значения повышения температуры Δt на выходе из щели зависят от перепада давления Δp , изменяясь по мере повышения Δp от $\Delta t = 3,7^\circ \text{C}$ при $\Delta p = 30$ МПа до $\Delta t = 6,4^\circ \text{C}$ при $\Delta p = 80$ МПа на каждые 10 МПа перепада давления. Эксперименты также подтвердили выводы теории и принятые допущения.

4. УТЕЧКА ЧЕРЕЗ ЩЕЛЕВЫЕ УПЛОТНЕНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ПЕРЕПАДАХ ДАВЛЕНИЯ

Утечка через зазоры щелевых уплотнений с учетом одновременного изменения величины зазора, конфигурации щели, вязкости жидкости от действия давления и температуры пока не поддается точному определению. Для получения приближенного значения будем вычислять утечку по формуле (122), предназначенной для конусной щели:

$$Q = Q_0 \bar{Q}, \quad (197)$$

$$\text{где } Q_0 = \frac{\pi d_0 h_{\text{вх}}^3}{12 \nu \rho l} \Delta p; \quad \bar{Q} = \frac{2(1+k)^2}{2+k}$$

Параметр k , определяемый из выражения (194), учитывает деформацию стенок, образующих зазор под действием давления. В формулу по определению Q_0 введем коррективы, учитывающие изменение вязкости жидкости вдоль щели.

Вязкость можно представить следующим выражением:

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^n e^{b p}. \quad (198)$$

Формула (198) указывает на нелинейное изменение ν по длине канала. Поэтому подсчет утечки при использовании среднего значения вязкости между входом и выходом из щели, т. е. $\nu_{\text{ср}} = \frac{\nu_{\text{вх}} + \nu_{\text{вых}}}{2}$,

дает расхождение в результатах по сравнению с действительной утечкой. В. Эрнст [29] считает, что расчет можно уточнить, если средняя величина вязкости в зазоре будет приближена к ее конечному значению. Учитывая, что основное увеличение температуры жидкости вследствие диссипативного нагрева происходит на входном участке в канале (см. рис. 62), предлагается использовать значение вязкости, отвечающее средней величине давления в зазоре, т. е. $p_3 = (p_0 + p_1)$, и температуре $\Delta t_3 = t_0 + 3\Delta t/4$, где p_0 — давление жидкости у входа в зазор; Δt — увеличение температуры жидкости на выходе из зазора, происходящее вследствие диссипативного нагрева. С учетом указанных предположений осредненное значение вязкости в щели

$$\nu_{\text{ср}} = \nu_{t0} \left(\frac{t_0}{t_0 + \frac{3}{4} \Delta t} \right)^n e^{b \frac{p_0 + p_1}{2}}.$$

Тогда формула (197) для определения утечки через щелевое уплотнение с учетом деформации стенок каналов и изменения вязкости от температуры и давления принимает вид

$$Q = \frac{2(1+k)^2}{2+k} \frac{\pi d_0 h_{\text{вх}}^3 \Delta p}{12l \rho \nu_{t0} \left(\frac{t_0}{t_0 + 3\Delta t/4} \right)^n e^{b \frac{p_0 + p_1}{2}}}. \quad (199)$$

При уменьшении давления p_0 и отсутствии конусности величины

$$\frac{2(1+k)^2}{2+k} \rightarrow 1 \quad \text{и}$$

$$\frac{1}{\left(\frac{t_0}{t_0 + 3\Delta t/4} \right)^n e^{b \frac{p_0 + p_1}{2}}} \rightarrow 1.$$

Формула (199) принимает известный вид (2). Результаты расчетов утечки жидкости через щель, образованную плунжером и гильзой по формуле (199), приведены на рис. 58 в виде кривой б. Сопостав-

ления результатов расчета (кривая б) и эксперимента (кривая 7) показывают, что формула (199) дает хорошее совпадение результатов до давлений порядка 65 МПа. Это и дает нам право рекомендовать ее для расчетов. Однако при давлениях более 65 МПа полученная опытом утечка начинает превосходить расчетную. Уточнение расчета при более высоких давлениях проводили совместно с В. А. Бариновым [3, 4] с помощью электронных вычислительных машин. Удалось получить хорошее совпадение теории и эксперимента до давлений 100 МПа. Однако методика расчета получилась довольно громоздкой и здесь ее не приводим.

Заканчивая рассмотрение особенностей течения через щелевые уплотнения при высоких давлениях, обратимся к графику рис. 63, отражающего результаты проливки через кольцевую щель с радиальным зазором $h_0 = 23$ мкм смеси масел МС-20 и МК-8. Расход жидкости при повышении давления до 65 МПа, как и обычно, увеличивался, но затем прирост утечки прекратился и при дальнейшем увеличении давления, вплоть до максимально полученного значения 90 МПа, наблюдалось уменьшение расхода. Такой характер кривой, по-видимому, вызван тем, что при высоких давлениях у используемой смеси масел преобладающее влияние на вязкость начинает оказывать давление, вызывающее увеличение вязкости. Можно ожидать, что при дальнейшем увеличении утечка через щель прекратится. Подобный характер изменения утечки от давления был получен и при экспериментах в МВТУ им. Баумана К. К. Лихаревым. В его экспериментах при давлении, превышающем 200 МПа, обычное машинное масло делалось настолько вязким, что стальной капилляр с отверстием $d = 1,8$ мм становился практически непроходимым. В то же время керосин через этот же капилляр при тех же условиях проливался свободно.

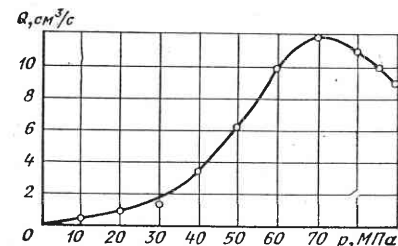


Рис. 63. Зависимость расхода жидкости (смеси масел МС-20 и МК-8) от давления ($h_0 = 28$ мкм)

Глава VIII

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В ЩЕЛЯХ

В высокотемпературных гидросистемах, а также в системах с маловязкими рабочими жидкостями даже при обычно применяемых перепадах давления фактический расход через щель может быть значительно меньше рассчитанного по формулам (1) и (2). Это подтверждают графики, приведенные на рис. 64, где сопоставлены данные фактического (полученного при проливках) расхода керосина через кольцевую щель с рассчитанным по формуле (2). При концентричном расположении плунжера в гильзе фактический рас-

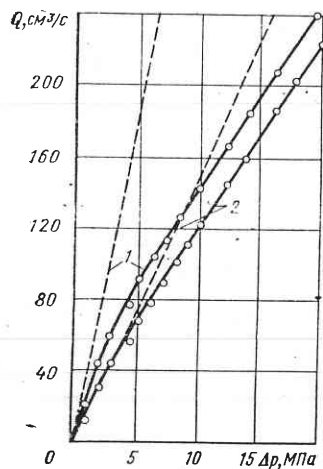


Рис. 64. Расход керосина через кольцевую щель в зависимости от перепада давления при расположении плунжера ($d=25$ мкм, $l=10$ мм, $h_0=30$ мкм):

1 — эксцентричном, $\epsilon_{\max}=h$; 2 — концентричном, $\epsilon=0$; сплошная линия — фактический расход; штриховая — расход, рассчитанный по формуле (2)

ность решения этой проблемы обусловлена сложностью процессов, совершающихся в турбулентном потоке. До настоящего времени потери напора, профиль скоростей, расход при турбулентном течении определяли по формулам, полученным в результате обработки данных экспериментов, и поэтому, как правило, эти данные имеют узкие пределы применимости.

Турбулентные режимы течения в микронных зазорах начали обстоятельно исследовать лишь в последние годы, так как было мнение, что в щелях малых размеров течение может быть только ламинарным. Исследование закономерностей турбулентного течения в зазорах щелевых уплотнений было выполнено нами по общепринятой методике: устанавливали экспериментальные зависимости коэффициентов гидравлического сопротивления λ от числа Рейнольдса Re в большом диапазоне давлений, температур и размеров щели, а затем данные экспериментов математически обрабатывали для получения расчетных формул. Эксперименты проводили с образцами, образующими плоские и кольцевые щели с размерами $h=15 \div 76$ мкм, $l=0,5 \div 15$ мм при диаметре плунжеров $d=15 \div$

ход жидкости при малых значениях Δp совпадает с расчетным, но заметно отличается от него при $\Delta p > 5$ МПа. При эксцентричном расположении плунжера уменьшение фактического расхода жидкости против расчетного наблюдается при всех значениях Δp ; а при $\Delta p > 5$ МПа характеристика расхода перестает быть линейной. При перепаде давления $\Delta p = 20$ МПа фактическое и подсчитанное по формуле (2) значение расхода кольцевой щели различается при $\epsilon=0$ примерно на 30%, а при $\epsilon_{\max}=h$ — в 3 раза.

Подобные расхождения можно объяснить тем, что вывод формулы (2) основывался на допущении, что режим течения жидкости в щелевых зазорах ламинарный, но в описываемом примере при $\Delta p > 5$ МПа течение жидкости в щелях явно турбулентное. Расчет, выполненный по результатам проливок, показал, что при высоких перепадах давления и температуре жидкости средняя скорость потока в щели достигает 100 м/с, а число Рейнольдса превышает 5000. Турбулентное движение жидкости в каналах и трубах являлось предметом многочисленных исследований. Однако еще нет достаточно удовлетворительной теории турбулентного течения, которая непосредственно вытекала бы из основных уравнений гидродинамики. Труд-

$\div 30$ мм ширина канала плоских щелей $W=6$ и 10,2 мм. Рабочее давление изменяли от 0 до 25 МПа, с интервалом в 1 МПа. Через опытные образцы щелей проливали бензин Б-70, керосин ТС-1, масло АМГ-10 и силиконовую жидкость 7-50С-3 при температуре 15—150° С. Во время экспериментов принимали меры для стабилизации температуры, центрирования и бокового поджима цилиндрического плунжера в гильзе. Для обработки результатов использовали формулу Дарси

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_r} \frac{\rho v^2}{2}$$

Число Рейнольдса подсчитывали по формуле (4)

$$Re = \frac{v 2h}{\nu} = \frac{2Q}{\pi d \nu}$$

Выразив среднюю скорость потока v через расход Q и площадь сечения щели $S = \pi d h$, можно записать

$$\Delta p = \lambda \frac{l \rho Q^2}{4h^3 (\pi d)^2} \quad (200)$$

В формуле (200) все величины, кроме λ , либо заданы, либо могут быть получены из опыта.

Решая совместно выражения (1), (2) и (200), можно определить значения λ при ламинарном режиме течения:

для плоской и кольцевой щели при концентричном расположении плунжера

$$\lambda = 96/Re, \quad (201)$$

для кольцевой щели и эксцентричном расположении плунжера при $\epsilon_{\max}=h$

$$\lambda_{\text{лс max}} = 38,4/Re. \quad (202)$$

Экспериментальные зависимости $\lambda=f(Re)$ показывают, что с увеличением числа Re коэффициент λ уменьшается. При этом имеется два участка кривой $\lambda=f(Re)$, один из которых соответствует ламинарному, а другой — турбулентному режиму течения. Критическим числом Re , характеризующим переход ламинарного потока в турбулентный, для плоских щелей, а также для кольцевых концентричных щелей можно считать $Re_{\text{кр}}=1250$, для эксцентричных щелевых уплотнений с зазором $h > 15$ мкм, у которых при фильтрационной обработке результатов экспериментов. Для ламинарного режима течения в плоской и кольцевой концентричной щелях получена зависимость

$$\lambda_{\text{отн.л}} = 100/Re, \quad (203)$$

которая практически совпала с теоретическими значениями (201).

Для эксцентричной щели при $\varepsilon_{\max} = h$

$$\lambda_{\text{оп.л.э. max}} = 57/\text{Re}, \quad (204)$$

т. е. данные эксперимента оказались более высокими, чем теоретические значения (202).

Повышение опытных значений λ по сравнению с теоретическими можно объяснить местными сужениями каналов, вследствие волнистости поверхности стенок, образующих щели, наличием на входном участке канала дополнительного гидросопротивления, который формулами (1) и (2) не учитывается, а для эксцентричной щели еще и частичной облитерацией канала на тех участках, где зазор $h < 15$ мкм.

Для определения $\lambda_{\text{т}} = f(\text{Re})$ при установившемся турбулентном движении обычно используют степенную зависимость

$$\lambda_{\text{т}} = c \text{Re}^n. \quad (205)$$

Параметры c и n подбирали на основе экспериментальной зависимости $\lambda_{\text{т}} = f(\text{Re})$ по методу средних. Математическая обработка результатов экспериментов позволила получить: для кольцевой концентричной и плоской щели $n = -0,77$; $c = 19,63$; для кольцевой эксцентричной щели при $\varepsilon_{\max} = h$ $n = -0,583$; $c = 3,937$. Таким образом, для турбулентного режима течения в плоской и кольцевой щелях, когда $\varepsilon = 0$, значение коэффициента

$$\lambda_{\text{т}} = \frac{19,63}{\text{Re}^{0,77}}; \quad (206)$$

для эксцентричной щели ($\varepsilon_{\max} = h$)

$$\lambda_{\text{тэ max}} = \frac{3,937}{\text{Re}^{0,583}}. \quad (207)$$

Совместное решение уравнений (2) и (206) и уравнения (207) позволило получить формулы для определения расхода жидкости через щелевые уплотнения при турбулентном режиме течения:

для плоских и кольцевых концентричных щелей

$$Q_{\text{т}} = 0,424 W \nu \left(\frac{h^3 \Delta p}{l \rho \nu^2} \right)^{0,813}; \quad (208)$$

$$Q_{\text{т}} = 0,424 \pi d \nu \left(\frac{h^3 \Delta p}{l \rho \nu^2} \right)^{0,813};$$

для кольцевых эксцентричных щелей ($\varepsilon_{\max} = h$)

$$Q_{\text{тэ max}} = 4,225 d \nu \left(\frac{h^3 \Delta p}{l \rho \nu^2} \right)^{0,703}. \quad (209)$$

Проверка показала, что расхождения в экспериментальных значениях и подсчитанных, соответственно, по формулам (208) или

(209) не превышают 2—5%, что вполне приемлемо для инженерной практики.

Установлено также, что при турбулентном режиме течения расход $Q_{\text{тэ max}}$ в кольцевых щелях при эксцентричном расположении плунжера ($\varepsilon_{\max} = h$) превосходит расход $Q_{\text{т}}$ при концентричном расположении плунжера на величину

$$Q_{\text{тэ max}} = (1,1 \div 1,2) Q_{\text{т}}. \quad (210)$$

Формулы (206) — (209) справедливы лишь для расчета щелевых уплотнений, у которых нет процесса облитерации каналов при концентричном расположении плунжеров, щели образованы цилиндрическими поверхностями гильзы и плунжера (отсутствует конусность и овальность), а давление жидкости не искажает конфигурации щели вследствие деформации деталей. Максимальная длина щели в направлении утечки не ограничивается, однако при длине канала $l < 70h$ фактический расход жидкости становится меньше расчетного, снижаясь по мере уменьшения длины щели. При ориентировочных расчетах для определения утечки жидкости через щелевые уплотнения при турбулентных режимах течения, когда зазор между плунжером и гильзой образует конусную щель с углом конусности не более 3° , можно использовать следующие формулы:

для сужающейся в направлении утечки щели

$$Q_{\text{тс}} = (1,2 \div 1,25) Q_{\text{кт}}; \quad (211)$$

для расширяющейся в направлении утечки щели

$$Q_{\text{тр}} = (1,3 \div 1,35) Q_{\text{кт}}. \quad (212)$$

Величину $Q_{\text{кт}}$ определяем по формулам (208) — (210) с использованием средней величины зазора $h_{\text{ср}} = \frac{h_{\text{вх}} + h_{\text{вых}}}{2}$.

Для упрощения расчетов щелевых уплотнений при турбулентном течении разработана номограмма, по которой с достаточной для инженерной практики точностью можно определить либо утечку, либо величину зазора, обеспечивающего заданную утечку. Номограмма (рис. 65) построена для бензина Б-70, керосина и масла АМГ-10, для давления от 0,5 до 30 МПа, температуры от -50 до $+100^\circ \text{C}$ и зазоров от 3 до 100 мкм. При использовании номограммы формулу (208) можно представить в виде

$$Q = AB. \quad (213)$$

Здесь $A = 0,424 \frac{\pi d}{l^{0,813}}; B = \left(\frac{\Delta p h^3}{\rho \nu^{0,77}} \right)^{0,813}$.

Задачу по определению расхода через щель при заданных Δp , h , l , d , ν и типе жидкости решаем методом последовательных приближений. Вначале предполагаем, что режим течения жидкости в щели ламинарный, и находим расход по формулам (1) или (2); затем по

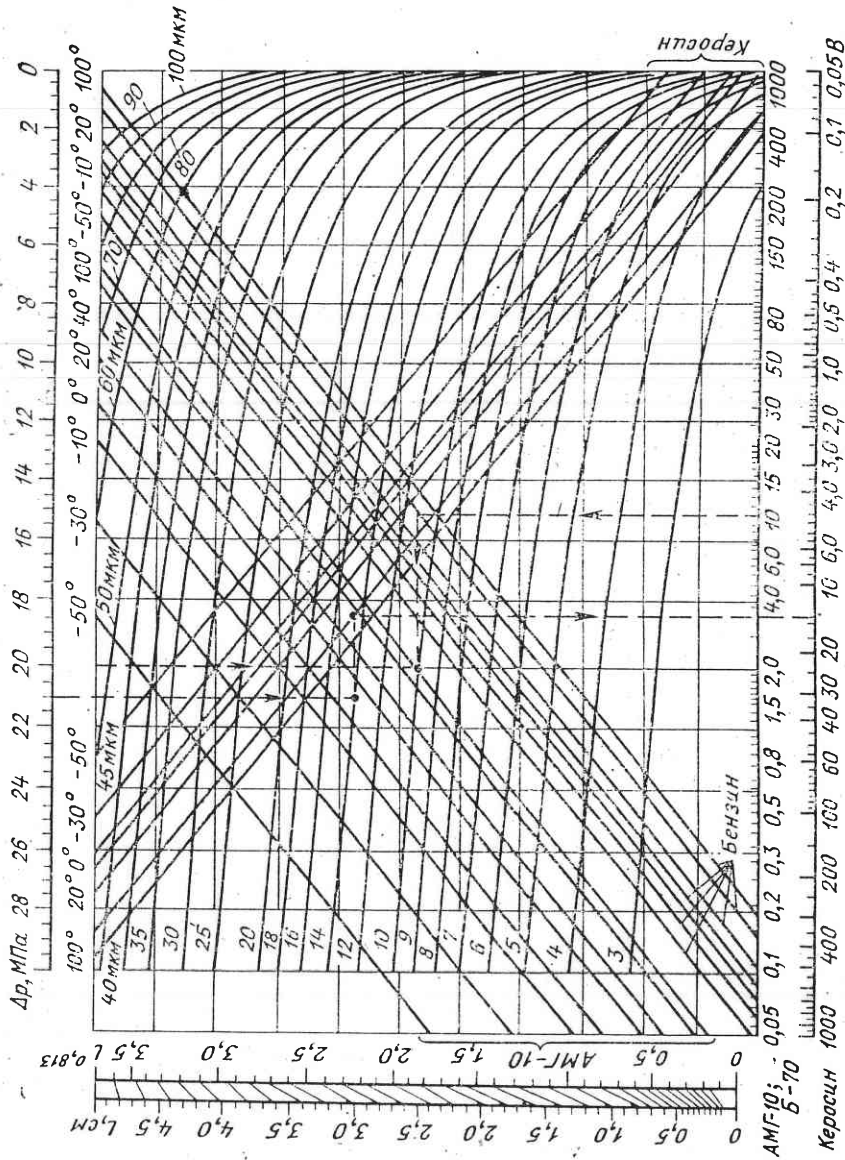


Рис. 65. Номограмма для расчета уплотнений при турбулентном режиме течения

формуле (4) определяем число Re ; если $Re < Re_{кр} = 1250$, то это означает, что поток в щели ламинарный и решение является окончательным. Случай $Re > Re_{кр}$ свидетельствует о том, что режим течения в щели турбулентный, значение Q оказалось завышенным и рассчитывать надо по формуле (213), пользуясь номограммой рис. 65. По вертикальной шкале номограммы (слева) находим значение $l_{0,813}$ и вычисляем $A = 0,424 \frac{\pi d}{l_{0,813}}$. Затем находим значение B . Для

этого от верхней горизонтальной шкалы номограммы от отметки, соответствующей заданному перепаду давления, опускаем вниз перпендикуляр до пересечения с кривой, соответствующей заданному зазору h . Далее через точку пересечения проводим горизонталь до пересечения с прямой, соответствующей рабочей жидкости при заданной температуре, и опускаем перпендикуляр на шкалу B .

Задачу второго типа, когда задана допустимая утечка Q , а также d , Δp , l и требуется определить h , выполняем в такой последовательности. Определяем режим течения. Если режим течения оказался турбулентным, то подсчитываем $B = Q/A$, а затем для этого значения B находим на шкале (см. рис. 65) для применяемой жидкости соответствующую точку, из которой восстанавливаем перпендикуляр до пересечения с прямой, соответствующей заданной температуре для применяемой жидкости. От точки пересечения проводим горизонтальную линию до пересечения с вертикалью, соответствующей заданному перепаду давления. Найденная точка определяет искомое значение h .

Глава IX

ЛАБИРИНТНЫЕ УПЛОТНЕНИЯ

Щелевое уплотнение с выступами или канавками, резко изменяющими проходные сечения канала или направление потока, называют лабиринтными. У цилиндричных сопрягаемых деталей лабиринтное уплотнение, как правило, имеет одностороннее расположение кольцевых канавок, изготовленных на плунжере (рис. 66). Сопротивление потоку жидкости в таком уплотнении создается на участках с малыми зазорами, как и в обычном щелевом уплотнении, а также в самих канавках, где происходят потери напора вследствие деформации потока и трения. При заданных конструктивных размерах уплотнения наличие канавок уменьшает длину щели с малым зазором h . Полагаем, что гидравлическое сопротивление самой канавки при ламинарном режиме течения практически можно приравнять нулю. Исходя из этого, утечку через лабиринтное уплотнение рекомендуется [5] рассчитывать, принимая во внимание только эффективную длину щели:

$$Q = \frac{\pi d h^3 \Delta p}{12 \nu \rho l_{эф}} (1 + 1,5 \bar{\epsilon}^2); \quad l_{эф} = l - \sum l_k. \quad (214)$$

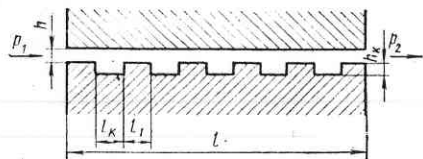


Рис. 66. Схема лабиринтного уплотнения

структуров гидроагрегатов мнение о том, что лабиринтные канавки в щелевых уплотнениях ухудшают уплотняющие свойства, до последнего времени было преобладающим. И если, несмотря на это, на поверхностях уплотняемых деталей нарезают канавки, то это делают, главным образом, в целях разгрузки плунжеров от боковых неуравновешенных сил, повышающих силы трения. Учитывают также, что канавки играют положительную роль в процессе притирки плунжеров и уменьшают опасность заклинивания плунжерной пары при работе на загрязненной жидкости, так как облегчается возможность удаления твердых частиц загрязнений из зазоров.

Опытная проверка зависимости (214), проведенная нами в большом диапазоне давления и температуры, показала, что теоретический и фактический расходы совпадают только при ламинарном режиме течения в щели с числами $Re < 400$. При течении с числами $Re > 400$ действительный расход меньше расчетного, подсчитанного по формуле (214). Расхождения в результатах увеличиваются по мере повышения перепада давления, температуры жидкости и числа лабиринтных канавок.

В технической литературе не освещалась методика расчета утечки через лабиринтные уплотнения гидроагрегатов при турбулентных потоках. Рекомендации по выбору формы размеров канавок, а также расстояния между канавками разноречивы, у различных авторов находим такие величины: ширина канавки (см. рис. 66) может быть $l_k = 0,2 \div 1,5$ мм, глубина $h_k = 0,2 \div 1,0$ мм, расстояние между канавками $l_1 = 0,5 \div 5$ мм. Более того, указанные размеры ни в какой степени не связаны ни с величиной зазора h , ни с режимом течения. Опытные данные свидетельствуют о том, что максимальное гидравлическое сопротивление создают канавки лишь определенного поперечного сечения при некоторых оптимальных размерах, зависящих от величины зазора между плунжером и гильзой и отстоящих друг от друга на определенном расстоянии. Массовый переход гидравлических и топливных систем на работу с большим давлением и высокой температурой делает актуальной задачу разработки такой методики проектирования и расчета лабиринтных уплотнений, при которой расчетные данные мало отличаются от истинных. Была поставлена задача определить влияние на величину утечки и коэффициент числа Re формы сечения и размеров канавки, расстояния между ними, числа канавок и относительного положения плунжера в гильзе. Эксперименты выполняли с образцами, образующими

Здесь l — длина щели в направлении утечки жидкости; $\sum l_k = z l_k$ — суммарная ширина канавок; z — число канавок; l_k — ширина канавки (см. рис. 66).

Из формулы (214) следует, что утечка через лабиринтное уплотнение увеличивается в той же степени, насколько канавки укорачивают длину щели. Среди кон-

плоские и кольцевые щели, при перепадах давления от 1 до 20 МПа. Максимальное число канавок в уплотнении достигало семи, зазор h изменяли от 10 до 76 мкм, глубину канавок h_k от 0,035 до 1,2 мм, ширину l_k от 0,46 до 2,5 мм, расстояние между канавками l_1 от 0,5 до 2,5 мм. Исследовали пять различных форм сечения канавки (см. рис. 68). Через уплотнение проливали керосин Т-1, бензин Б-70, масло АМГ-10 и жидкость 7-50с-3 при температуре от +15 до +150° С.

Давление жидкости измеряли у входа и на выходе из щели, температуру жидкости — только у входа в щель. Расход жидкости определяли объемным методом.

Учитывали, что в реальных устройствах плунжер в гильзе может принимать любое промежуточное положение от концентричного, когда их оси совпадают и $\epsilon = \epsilon/h = 0$, до максимально эксцентричного и $\epsilon_{\max} = \epsilon_{\max}/h = 1$, когда плунжер прижат к поверхности гильзы. Поэтому и эксперименты, и математическую обработку результатов наблюдений проводили для двух предельных случаев с $\epsilon = 0$ и $\epsilon = 1$, что позволяло очертить поле вероятных значений уплотнительного эффекта. Истинное его значение можно установить только при заранее известной величине эксцентриситета.

Потери давления в лабиринтном уплотнении определяли по формуле Дарси—Вейсбаха

$$\Delta p = \lambda \frac{l_{\text{эф}}}{D_r} \frac{\rho v^2}{2} + z \xi \frac{\rho v^2}{2} = \lambda_{\text{экр}} \frac{\rho v^2}{2}, \quad (215)$$

где λ и ξ — коэффициенты гидравлического сопротивления, соответственно, трения в узкой части щели на участках между лабиринтными канавками и местного сопротивления в лабиринтной канавке; $\lambda_{\text{экр}} = \lambda \frac{l_{\text{эф}}}{2h} + z \xi$; $D_r \approx 2h$. Принимая во внимание, что средняя скорость потока $v = Q/S$, из (215) получим

$$\lambda_{\text{экр}} = \frac{2\Delta p S^2}{\rho Q^2} = \frac{2\Delta p (\pi d h)^2}{\rho Q^2}.$$

Имея данные проликов, легко определить $\lambda_{\text{экр}}$. По значениям $\lambda_{\text{экр}}$ и Re строили график $\lambda_{\text{экр}} = f(Re)$. На этом же графике строили кривую $\lambda \frac{l_{\text{эф}}}{2h} = f(Re)$ для щели без канавок.

Коэффициент λ гидравлического сопротивления гладкой щели (между канавками) в зависимости от режима течения и положения плунжера в гильзе находили по формулам (203), (204), (206), (207). Значение $z \xi$ для каждого числа Re определялось вычитанием $z \xi = \lambda_{\text{экр}} - \lambda l_{\text{эф}}/2h$. При такой методике обработки данных экспериментов коэффициент местных сопротивлений ξ включает в себя не только потери энергии, вызванные резким сжатием и расширением потока, но и потери на трение в канавке и дополнительное увеличение сопротивления, при формировании потока (профиля скорости) на участке узкой щели за канавкой.

1. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И РАСХОД

На рис. 67 приведены опытные зависимости коэффициентов местного сопротивления лабиринтной канавки от числа Re . Кривые 1 построены для концентричного расположения плунжера в гильзе, кривые 2 — для эксцентричного ($\epsilon=1$), когда плунжер касается поверхности гильзы. Форма сечения канавки прямоугольная. Размеры: $l_k=0,46$ мм; $h_k=0,5$ мм; $l_1=1$ мм. При анализе опытных данных сделаны такие выводы:

при течении жидкости с $Re \leq 400$ для эксцентричного и $Re < 500$ для концентричного расположения плунжера в гильзе наличие лабиринтных канавок не нарушает ламинарного течения в зазоре и коэффициент местного сопротивления канавок близок к нулю. Для расчета утечки через уплотнение в этом случае оправдана зависимость (214);

при увеличении значений от $Re \approx 500$ для концентричного расположения плунжера в гильзе и $Re \approx 400$ для эксцентричного расположения, когда плунжер касается поверхности гильзы, наблюдается энергичное возрастание коэффициента ξ , что вызвано изменением режима течения в зазоре уплотнения;

значения $Re_{кр} = 500$ для плоских и кольцевых щелей при $\epsilon=0$ и $Re_{кр \epsilon} = 400$ для кольцевых щелей при $\epsilon=1$ названы критическими; в границах $500 < Re < 1200$ для концентричного расположения плунжера и $400 < Re < 1000$ для эксцентричного расположения плунжера ($\epsilon=1$) наблюдается повышение значения коэффициента ξ при увеличении числа Re . Это переходная область. Верхнее значение числа Re в переходной области зависит от числа лабиринтных канавок в уплотнении и уменьшается при увеличении числа последних;

в области турбулентного течения, до максимально полученных при экспериментах значениях чисел $Re = 4500$, коэффициент ξ с увеличением числа Re уменьшается;

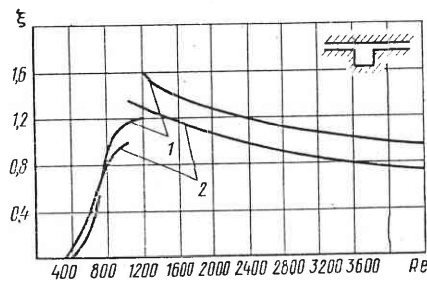


Рис. 67. График зависимости коэффициента ξ лабиринтной канавки прямоугольного сечения от числа Re

при эксцентричном расположении; когда плунжер с нарезанными на нем поперечными канавками касается поверхности гильзы, $Re_{кр}$ потока жидкости в щели, так же как и ξ ; уменьшается по сравнению с соответствующими значениями для уплотнения с концентричным расположением плунжера в гильзе. Значения коэффициентов сопротивления единичной канавки при концентричном расположении плунжера изменяется от $\xi = 1,6$ при $Re = 1200$ до $\xi = 0,9$ при $Re = 4500$ и эксцентричном расположении ($\epsilon=1$) от $\xi = 1,363$ при $Re = 1000$ до $\xi = 0,727$ при $Re = 4500$;

коэффициент сопротивления z канавок, расположенных последовательно одна от другой на расстоянии $l_1 \geq 30h$, определяют из выражения $\Sigma \xi = z\xi$.

При уменьшении расстояния между канавками значение ξ также уменьшается.

О влиянии формы сечения канавки на величину коэффициента ξ можно сделать выводы по данным графика, приведенного на рис. 68. Наибольшее гидравлическое сопротивление потока создает канавка с сечением прямоугольного треугольника, катет которого перпендикулярен направлению потока, а острый угол находится со стороны избыточного давления. Увеличение гидравлического сопротивления такой канавки по сравнению с сопротивлением канавки прямоугольного сечения достигает 40%.

Минимальное сопротивление потоку создает канавка треугольной формы с сечением равнобедренного треугольника. Гидравлическое сопротивление канавки, имеющей скругленные кромки, примерно на 30% меньше сопротивления канавки с острыми кромками.

Влияние ширины канавки l_k прямоугольного сечения на величину ξ иллюстрируется графиком (рис. 69, а). Максимальное значение ξ получено при отношении $l_k/h = 20$. График на рис. 69, б показывает влияние глубины канавки h_k на коэффициент ξ . Наивыгоднейшая глубина канавки лежит в пределах $h_k = (3 \div 5)h$. При отношении $h_k/h > 8$ значение коэффициента ξ стабилизируется. Из рассмотрения рис. 69, в следует, что расстояние между канавками не рекомендуется принимать меньше чем $40h$.

Математическая обработка результатов экспериментов позволила получить функциональные зависимости $\xi = f(Re)$ для единичной канавки прямоугольного сечения с острыми кромками при числах $Re > Re_{кр}$:

для концентричного расположения плунжера в гильзе

$$\xi = \frac{33,5}{Re^{0,43}}; \quad (216)$$

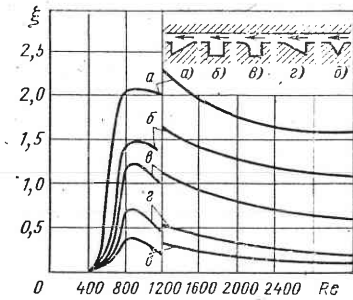


Рис. 68. Влияние формы сечения лабиринтной канавки на величину коэффициента гидравлического сопротивления

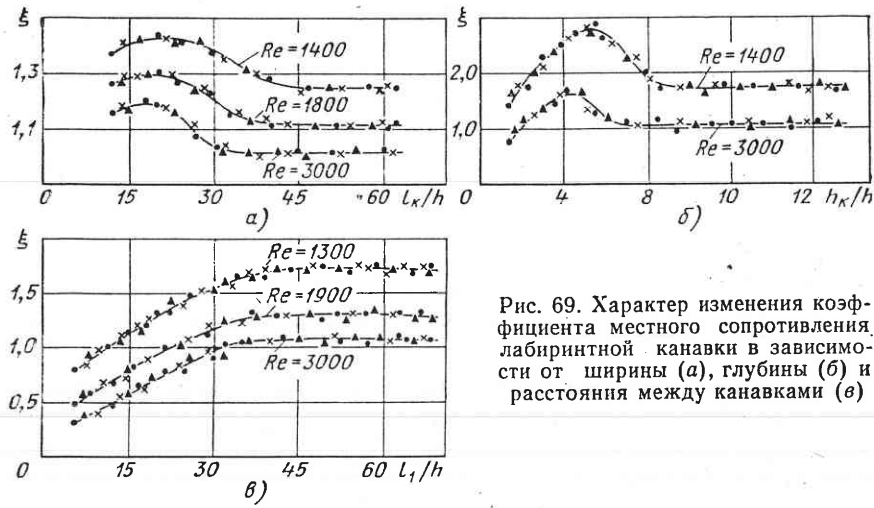


Рис. 69. Характер изменения коэффициента местного сопротивления лабиринтной канавки в зависимости от ширины (а), глубины (б) и расстояния между канавками (в)

для эксцентричного расположения, когда плунжер касается поверхности гильзы,

$$\xi = \frac{41}{Re^{0,48}} \quad (217)$$

Коэффициент сопротивления канавки с сечением прямоугольного треугольника, острый угол которого находится со стороны избыточного давления, а катет перпендикулярен направлению потока,

$$\xi = \frac{21,88}{Re^{0,33}} \quad (218)$$

Полученные закономерности позволяют приступить к проектированию и расчету лабиринтного уплотнения, способного создавать максимальное гидравлическое сопротивление потоку. Проектирование сводится к определению зазора h между плунжером и гильзой, длины щели l , выбору формы сечения лабиринтной канавки, определению ее размеров, установлению расстояния между канавками и числа канавок.

Так как расход жидкости через щели под действием перепада давления Δp в большой степени зависит от величины зазора h , поэтому он должен быть минимальным и выбирать его следует в соответствии с рекомендациями, изложенными в гл. I. Увеличение длины l щели уплотнения приводит к уменьшению утечки. Минимальная длина l для плунжеров диаметром, превышающим 10 мм, должна быть 2—3 мм*.

У золотников с плоским и цилиндрическим плунжером, где важно получить минимальную утечку через зазоры, более выгодной бу-

* Эта рекомендация не распространяется на управляющие золотники следящих приводов.

дет форма сечения канавки в виде прямоугольного треугольника, катет которого перпендикулярен направлению потока, а острый угол находится со стороны избыточного давления, так как такая форма создает максимальное сопротивление потоку. Однако следует учесть, что при изготовлении канавок треугольного сечения трудно получить одинаковую ширину по окружности плунжера. Даже незначительное изменение ширины канавки может привести к появлению боковой неуравновешенной силы, защемляющей плунжер в гильзе. Поэтому признано целесообразным у плунжеров цилиндрической формы канавки в лабиринтном уплотнении делать прямоугольного сечения с острыми кромками.

При определении размеров канавок следует учитывать закономерности, приведенные на рис. 69, вместе с тем нельзя не учитывать и производственных возможностей. Поэтому целесообразно нарезать канавки шириной $l_\kappa = 20h$, глубиной $h_\kappa = 5h$ (но не менее $h_\kappa = 0,2$ мм).

Расстояние между канавками следует делать $l_1 = 40h$. Если положить, что максимальное гидравлическое сопротивление создает лабиринтное уплотнение, у которого ширина канавок $l_\kappa = 20h$, а расстояние от входа до первой канавки и между канавками $l_1 = 40h$, то легко определяется и число канавок z , при котором утечка через уплотнение будет минимальной. Из рис. 66 следует, что $l - l_1 = z(l_1 + l_\kappa)$, откуда

$$z = \frac{l - l_1}{l_1 + l_\kappa} = \frac{l - 40h}{60h} \quad (219)$$

Полученное значение z округляют до целого числа, в сторону меньшего значения.

Расчет уплотнения предусматривает определение расхода (утечки) через щель. Предполагаем, что перепад давления на щели $\Delta p = p_0 - p_1$ задан, также известны температура и тип жидкости, что достаточно для определения плотности ρ и коэффициента кинематической вязкости ν . Известны также выбранные нами геометрические размеры щели (длина l , зазор h) и размеры канавки (глубина h_κ , ширина l_κ , расстояние между канавками l_1).

Для определения расхода жидкости при турбулентном течении используем уравнение (215), которое после подстановки в него значений ξ , λ , l_1 , l_κ , h_κ , z принимает вид:

для концентричного расположения плунжера в гильзе $\bar{\epsilon} = 0$

$$\Delta p = A Q^{1,23} + B Q^{1,57}, \quad (220)$$

где

$$A = 0,472 \frac{\nu^{0,77} \rho (l + 20h)}{h^3 d^{1,23}}; \quad B = 0,0346 \frac{\nu^{0,43} \rho (l - 40h)}{h^3 d^{1,57}};$$

для эксцентричного расположения, когда плунжер касается стенки гильзы ($\bar{\epsilon} = 1$),

$$\Delta p = A_3 Q^{1,42} + B_3 Q^{1,52}, \quad (221)$$

где

$$A_9 = 0,0862 \frac{v^{0,58} \rho (l + 20h)}{h^3 d^{1,42}}; B_9 = 0,043 \frac{v^{0,48} \rho (l - 40h)}{h^3 d^{1,52}}$$

Уравнения (220) и (221) удобнее решать графоаналитическим способом (рис. 70). Для этого задаемся несколькими значениями расхода Q , для которых получаем соответствующие значения потери напора Δp . Затем строим кривую $\Delta p = f(Q)$. В точке пересечения кривой $\Delta p = f(Q)$ с ординатой, соответствующей заданному значению перепада давления Δp , находим искомый расход Q . Графики $\Delta p = f(Q)$ даны при течении керосина ТС-1 с температурой $t = 30^\circ \text{C}$ через бесконтактные уплотнения. Расчет выполняли для $\Delta p = 15 \text{ МПа}$, длины уплотнения $l = 10 \text{ мм}$, диаметра плунжера $d = 25 \text{ мм}$, для которого по рекомендациям В. Э. Эрнста (см. табл. 1) величина зазора $h = 0,012 \div 0,032 \text{ мм}$. Примем $h = 0,025 \text{ мм}$. Используя полученные соотношения, определили: ширину канавки $l_k = 0,5 \text{ мм}$, глубину $h_k = 0,2 \text{ мм}$, расстояние между канавками $l_1 = 1 \text{ мм}$, число канавок $z = 6$.

Кривые 1 и 2 (см. рис. 70) получены при расчете по формулам (220) и (221) для лабиринтного уплотнения при концентричном и эксцентричном расположении плунжера ($\bar{\epsilon} = 1$). Для сравнения построены кривые 3 и 4 $\Delta p = f(Q)$ для гладкой кольцевой щели с теми же размерами: $d = 25 \text{ мм}$, $h = 0,025 \text{ мм}$ и $l = 10 \text{ мм}$. Поскольку режим течения в гладкой щели уже при $\Delta p \geq 6 \text{ МПа}$ турбулентный, так как $Re > Re_{кр}$, утечку рассчитывали по формулам (208) и (209). Штриховыми линиями показаны поля I и II вероятных значений расхода при $\Delta p = 15 \text{ МПа}$. Границами полей являются значения расходов Q при концентричном ($\bar{\epsilon} = 0$) и эксцентричном ($\bar{\epsilon} = 1$) расположении плунжеров. При определении утечки конструкторов, как правило, интересуют максимальные значения расхода, которые получаются при $\bar{\epsilon} = 1$.

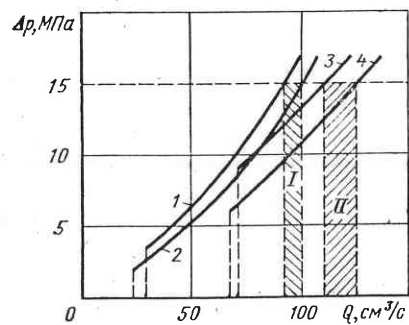


Рис. 70. Графики зависимости расхода от изменения давления, рассчитанные по формулам:

1 — по (220); 2 — по (221); 3 — по (208); 4 — по (209)

Сравнение значений расходов для лабиринтного уплотнения и уплотнения с гладкой щелью говорит в пользу первого. Хотя различие в расходах и получилось не очень существенным, однако следует учесть другое важное преимущество лабиринтного уплотнения, заключающееся в том, что канавки, выравнивая давление в кольцевом зазоре, способствуют центрированию плунжера в гильзе и значительно снижают силу трения. По данным экспериментов, применение канавок, нарезанных на плунжере, привело к снижению силы трения на 98% по

сравнению с силой трения плунжера, не имеющего канавок. Канавки также уменьшают опасность заклинивания плунжера при работе на загрязненной жидкости.

Полученные значения расхода сравнивали также с результатами, рассчитанными по формуле (214) — единственной формуле для расчета лабиринтных уплотнений гидроагрегатов. Расхождения в значениях превышали 200%, что подтверждает актуальность проведенного исследования.

В заключение укажем, что формулы (220) и (221) справедливы лишь для уплотнений, у которых нет облитерации щели при концентричном расположении плунжера, щели образованы плоскими или цилиндрическими поверхностями плунжера и гильзы (отсутствует конусность и овальность), а давление жидкости не искажает конфигурации щели вследствие деформации деталей.

В условиях развивающейся облитерации щелей формулы (220) и (221) справедливы лишь для определения максимальной величины утечки, измеряемой в начальный момент после подвода давления.

2. СИЛЫ ТРЕНИЯ И РАЗГРУЗОЧНЫЕ КАНАВКИ

Причиной гидравлического защемления плунжеров является неравномерное распределение давления в зазоре между плунжером и гильзой (см. гл. IV). Наличие на поверхности плунжера или его гильзы кольцевых канавок должно приводить к выравниванию давления в зазоре, а значит, и к уменьшению неуравновешенной боковой силы, действующей на плунжер.

Рассмотрим случай, когда плунжер в гильзе образует расширяющийся по направлению утечек зазор, т. е. плунжер, склонный к

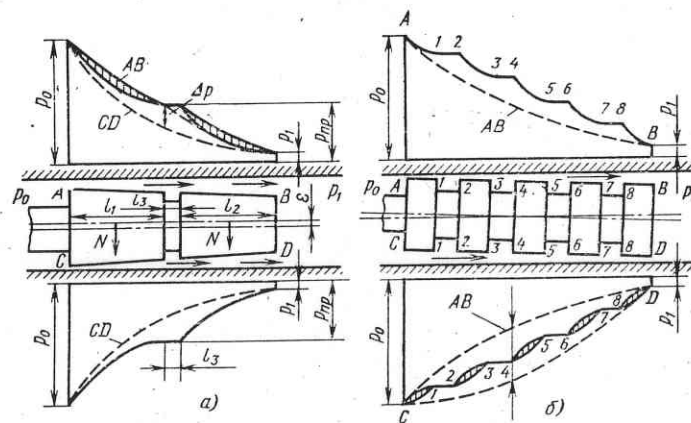


Рис. 71. Характер изменения давления в зазорах при наличии на плунжере разгрузочных канавок:

а — для конусного плунжера; б — для цилиндрического перекошенного плунжера; Δp — величина неуравновешенного давления в сечении при отсутствии канавок

гидрозащемлению (рис. 71, а). Пусть на плунжере будет нарезана кольцевая канавка шириной l_3 . Глубина и ширина канавки должны быть такие, чтобы сопротивление течению жидкости в канавке было значительно меньшим, чем сопротивление в зазоре. В этом случае канавка как бы разрезает плунжер на два самостоятельных конусных плунжера, имеющих длину l_1 и l_2 . Давление в этих зазорах будет понижаться по тем законам, которые установлены для конусных плунжеров: для левого — с p_0 до промежуточного постоянного значения $p_{пр}$, действующего в кольцевой канавке шириной l_3 ; для правого — давление в канавке $p_{пр}$ будет понижаться до p_1 . Эпюра неуравновешенного давления жидкости на плунжер будет иметь для этого случая вид двух узких заштрихованных сегментов. Для сравнения штриховой линией показана величина неуравновешенного давления для золотника без разгружающей канавки. Увеличение числа канавок должно приводить к более значительному выравниванию давления и уменьшению трения. В самом деле, при наличии нескольких разгружающих канавок входное давление p_0 до выходного p_1 будет понижаться ступенями 1—8. На каждом участке длины пояска между двумя канавками оно будет понижаться по законам, рассмотренным выше. Эпюра неуравновешенного давления жидкости на этот плунжер будет состоять из отдельных узких сегментов, представляющих собой эпюры неуравновешенных давлений отдельных поясков. На рис. 71, б представлены кривые давления в верхнем и нижнем зазорах перекошенного цилиндрического золотника при наличии разгрузочных канавок. Для сравнения штриховыми линиями нанесены кривые давления без разгрузочных канавок. Чем шире канавки, тем больше будет эффект разгрузки плунжера. Однако канавки уменьшают длину уплотняющей части щели и при ламинарном режиме течения в щели приводят к увеличению утечки, поэтому ширину канавок целесообразно делать настолько малой, насколько это позволяет технология изготовления (порядка $l_k = 20h$).

На рис. 72 показана графическая зависимость силы, необходимой для перемещения плунжера, от величины подводимого к распределителю рабочего давления и числа канавок на плунжере. Испытывали двухпоясковый плунжер диаметром $d=25$ мм с зазором $h=5$ мкм. Рабочая жидкость масло «Индустриальное 20».

Из рис. 72 следует, что при увеличении числа канавок сила, потребная для перемещения плунжера, уменьшается. Так, при рабочем давлении 10 МПа и одной канавке на плунжере сила снижается до 20,5% по сравнению с плунжером, не имеющим канавок; при двух канавках — до 14,4% и при трех канавках — до 2%. Указанные значения снижения силы, потребной для перемещения, видимо, нельзя распространить на все золотники. Так, испытания плунжера диаметром 12 мм с тремя канавками на рабочей жидкости АМГ-10 показали, что сила уменьшается лишь на 60%. По-видимому, снижение силы, потребной для перемещения плунжера при нарезании канавок, зависит от дополнительных факторов, к которым можно отнести размеры золотника, величину зазора, постоян-

ство ширины канавок по окружности и др. Опыты показали, что разгрузочные канавки оказались неспособными противодействовать постоянным усилиям, выводящим плунжер из концентричного положения. Эти усилия могут создаваться пружинами и другими контактирующими с плунжером смежными деталями. Перекосы увеличивают утечки и силы трения плунжера. Испытания серийного золотника 4Г73-1 показали, что сила трения при установке в распределителе возвратных пружин увеличилась с 9,8 до 29,4 Н даже при наличии на плунжере разгрузочной канавки. Поэтому при конструировании и изготовлении распределителя необходимо создавать условия для устранения одностороннего прижима плунжера пружинами, в частности нельзя допускать наличие уклона на торцах пружин и плунжере.

При изготовлении необходимо обеспечить постоянную ширину кольцевой разгрузочной канавки по окружности, чтобы предотвратить возникновение дополнительных неуравновешенных боковых сил от давления жидкости в этих канавках. В экспериментах с разгрузочными канавками треугольного сечения изготовление на плунжере второй угловой канавки привело не к уменьшению, а к увеличению силы трения по сравнению с плунжером, имеющим одну канавку. Оказалось, что ширина второй канавки была непостоянна по окружности и изменялась всего лишь на 0,07 мм, однако это увеличило силу трения по сравнению с плунжером, имеющим одну канавку, примерно в 2 раза. Получить постоянную ширину канавки по окружности проще, если сечение ее будет прямоугольным, а не дуговым или

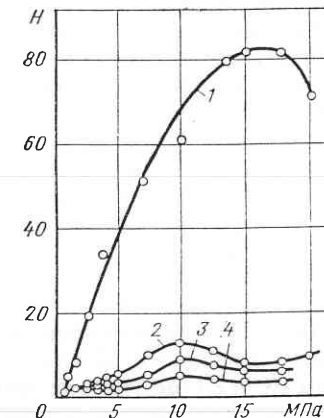


Рис. 72. Зависимость силы страгивания плунжера от давления и числа разгрузочных канавок:

1 — плунжер без канавок; 2 — с одной канавкой; 3 — с двумя канавками; 4 — с тремя канавками

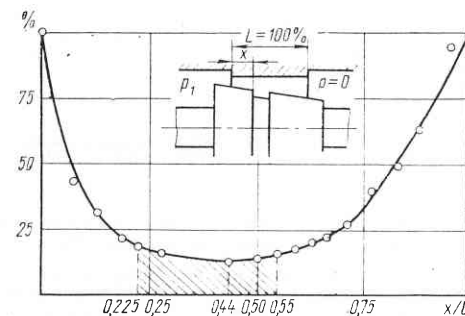


Рис. 73. Влияние положения разгрузочной канавки на плунжере на силу, потребную для перемещения плунжера

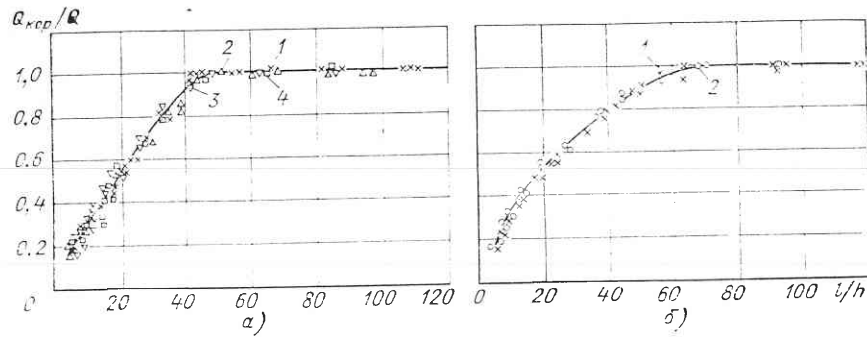


Рис. 75. Зависимость относительного расхода \bar{Q} от относительной длины щели $\bar{l}=l/h_0$ для турбулентного режима течения:

a — при концентричном расположении плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=0$): 1 — $h=18$ мкм; $d=15$ мм; 2 — $h=22$ мкм; $d=25$ мм; 3 — $h=24$ мкм; $d=15$ мм; 4 — $h=31$ мкм; $d=25$ мм; *b* — при эксцентричном расположении плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=1$): 1 — $h=16$ мкм; $d=25$ мм; 2 — $h=22$ мкм; $d=25$ мм

На рис. 74 и 75 приведены зависимости относительного расхода \bar{Q} от относительной длины щели \bar{l} для ламинарного и турбулентного режимов течения при концентричном и эксцентричном расположении плунжера в гильзе. Критические значения чисел Рейнольдса, характеризующие изменение режимов течения в щели, принимали: при концентричном расположении плунжера и гильзе ($\bar{\epsilon}=0$) $Re_{кр} = 1250$ и при эксцентричном расположении плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=1$) — $Re_{кр} = 1100$. За относительный расход \bar{Q} была принята величина отношения фактического расхода $Q_{кор}$, полученного в экспериментах, к теоретическому значению расхода Q , подсчитанного в зависимости от условий испытаний по одной из формул (2), (208) или (209):

$$\bar{Q} = \frac{Q_{кор}}{Q}. \quad (222)$$

Если $\bar{Q} = 1$, то это означает, что фактический и теоретически подсчитанный расходы совпадают. Относительная длина щели \bar{l} — это отношение длины щели l в направлении утечки к высоте зазора h_0 при концентричном расположении плунжера в гильзе. При экспериментах относительная длина щели $\bar{l} = l/h_0$ изменялась в пределах $4 \leq \bar{l} \leq 150$.

Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что формулы (2), (208) и (209) пригодны для расчета утечки через щелевые уплотнения при длине канала $l \geq 70h_0$ для ламинарного режима течения и $l \geq 45h_0$ для турбулентного. При меньших значениях длины щели в результате дополнительных гидравлических сопротивлений, вызванных формированием профиля скоростей и деформацией потока у входа в щель, указанные формулы становятся непригодными. Расхождения между фактической и расчетной утечкой увеличиваются по мере уменьшения длины щели. Математически обработав

результаты экспериментов, получили следующие формулы для расчета утечки через короткие щели:

ламинарный режим течения турбулентный режим течения

плоские щели и концентричное расположение плунжера в гильзе

$$(\bar{\epsilon}=0, Re < 1250)$$

$$\bar{Q}_л = 1,12 - 7,2h_0/l; \quad (223) \quad \bar{Q}_т = 1,35 + 0,02l/h_0; \quad (224)$$

эксцентричное расположение плунжера в гильзе ($\bar{\epsilon}=h_0$)

$$\bar{Q}_{л\max} = 0,043(l/h_0)^{0,75}; \quad (225) \quad \bar{Q}_{т\max} = 0,092(l/h_0)^{0,576}. \quad (226)$$

Для ламинарного режима течения формулы (223) и (225) пригодны в диапазоне $5 < l/h_0 < 70$, для турбулентного режима формулы (224) и (226) пригодны в диапазоне $5 < l/h_0 < 45$. При $l/h_0 \geq 70$ для ламинарного и $l/h_0 \geq 45$ — для турбулентного режимов течений значение относительного расхода в формуле (222) можно принимать $\bar{Q} = 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрамов Е. И.** Элементы гидропривода. Киев: Техника, 1977, 320 с.
2. **Ахматов А. С.** Молекулярная физика граничного трения. М.: Физматгиз, 1963. 472 с.
3. **Баринов В. А.** Исследование течения жидкости через щели микронных размеров при высоких давлениях. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Киев, 1973. (КИИГА)
4. **Баринов В. А., Никитин Г. А., Крыжний Б. К.** Исследование течения жидкости в зазорах шелевых уплотнений гидроагрегатов при давлениях до 98 МПа с использованием ЭВМ. — В кн.: Гидропривод и гидропневмоавтоматика. Киев: Техника, 1973, вып. 9, с. 55—60.
5. **Башта Т. М.** Машиностроительная гидравлика. М.: Машиностроение, 1971. 671 с.
6. **Бекиров Я. А.** Технология производства следящего привода. М.: Машиностроение, 1977. 224 с.
7. **Богачева А. В.** Влияние физических параметров жидкости или газа на течение по капиллярным каналам. Материалы Всесоюзной конференции «Применение гидравлических передач в машиностроении», ч. 11. Киев: 1964. с. 93—104.
8. **Гавриленко Б. А., Минин В. А., Рождественский С. Н.** Гидравлический привод. М.: Машиностроение, 1968. 509 с.
9. **Гидравлические и пневматические силовые системы управления/Под ред. Д. Блекборна, Г. Ритхофа, Дж. Шерера.** М.: Изд-во иностр. лит. 1962. 614 с.
10. **Жоховский М. К.** Теория и расчет приборов с неуплотненным поршнем. М.: Изд-во стандартов, 1966. 331 с.
11. **Крагельский И. В., Добычин М. Н., Комбалов В. С.** Основы расчетов на трение и износ. М.: Машиностроение, 1977. 525 с.
12. **Кабаков М. Г., Стесин С. П.** Технология производства гидроприводов. М.: Машиностроение, 1974. 192 с.
13. **Кичин И. Н.** Экспериментальное исследование методов регулирования малых расходов рабочей жидкости и борьба с облитерацией в гидромеханике. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук М.: 1957. Институт автоматики и телемеханики АН СССР.
14. **Лещенко В. А.** Гидравлические следящие приводы для автоматизации станков. М.: Машгиз, 1962. 162 с.
15. **Лозовский В. Н.** Диагностика авиационных топливных и гидравлических агрегатов. М.: Транспорт, 1979. 295 с.
16. **Макаров Г. В.** Уплотнительные устройства. М.—Л.: Машиностроение, 1973. 232 с.
17. **Магвеев А. М., Пейко Я. Н., Комаров А. А.** Расчет и испытание гидравлических систем летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1974. 179 с.
18. **Машиностроительный гидропривод/Под ред. В. Н. Прокофьева, авт.: Л. А. Кондаков, Г. А. Никитин, В. Н. Прокофьев, В. Я. Скрицкий, В. Л. Сосонкин,** М.: Машиностроение, 1978. 495 с.
19. **Никитин Г. А., Комаров А. А.** Распределение и регулирующие устройства гидросистем. М.: Машиностроение, 1965. 183 с.
20. **Никитин Г. А., Чирков С. В.** Влияние загрязненности жидкости на надежность работы гидросистем летательных аппаратов. М.: Транспорт, 1969. 183 с.

21. **Никитин Г. А., Баринов В. А.** Диссипативный нагрев жидкости в шелевых уплотнениях гидроагрегатов. — В кн.: Гидропривод и гидропневмоавтоматика. Киев: Техника, 1971, вып. 7, с. 100—107.
22. **Никитин Г. А., Черкун В. Е., Дидур В. А.** Повышение качества сборки плунжерных пар золотниковых распределителей. — В кн.: Технология и организация производства. Киев; 1971, № 1, с. 77—80.
23. **Прандтль Л.** Гидроаэромеханика. М.: Изд-во иностр. лит. 1951. 575 с.
24. **Проблемы современной уплотнительной техники.** Сб. докладов на 2 международную конференцию. Англия, 1964, М.: Мир, 1967. 483 с.
25. **Тарг С. М.** Основные задачи теории ламинарных течений. М.—Л.: Изд. техникотеоретической литературы, 1951. 420 с.
26. **Хайндрова З. К.** Исследование влияния вибрации на силы трения и герметичность плунжерных пар в агрегатах гидравлических систем летательных аппаратов. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук, Киев, 1974 (КИИГА).
27. **Хохлов В. А.** Электрогидравлический следящий привод. М.: Наука, 1964. 240 с.
28. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностранной литературы, 1956. 742 с.
29. **Эрнст В.** Гидропривод и его промышленное применение. ГТИ машиностроительной литературы, 1963. 492 с.
30. **Dransfield B. E., Bruce B. Sc., Wadsworth B. Sc.** Hydraulic Lock. — Hydraulic and pneumatic power, 1968, vol. 14, pp. 165—166.
31. **Lee S. F., Blackburu I. T.** Contribution to hydraulic control. — Trans of ASME.
32. **Mannam T.** Further aspects of Hydraulic Lock. — Proc. Mach. Eng. 1959, vol. 173, p. 198.
33. **Manhajm T., Sweeney D.** An Investigation of Hydraulic Lock. — Inst. of Mechanical Eng. 1955, vol. 169.
34. **Sweeney D. C.** Preliminary investigation of hydraulic Lock. — Engineering, 1951, pp. 447—476.
35. **Thoma T.** Sealing Gaps Hydraulic Power and Control, pp. 1963, N. 9.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	3
Глава I. Конструктивные параметры, специфика работы и исследования щелевых уплотнений	7
1. Рекомендуемые зазоры, материалы и допуски на изготовление	8
2. Режимы течения в зазорах уплотнений	12
3. Уравнения движения жидкости в щелях	16
Глава II. Облитерация щелевых уплотнений	18
1. Влияние типа рабочей жидкости	19
2. Влияние чистоты жидкости	25
3. Совместное действие загрязнений и адсорбционного эффекта	31
4. Влияние размера и конфигурации канала	32
5. Влияние давления	35
6. Влияние температуры	36
7. Влияние осциллирующих движений плунжера	36
Глава III. Уплотнения с плоскими щелями	37
1. Закономерности изменения давления в щелях	39
2. Скорость потока в зазорах	43
3. Сила давления, действующая на стенки щели	47
4. Расход (утечка) жидкости через щель	50
Глава IV. Уплотнения с кольцевыми щелями	52
1. Закономерности изменения давления в щели	56
2. Скорость потока в зазорах	63
3. Силы, действующие на плунжер	65
4. Расход (утечка) через кольцевую щель	76
5. Пример расчета щелевого уплотнения	79
Глава V. Уплотнения с кольцевыми щелями, образованными плунжером и гильзой овального сечения	81
1. Величина расхода через кольцевой зазор	83
2. Определение допустимых зазоров и погрешностей геометрической формы у плунжерных пар при комплектовке	89
Глава VI. Уплотнения с кольцевыми щелями, образованными плунжером и гильзой конического сечения	93
Глава VII. Работа щелевых уплотнений при высоких давлениях (до 100 МПа)	100
1. Деформация плунжера и гильзы	104
2. «Защемление» плунжеров при высоких давлениях	106

3. Диссипативный нагрев жидкости в зазорах щелевых уплотнений	108
4. Утечка через щелевые уплотнения при высоких перепадах давления	109
Глава VIII. Турбулентное течение в щелях	111
Глава IX. Лабиринтные уплотнения	117
1. Гидравлическое сопротивление и расход	120
2. Силы трения и разгрузочные канавки	125
Глава X. Течение жидкости через щели малой длины	128
Список литературы	132