

ТАТАРСКОЕ РЕСПУБЛИКАНСКОЕ ПРАВЛЕНИЕ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА  
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

# ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

В Ы П У С К 2

ТАТАРСКОЕ КНИЖНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
К а з а н ь 1970

В сборник включены статьи, посвященные вопросам изучения физических явлений и процессов в вакууме, исследованию, расчету и конструированию вакуумных насосов и установок, а также вопросам метрики и течения в неплотностях вакуумных систем.

Сборник может быть полезен для научных работников и инженеров, занимающихся вакуумной техникой.

Редакционная коллегия:

А. А. Абецедарский (зам. гл. редактора), Л. А. Беляев, М. З. Галиакберов, В. Г. Жаринов, Д. Х. Зайденштейн, Н. А. Зюзин, М. И. Меньшиков (гл. редактор), В. А. Пронин, Ф. Д. Путиловский, И. А. Райзман, Р. Б. Тагиров, Г. С. Уваров, А. Б. Цейтлин, З. Г. Чугунова, М. Г. Шакиров.

## Физические явления и процессы в вакууме

### О НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРАХ ВЫСОКОГО ВАКУУМА И ИХ РОЛИ В ФИЗИКЕ ТОНКОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ

*Р. Б. Тагиров*

Вакуумная техника вошла почти во все разделы науки, техники и производства. Химический метод получения научно-технических оптических зеркал давно уступил вакуумному методу. Совершенные высокоотражающие зеркала для лазеров и интерферометров Фабри-Перо, узкополосные и отрезающие световые фильтры для широкого диапазона длин волн, множество элементов микрорадиосхем и памятные элементы электронно-вычислительных устройств, десятки и сотни других приборов и приспособлений могут быть изготовлены только путем применения техники высокого вакуума, не говоря о широком применении вакуума в металлургии, химической и пищевой промышленности, медицине и т. д.

Одновременно с расширением области применения вакуумной техники повышаются требования к качеству изделий, которое далеко не всегда соответствует возросшим требованиям. Далеко не постоянна, например, длина волны полосы пропускания многослойных интерференционных светофильтров, меняются электрические и оптические свойства металлических и полупроводниковых пленок, механически разрушаются лазерные зеркала при попытке получения гигантского импульса и т. д. и т. п. Можно предположить, что низкое качество изделий в ряде случаев является следствием упрощенного подхода к явлениям в вакууме без учета некоторых важнейших параметров. Это особенно характерно для процесса получения тонких пленок в вакууме.

Во всех наиболее распространенных книгах по физике вакуума [1—5] обычно в качестве основных параметров, характеризующих систему, приводят давление  $P$ , длину свободного пробега  $\lambda$  и количество молекул в единице объема остаточных газов  $n$ . При этом, как правило, считают, что давление, при котором длина свободного пробега удовлетворяет условию  $10l \leq \lambda \leq 100l$ , вполне достаточно для того или иного технологи-

ческого процесса (здесь  $l$  — линейные размеры объема, в котором производится испарение).

На наш взгляд, оценка пригодности вакуума для получения пленки должна производиться не по длине пробега молекул, а скорее всего по числу столкновений молекул  $n_m$  в объеме об  $1 \text{ см}^2$  поверхности за одну секунду или по времени  $t_m$ , необходимому для образования мономолекулярного слоя молекул на поверхности элементов подколпачной арматуры или подложки.

К сожалению, нет ни одной книги, в которой обращалось бы на это обстоятельство особое внимание, хотя в самых последних изданиях, таких как монографии Де Бура [6], Б. С. Данилина [7], Г. А. Вострова и Л. Н. Розанова [8] в таблицах, наряду с общепринятыми параметрами, упоминаются названные выше данные.

### Сравнение характеристик газов при различных давлениях и качество пленок

Сравнительные характеристики газов при нормальной температуре от атмосферного давления до газового облака в галактике приведены в таблице 1.

Из таблицы прежде всего видно, что с поверхностью каждого  $\text{см}^2$ , покрываемой пленкой подложки, ежесекундно сталкивается почти каждая молекула, которая находится под колпаком объемом в 22 литра. Это объясняется, очевидно, тем, что при комнатной температуре еще чрезвычайно велика скорость беспорядочного поступательного движения молекул ( $44\,000$ — $180\,000 \text{ см/сек}$ ). Это означает, что при линейных размерах рабочего объема в  $30$ — $40 \text{ см}$  каждая молекула водорода, например, испытывает  $6$ — $4,5$  тысячи столкновений с подложкой, а каждая молекула воды, имеющая очень высокую адсорбируемость, испытывает около двух тысяч столкновений.

Этим и обуславливается чрезвычайно малое время, необходимое для образования мономолекулярного слоя. Это время настолько мало, что даже при вакууме  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  оно исчисляется одной-двумя секундами. Чтобы более объективно оценить это время, полезно вспомнить, что от конца очистки поверхности деталей, подлежащих покрытию термическим испарением, до начала покрытия проходит не менее одного часа. Следовательно, на поверхности любой покрываемой детали под слоем конденсируемого вещества погребается несколько слоев газовых молекул. На стеклянных деталях, например, молекулярных слоев может образоваться несколько десятков [1].

Если же принять, что в подавляющем большинстве случаев покрытие поверхностей испарением производится в вакууме порядка  $5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ , то для образования мономолекулярного слоя достаточны десятые доли секунды. В связи с этим уместно

Таблица 1  
Характеристики газов при различных давлениях

Давление, мм рт. ст.	Вид выполняемой операции или состояние объекта	Полное число молекул под колпаком объемом 22 л	Средняя длина свободного пробега молекул $\lambda$	Число молекул, ударяющихся об $1 \text{ см}^2$ поверхности стенок или подложки, сек		Время $t_m$ , необ- ходимое для обра- зования мономо- лекулярного слоя при коэфф. прилипания, рав- ном единице
				$\text{H}_2$ $v = 1760 \text{ м/сек}$	$\text{H}_2\text{O}$ $v = 507 \text{ м/сек}$	
760	Закладка образцов в объеме	$6,029 \cdot 10^{23}$	$7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$	$11,0 \cdot 10^{23}$	$3,66 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$
1	Покрывание поверхностей металлич. чернью	$8,0 \cdot 10^{20}$	$9 \cdot 10^{-3} \text{ см}$	$1,4 \cdot 10^{21}$ — $1,4 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$
$1 \cdot 10^{-1}$ — $1 \cdot 10^{-2}$	Покрывание поверхностей катодным распылением	$8 \cdot 10^{+19}$ — $8 \cdot 10^{+18}$	$9 \cdot 10^{-2}$ — $8 \cdot 10^{-1} \text{ см}$	$1,4 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{18}$ — $5 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{-5}$ — $2 \cdot 10^{-4}$
$1 \cdot 10^{-4}$ — $1 \cdot 10^{-5}$	Изготовление тонких пленок термическим испарением	$8 \cdot 10^{+16}$ — $8 \cdot 10^{+15}$	$90$ — $800 \text{ см}$	$1,4 \cdot 10^{17}$ — $1,4 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$ — $5 \cdot 10^{15}$	$0,02$ — $0,2$
$1 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-8}$	Работа радиолоапи	$8 \cdot 10^{14}$ — $8 \cdot 10^{12}$	$80$ — $800 \text{ м}$	$1,4 \cdot 10^{15}$ — $1,4 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{14}$ — $5 \cdot 10^{12}$	$2$ — $200$
$10^{-8}$ — $10^{-9}$	Работа ускорителей	$8 \cdot 10^{12}$ — $8 \cdot 10^{11}$	$0$ — $80 \text{ км}$	$1,4 \cdot 10^{13}$ — $1,4 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$ — $5 \cdot 10^{11}$	$200$ — $2000$
$10^{-15}$	Газовое облако в галактике	$1,00 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^8 \text{ км}$ , трехкрат. рас- стоян. Зем- ля—Солнце	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$63 \text{ года}$

рассмотреть, что произойдет в объеме в момент испарения вещества.

Пусть металлическая пленка толщиной в  $350 \text{ \AA}$ , при которой оптические и электрические свойства ее уже вполне стабильны, получается, например, всего за две секунды при начальном вакууме  $5 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  Тогда согласно нашей таблице с единицей поверхности подложки за две секунды столкнутся  $2 \cdot 10^{15}$  молекул. Этого количества молекул достаточно для образования нескольких десятков мономолекулярных слоев. Однако за указанное выше время толщина пленки увеличивается от нуля до

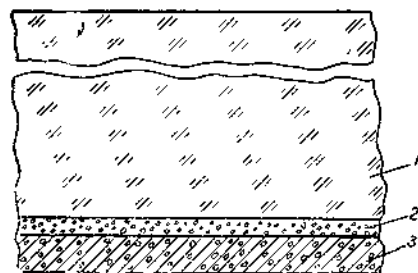


Рис. 1. Попадание молекул газов в толщу пленки:  
1 — подложка; 2 — адсорбированные газы;  
3 — газовые молекулы внутри пленки.

$350 \text{ \AA}$  и сталкивающиеся с поверхностью молекулы оказываются замурованными в толще металла. Если учесть, что в  $350 \text{ \AA}$  пленка площадью  $1 \text{ см}^2$  содержится  $10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 = 3,5 \cdot 10^{17}$  атомов, то содержание газа в металле пленки составит  $0,6\%$ . Таким образом, даже при указанном выше чрезвычайно быстром темпе испарения на покрываемой поверхности подложки 1 (рис. 1) сначала оказывается поглощенным полимолекулярный слой газов 2, а на нем конденсируется пленка металла 3, с включением большого количества газовых молекул.

При темпе испарения  $350 \text{ \AA}$  за девяносто секунд процент содержания газовых молекул в металле катастрофически бы возрос, если бы не было одного важного обстоятельства. Парциальное давление паров металлов в момент испарения в вакууме равно приблизительно  $10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$  [1]. При нем длина свободного пробега молекул составляет всего несколько сантиметров. Следовательно, из-за малости длины пробега молекул в пучке произойдет рассеяние газовых молекул вследствие столкновения с атомами металла и, например, при давлении  $5 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$  не все  $9 \cdot 10^{16}$  молекул достигнут поверхности подложки. При

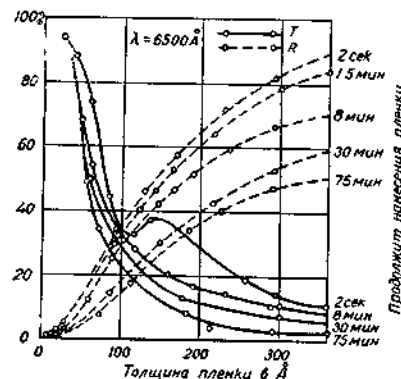


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения и прозрачности серебряной пленки при различных темпах напыления.

быстрых темпах испарения эффект рассеяния газовых молекул пучком атомов металла еще сильнее, да и длительность конденсации мала.

В результате получается пленка лучшего качества. Яркой иллюстрацией правильности приведенного расчета является зависимость оптических параметров серебряной пленки от темпа испарения (рис. 2). Коэффициент отражения серебра, например, составляет  $90\%$  при толщине пленки в  $350 \text{ \AA}$  и темпе испарения в две секунды. Если та же пленка получена за 90 секунд испарения, то коэффициент отражения получается не больше  $82\%$ .

Совершенно очевидно, что уменьшение коэффициента отражения в данном случае в основном зависит от включения в объем серебра молекул остаточного газа.

В последние годы в печати появились статьи [10], в которых писалось, что при изготовлении пленки методом испарения использовался вакуум порядка  $1 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$  Оказалось, что коэффициент отражения алюминия в среднем на  $1-2\%$  лучше по сравнению с самыми лучшими литературными данными для пленок, полученных при обычном высоком вакууме в наиболее благоприятных условиях. Особенно важно то, что пленки, полученные в сверхвысоком вакууме, имеют высокий коэффициент отражения в вакуумном ультрафиолете.

Коэффициент отражения пленок, полученных в высоком вакууме при средних темпах испарения, намного уступает недавно достигнутым результатам, полученным в сверхвысоком вакууме. Положение еще более усугубляется, когда производится напыление многих слоев на одну и ту же подложку. При этом получается, выражаясь образно, целый слоеный пирог с начинкой из полимолекулярных слоев молекул воды и других газов ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  и др.).

### Насколько опасен мономолекулярный слой?

Выше говорилось о влиянии включений газовых молекул в металлических пленках на оптические постоянные металлов и их зависимости от темпа испарения. В тех случаях, когда допустимы очень быстрые темпы испарения, по-видимому, включение молекул остаточных газов в пленку можно свести к минимуму.

Несколько труднее защитить покрываемые подложки от образования на них мономолекулярного слоя адсорбированного газа, поскольку даже при вакууме порядка  $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  для образования монослоя достаточно нескольких секунд.

На первый взгляд кажется, что образование мономолекулярного слоя адсорбированного газа на поверхности подложки не должно представлять особой опасности, так как расстояние между поверхностями подложки и наносимой пленки остается на уровне межмолекулярных расстояний. Увеличение же числа слоев, очевидно, уже может играть существенную роль.

С целью проверки поведения слоя адсорбированного газа при взаимодействии со светом нами был поставлен следующий эксперимент. Поверхность импульсных ламп типа ИФК-300, ИФК-2000 и ИФП-2000 покрывалась металлическими непрозрачными слоями серебра, золота и алюминия, либо термическим испарением в высоком вакууме, либо химически, либо газоструйным методом. Каким бы методом колбу не покрывали, вспышка лампы даже на неполную мощность всегда приводила к механическому отбрасыванию металлической пленки. Причем скорее всего отслаивались участки, имеющие малую толщину и, следовательно, малую механическую прочность. Более толстые слои, подкрепленные сверху алюминиевой краской, работали удовлетворительно. Лишь максимально допустимые для лампы энергии иногда приводили к отслаиванию покрытия.

Однако отсюда еще не следует, что отслаивание пленок является результатом наличия мономолекулярного, но не полимолекулярного слоя газа. Чтобы окончательно убедиться в этом, мы брали кусок листа слюды класса мусковитов и облучали его мощным импульсом лампы ИФП-2000. Слюда была выбрана потому, что для нее известны [12] состав адсорбированного между слоями газа (80%  $H_2O$ , 10%  $H_2$  и  $CO$  и 3%  $CO_2$ ) и общее количество молекул на единицу площади. Оказалось, что число молекул воды в единице площади составляет около  $10^{14}$  1/см<sup>2</sup>, т. е. столько, сколько нужно для образования мономолекулярного слоя.

Облучение слюды одной вспышкой лампы привело к отслаиванию нескольких слоев слюды. По-видимому, мощное коротковолновое излучение, испускаемое лампой, приводит к фотолическому отрыву адсорбированных молекул, давление которых достаточно для механического отрыва слоев слюды. Этим можно объяснить и отслаивание металлических пленок с колбы ламп.

Эксперимент с облучением слюды показывает, что мономолекулярный слой, оказавшийся замурованным между подложкой и пленкой или между соседними слоями системы тонких пленок, является далеко не безобидным.

Отсюда как следствие вытекает, что мощные световые импульсы ламп, помещенных в рабочем объеме вакуумных систем, могут быть использованы как инициаторы вынужденной десорбции газов.

Из изложенного выше может казаться, что учет чрезмерно частых столкновений молекул остаточных газов с поверхностью системы имеет смысл лишь при операциях с получением тонких пленок путем термического испарения, а при других случаях использования вакуумной техники особого значения не имеет. К сожалению, это далеко не так.

В качестве примера можно привести образование углеводородных молекул в лампе ЛМ-2 из-за столкновения с раскаленным вольфрамовым катодом молекул остаточных газов. На рис.

3 изображены три масс-спектра. Первый относится к остаточным газам в рабочем объеме в динамике откачки его так называемым безмасляным методом (адсорбционным угольным насосом) до давления  $3 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Этот спектр содержит несколько линий углеводородов, появление которых обусловлено десорбцией их стенками объема или прокладками. На спектре 2 приведены линии остаточных газов того же объема, но после включения прогрева лампы ЛМ-2 в динамике откачки указанным выше способом. Из спектра видно, что манометрическая лампа ЛМ-2 является поставщиком таких крупных молекул, как  $C_5H_{12}$ , не говоря о большом количестве более мелких углеводородных молекул. Не менее любопытным является то, что диффузионный насос Н-5С, снабженный обычной охлаждаемой жалюзной ловушкой ДУ-160, в динамике откачки при давлении  $1 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. дает меньше углеводородов, чем лампа ЛМ-2 (см. спектр 3).

Отсюда видно, что чрезвычайно частое столкновение молекул остаточных газов с поверхностью покрываемых деталей и других объектов может привести к большим неприятностям.

#### Адсорбированный газ — основной источник загрязнения покрываемых поверхностей

Повышение требований к свойствам тонких пленок, с одной стороны, как было показано выше, требует повышения рабочего вакуума.

Вместе с тем рабочий объем все более заполняется достаточно громоздкими элементами системы контроля толщины пленки и механизмами, служащими для вращения или перемещения отдельных деталей и предметного столика в целом, резервуаров для загрузки испарителей, перемещения самих испарителей и т. д. и т. п. Все это неизбежно ведет к увеличению площади поверхностей, способных десорбировать ранее поглощенные

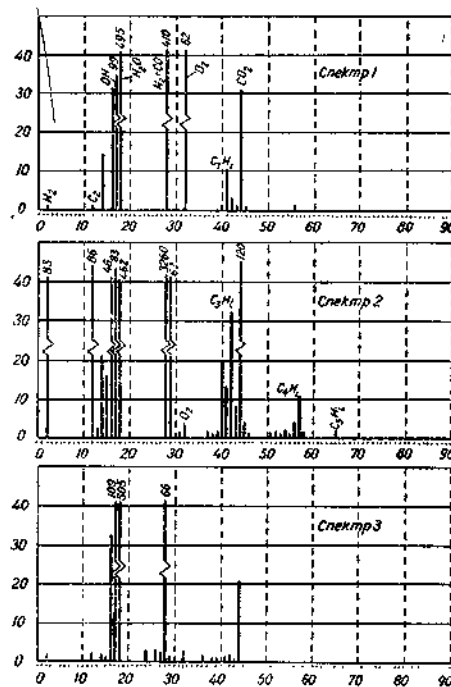


Рис. 3. Масс-спектр остаточных газов в вакуумной системе при различных условиях:

1 — в динамике откачки безмасляным способом; 2 — при тех же условиях, но после включения лампы ЛМ-2; 3 — в динамике откачки насосом Н-5С с ловушкой ДУ-160.

газы вообще и молекулы воды в особенности, являющиеся наиболее нежелательными примесями в объеме самих пленок или между слоями.

С другой стороны, известно и то, что при давлениях  $P < 10^{-5}$  мм рт. ст. скорость откачки наиболее широко распространенных паромасляных диффузионных насосов резко уменьшается и становится настолько малой, что при откачке газов из рабочих объемов в 20—40 дм<sup>3</sup> с множеством деталей получение вакуума  $P = 1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. становится серьезной проблемой. Некоторые практические работники склонны объяснить это поступлением в рабочий объем продуктов разложения масла диффузионного насоса. Однако наши масс-спектрометрические исследования показали (см. таблицу 2), что вплоть до давления  $10^{-7}$  мм рт. ст. парциальное давление легких углеводородных молекул заметной роли не играет, так как оно на два порядка ниже, чем давление молекул воды, хотя они легко адсорбируются на поверхностях подколпачной арматуры и покрываемых деталей.

Таблица 2

Газ		Вероятность ионизации	Интенсив- ность линии	Парциаль- ное давление
H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2	0,43	1,5	$1 \cdot 10^{-7}$
C <sup>+</sup>	12		1	$7 \cdot 10^{-8}$
H <sub>2</sub> O <sup>+</sup>	18	1,2	330	$2,4 \cdot 10^{-5}$
H <sub>2</sub> +CO	28	1,0	65	$4,07 \cdot 10^{-6}$
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	32	0,9	4	$3 \cdot 10^{-7}$
C <sub>3</sub> H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	37		1	$7 \cdot 10^{-8}$
C <sub>3</sub> H <sub>4</sub> <sup>+</sup>	40		6	$4 \cdot 10^{-7}$
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	44	1,4	12	$8 \cdot 10^{-7}$

$$P_{\text{расч.}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.} \quad P_{\text{изм.}} = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$$

Для снижения газовых включений в тонких пленках и устранения возможности образования мономолекулярного или полимолекулярного слоя как между подложкой и пленкой, так и между различными слоями пленки, очевидно, необходимо прежде всего заботиться об уменьшении количества адсорбируемых газов, не обращая особого внимания на поступление углеводородных молекул. Это может быть достигнуто за счет следующего:

1. Уменьшения адсорбции газов всеми деталями, из которых состоит арматура объема, а также стенками рабочего объема. Для этого необходимо выбирать материал, минимально адсорбирующий компоненты воздуха, разрабатывать эффективные методы обработки поверхности деталей, применять специальные неполярные полимерные пленки и специальные моющие средства, легко замещающие адсорбированный газ и также легко откачиваемые без применения нагрева (энергии связи не более 17 ккал/моль при температуре 300° К) и т. д.

2. Дальнейшего усовершенствования конструкции высоковакуумных насосов с тем, чтобы они при вакууме  $5 \cdot 10^{-6}$ — $10^{-7}$  мм рт. ст. сохраняли достаточно высокую скорость откачки.

3. Разработки новых эффективных методов инициирования удаления с поверхности деталей и всей арматуры адсорбированных газов, не прибегая к нагреву рабочего объема или даже покрываемой детали.

4. Дальнейшего усовершенствования конструкции существующих и разработки новых ловушек, а также выбор наиболее целесообразного расположения их в системе.

5. Снижения парциального давления химически активных составляющих остаточных газов путем применения предварительного испарения наиболее эффективных геттеров.

Три первых направления, по нашему мнению, являются проблематичными и трудно ожидать разрешения их в ближайшее время без серьезной исследовательской работы. Более доступными для широкого круга практиков являются два последних направления, причем эти мероприятия могут быть реализованы без существенной переделки конструкции установки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники, М., «Мир», 1964.
2. Королев Б. И. Основы вакуумной техники, М., Госэнергоиздат, 1957.
3. Ланис В. А., Левина Л. Е. Техника вакуумных испытаний, М., Госэнергоиздат, 1963.
4. Ворончев Т. А., Соболев В. Д. Физические основы электровакуумной техники, М., «Высшая школа», 1967.
5. Физика тонких пленок, М., «Мир», 1967, т. 1.
6. Де Бур Я. Динамический характер адсорбции, М., ИЛ, 1962.
7. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок, М., «Энергия», 1967.
8. Востров Г. А., Розанов Л. Н. Вакуумметры, Л., Машиностроение, 1967.
9. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий, М., ГИ ФМЛ, 1958.
10. Bennet H. E. and another, IOSA, 53, № 9, 1963.
11. Тределенбург Э. Сверхвысокий вакуум, М., «Мир», 1966.
12. Мегеер Р. D. Vacuum, 17, № 5, 1967.

## ОБРАТНАЯ МИГРАЦИЯ ПАРОВ МАСЛА ИЗ ДИФфуЗИОННОГО НАСОСА В ОТКАЧИВАЕМЫЙ ОБЪЕМ

Р. Б. Тагиров, М. А. Валидов, Н. А. Зюзин, С. А. Паймеров,  
Э. Т. Тальбаев

Явление попадания паров масла диффузионного насоса в откачиваемый объем известно давно [1—5] и для борьбы с ним разработано большое количество различных маслоотражателей и ловушек. В литературе это явление носит различные названия: обратная диффузия паров рабочего вещества из насоса [1], обратная миграция паров масла [4], противоток паров рабочей жидкости [6], хотя во всех случаях оно является следствием двух, несколько отличающихся друг от друга процессов. По-видимому, термин «миграция» целесообразно относить к явлению, когда молекулы масла медленно дрейфуют вдоль стенок системы из диффузионного насоса в откачиваемый объем без существенного изменения своей структуры. Однако наряду с такой миграцией из насоса вылетают молекулы и различные «осколки» молекул, которые могут практически мгновенно попасть в откачиваемый объем.

Следовательно, эти процессы уместно отличать друг от друга и называть, например, соответственно миграцией первого и второго рода. Отсутствие четкого разграничения указанных процессов, по-видимому, сказалось на подходе к их изучению и в какой-то степени явилось причиной отсутствия универсальных правил для конструирования маслоотражателей и ловушек [3].

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению явления быстрого проникновения паров масла из диффузионного насоса в откачиваемый объем или миграции второго рода.

### Методика эксперимента

Ловушка 1 (рис. 1), установленная на верхней части диффузионного насоса Н-5С, закрыта крышкой 3 и при помощи соединительных трубок 4 и 4а, вентилей 5 и 6, сильфона 7, фланца 8, стеклянной трубки 9 присоединена к масс-спектрометру 6а (изоотопный масс-спектрометр МИ-1305).

Соединительное пространство между вентилем 5 и 6 может быть вакуумировано через автономное безмасляное откачное устройство, состоящее из оторостка 11, стального цилиндрического стержня 12, места отпайки 14, угольного насоса-ловушки 10, крана 13 и форвакуумного насоса.

Вакуум над ловушкой 1 контролировался посредством вакуумметрических ламп 15, а в соединительном трубопроводе — лампами 15а. Температура элементов ловушки измерялась термомпарой через вводы 16.

Эксперимент проводился в два этапа. Сначала осуществлялась предварительная очистка соединительной трубки 4а, сильфона и стеклянной трубки 9. Для этого ловушка-насос 10 готовилась к работе путем нагревания до  $+400^{\circ}\text{C}$  специальной трубчатой печкой при постоянной откачке в течение 4—5 часов. Основная масса воздуха откачивалась форвакуумным насосом из трубопровода 4а до давления  $1-0,5$  мм рт. ст. через вентиль 5. Последующая откачка проводилась с помощью ловушки-насоса.

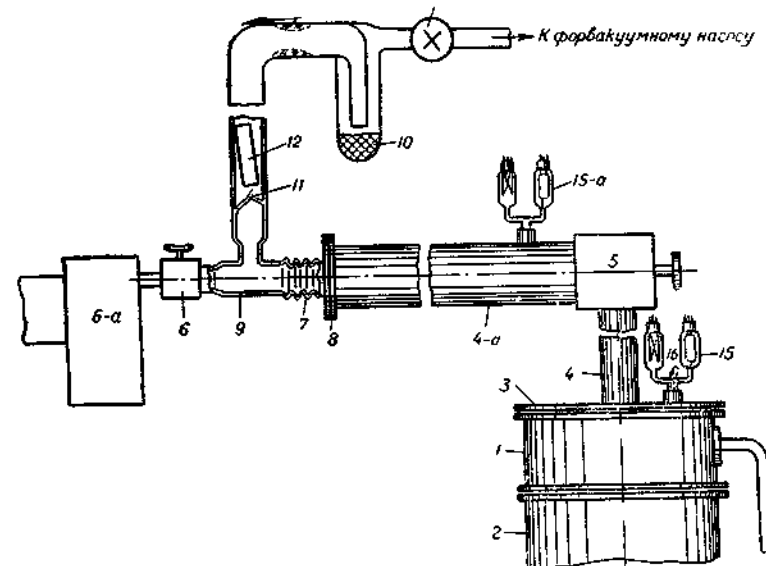


Рис. 1. Соединительная система масс-спектрометра с исследуемым насосом.

са, охлажденного жидким азотом, через излом в оторостке 11, разбиваемом стержнем 12 с помощью постоянного магнита. Трубка 4а нагревалась при этом до температуры  $100^{\circ}\text{C}$  спирально, намотанной снаружи и изолированной слоем асбеста.

Эта система позволяла получить вакуум в соединительной трубке до  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст., при котором уровень углеводородных молекул оказывался достаточно низким, хотя в спектре появлялись слабые линии таких легких углеводородов, как  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Поэтому перед тем, как приступить к исследованию обратной миграции паров масла из насоса в откачиваемый объем, производилась предварительная запись спектра остаточных газов в соединительной системе, чтобы можно было учитывать общий фон углеводородных молекул.

Предварительные исследования показали, что при впускном отверстии 6 мм вентиля 6 уже при давлении в соединительной трубке 4а  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. парциальное давление углеводород-

ных молекул становится ниже порога чувствительности масс-спектрометра. Поэтому был применен метод предварительного повышения парциального давления этих молекул способом, разработанным ранее одним из авторов данной статьи [7].

Было изготовлено устройство, напоминающее по конструкции охлаждаемую ловушку с коническими кольцами, и установлено вместо ловушки I. В нашем случае кольца нагревались специальной вмонтированной под кольцами спиралью до температуры  $+340^\circ\text{C}$ . Система колец изготовлена из алюминия с последующим анодированием поверхности до  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Это устройство достаточно эффективно разлагало крупные углеводородные молекулы на мелкие «осколки» и повышало тем самым их парциальное давление.

Это позволяло, как будет показано ниже, проследить уменьшение давления углеводородных молекул вплоть до давления  $1\cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. по группе линии с массовым числом  $M/e = (38-44)$ .

#### Динамика обратной миграции второго рода паров масла ВМ-1 и ВКЖ-94а из диффузионного насоса в откачиваемый объем

Регистрация динамики обратной миграции паров масла производилась на описанной выше установке, но с той разницей, что вместо охлаждаемой ловушки I (см. рис. 1) было установлено приспособление для предварительного разложения тяжелых молекул на более легкие. Это создавало условия для регистрации масс-спектрометром углеводородных молекул. Интенсивность поступления паров измерена в условных единицах по группе линий в масс-спектре с массовым числом в интервале 38—43.

Кривая зависимости от времени интенсивности поступления паров масла ВМ-1, мигрирующего из насоса в откачиваемый объем, после включения подогрева насоса представлена на рис. 2. По оси абсцисс отложено время, отсчитываемое с момента включения нагревателя диффузионного насоса. Там же крестиками и числами указано давление в системе, достигнутое за соответствующее время. Кривая I относится к оси ординат с масштабом в целых единицах, а кривая II построена в единицах ординат, составляющих одну сотую долю основных единиц.

К началу включения нагрева насоса температура колец приспособления, служащего для разложения молекул масла, достигла стационарного значения и составляла  $+340^\circ\text{C}$ .

Кривая свидетельствует о том, что поступление паров масла происходит в основном в начальной стадии работы диффузионного насоса, когда давление в системе больше  $3\cdot 10^{-3}$  мм рт. ст., поскольку в этот период откачки происходит выделение из масла ранее поглощенных газов, в пузырьках которых содержатся пары масла, что очень хорошо видно в стеклянных диффузионных насосах. С другой стороны, при давлении порядка  $10^{-2}$  мм рт. ст.

сильно уменьшается скорость откачки механического насоса, длина свободного пробега молекул становится значительной и поэтому диффузия молекул масла в направлении откачиваемого объема приобретает большое значение.

По мере повышения температуры масла после включения нагрева тела насоса давление паров масла растет, выделение пузырьков воздуха усиливается, вакуум в системе несколько ухудшается, в результате чего интенсивность поступления паров масла возрастает и через 23—25 минут достигает максимального значения. Далее выделение пузырьков прекращается, диффузионный насос начинает работать, вакуум в системе улучшается и интенсивность поступления паров масла резко уменьшается. При вакууме  $P \approx 5\cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. интенсивность становится в несколько десятков и при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. в несколько сот раз меньше.

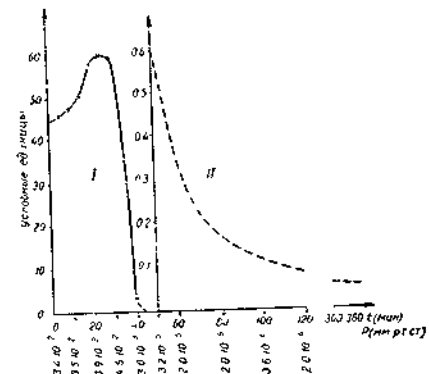


Рис. 2. Динамика поступления паров масла в откачиваемый объем при обычном режиме питания электронагревателя насоса.

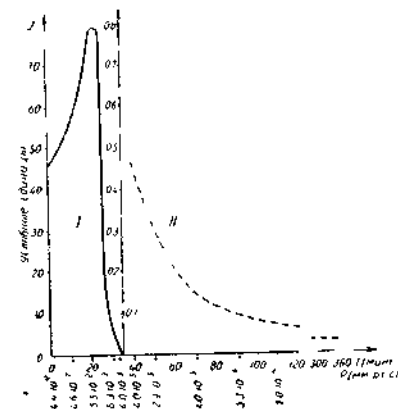


Рис. 3. Динамика поступления паров масла в откачиваемый объем при форсированном режиме питания электронагревателя насоса.

На рис. 3 приведена аналогичная кривая зависимости интенсивности поступления паров масла ВМ-1 в откачиваемый объем от времени при форсированном режиме нагрева диффузионного насоса (ток накала спирали 3,75 а вместо 3,25 а). Оказывается, форсированный режим питания нагрева насоса приводит к увеличению поступления паров масла в момент запуска насоса. В нормальном режиме работы насоса в диапазоне давлений  $10^{-3} - 10^{-6}$  мм рт. ст. миграция масла в этом случае даже несколько ниже, так как после срабатывания насоса питание

спирали было переведено на нормальный режим. Аналогичные измерения проводились для того же насоса Н-5С, заправленного силиконовым маслом ВКЖ-94А (рис. 4). Электропитание нагревателя в первые 30 мин производилось в



Рис. 4. Кривая поступления паров масла ВКЖ-94А в откачиваемый объем.

значения в рабочем объеме (рабочий объем более чем в десять раз больше объема высоковакуумной зоны диффузионного насоса) и остаточный воздух из него откачивается в среднем с давления  $5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Следовательно, и в этом случае реализуется кривая зависимости интенсивности поступления паров от времени с точки, соответствующей начальному вакууму в рабочем объеме, к моменту открывания клапана, и выше.

## Эффективность работы ловушки ДУ-160

Предотвращение обратной миграции паров масла ловушкой ДУ-160 зависит от того, насколько жалюзи ее охлаждены к моменту включения нагрева диффузионного насоса и каков форвакуум в системе. Если к моменту включения нагрева насоса жалюзи ловушки не охлаждены, то динамика поступления паров масла будет такой же, как показано на рис. 2, 3 или 4. Даже в случае, если жалюзи ловушки охлаждены до критической температуры [8], достаточной для вымораживания углеводородов, интенсивность поступления углеводородных молекул в откачиваемый объем заметно не изменится, пока давление в системе не станет достаточно низким ( $P < 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.).

Масс-спектрометрическое изучение динамики поступления паров в откачиваемый объем показало, что действительно, даже при охлажденных жалюзи ловушки ДУ-160 интенсивность поступления паров остается весьма высокой, так как форвакуум в

На оси абсцисс приведены три параметра: время от начала включения нагревателя насоса, давление в системе и температура самой удаленной от источника холода точки на жалюзи. Из рисунка видно, что ловушка становится эффективной только после срабатывания диффузионного насоса, когда давление  $P < 5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. В дальнейшем количество паров, мигрирующих в откачиваемый объем, резко уменьшается, и при общем давлении в системе  $3 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. оказывается ниже порога чувствительности масс-спектрометра.

Рассмотрев кривые, можно заключить, что интенсивность поступления паров масла в откачиваемый сосуд сократится, если модернизировать ловушку так, чтобы расстояние между жалюзи в течение всего периода работы насоса оставалось меньше длины свободного пробега молекул.

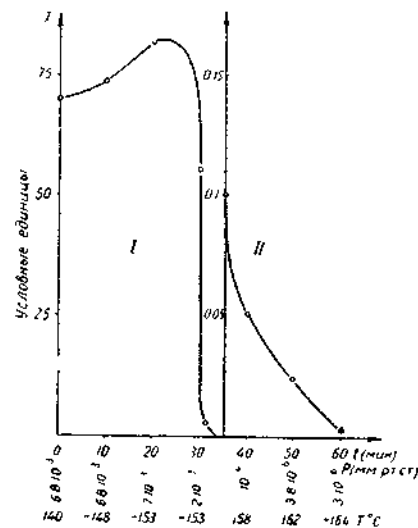


Рис. 5. Динамика поступления паров масла в откачиваемый объем при применении охлаждаемой ловушки ДУ-160.

## Выводы

1. Основной причиной обратной миграции второго рода паров масла являются недостаточно высокий форвакуум, при котором начинает работать диффузионный насос.
2. Попадание паров масла диффузионных насосов в откачиваемый объем в основном происходит в начальный период откачки и за короткий период уменьшается на два порядка, если не применяется охлаждаемая ловушка.
3. При применении охлаждаемой ловушки ДУ-160 количество паров, поступающих в откачиваемый объем, становится на три порядка ниже максимального значения уже через 40 минут от начала включения электропитания диффузионного насоса Н-5С в форсированном режиме. С достижением вакуума  $3 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. количество углеводородных молекул уменьшается почти на пять порядков от максимального значения.
4. С целью максимального сокращения возможности попадания паров масла в откачиваемый объем за счет миграции второ-

го рода необходимо модернизировать ловушку так, чтобы расстояние между охлаждаемыми элементами в течение всего периода ее работы оставалось меньше длины свободного пробега молекул.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники, М., «Мир», 1964.
2. Ворончев Т. А., Соболев В. Д. Физические основы электровакуумной техники. М., «Высшая школа», 1967.
3. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум, М., «Мир», 1966.
4. Данилин Б. С. Вакуумное нанесение тонких пленок, М., «Энергия», 1967.
5. Мармер Э. Н., Ферштер Л. М. Расчет и проектирование вакуумных систем электропечей, М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
6. Физика тонких пленок, под ред. Г. Хасса, т. 1, М., «Мир», 1967.
7. Тагиров Р. Б. Авторское свидетельство 192486 от 20 декабря 1966 года.
8. Тагиров Р. Б., Валидов М. А. и др. Вакуумная техника, вып. 1, Казань, Татаргиздат, 1968.

#### ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА И КОМПРЕССОРА ОТ КОЛИЧЕСТВА ПОДАВАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

*И. А. Райзман*

Из практики известно, что количество подаваемой жидкости существенно влияет на параметры жидкостнокольцевых вакуум-насосов и компрессоров (ЖВН и ЖК).

Так, например, вакуум-насос ВВН-3 при 70%-ном вакууме при подаче 4 л/мин воды имеет производительность 2,50 м<sup>3</sup>/мин, а при подаче 12 л/мин воды — 3,20 м<sup>3</sup>/мин. Производительность ВВН-50 может регулироваться перепуском воды из жидкостного кольца и т. д.

Для ЖВН и ЖК на каждом режиме имеется такое количество подаваемой жидкости, которое обеспечивает оптимальные параметры. Некоторые фирмы (Ahlsström, Sanwa Tokushu Seiko) задают подачу жидкости в зависимости от создаваемого давления или вакуума.

В статье рассматриваются только ЖВН и ЖК с осевым подводом и отводом жидкости, у которых окна расположены в торцевых стенках.

Наиболее естественным является предположение, что регулирование количества подаваемой жидкости влияет на толщину жидкостного кольца. Однако до сих пор механизм этого влияния оставался неясным.

Вся подведенная в полость насоса жидкость уходит из него через нагнетательное окно, наличие каналов для регу-

лирования производительности в некоторых ЖВН и ЖК может быть учтено особо.

Испарение в насосе не превышает 1% от всей подводящей жидкости.

Если же считать, что вся подаваемая жидкость проходит между окнами всасывания и нагнетания, а скорость жидкости в кольце не меняется, то толщина жидкостного кольца возрастает весьма незначительно. Для ВВН-3 это возрастание составляет 0,05 мм и заметно повлиять на его параметры не может.

Следовательно, имеются какие-то другие причины влияния количества подаваемой жидкости на параметры ЖВН и ЖК.

При равновесном состоянии жидкостное кольцо частично перекрывает нагнетательное окно. Площадь перекрытия зависит от скорости истечения жидкости из полости насоса, которое происходит под действием ряда причин: перепада давления, возникающего при истечении газа через нагнетательное окно, действия центробежной силы, создающей перепад давлений в радиальном направлении в жидкостном кольце, и увлечения жидкости уходящим газом.

Для прохода большего количества жидкости требуется соответственно большая площадь перекрытия, и именно это приводит к изменению толщины жидкостного кольца.

Форма внутренней поверхности жидкостного кольца определяется полем эквидистантных кривых, которое описывается уравнением

$$r_k = r_2 [1 - \beta(\alpha, \beta_0)], \quad (1)$$

где  $r_2$  — радиус ротора;

$\beta$  — относительная глубина погружения лопаток в жидкость;

$\alpha$  — угловая координата;

$\beta_0$  — относительная глубина погружения лопаток в жидкость в начальном сечении.

Форма наружной кромки нагнетательного окна может быть определена уравнением  $r_n(\alpha)$ .

Перепад давления газа в нагнетательном окне определяется уравнением

$$\Delta P_r = \zeta_n \frac{\gamma_r Q_r^2}{2gF_r^2}, \quad (2)$$

где  $\zeta_n$  — коэффициент местных потерь в нагнетательном окне;

$F_r$  — площадь поперечного сечения потока газа.

$$F_r = F_n - \frac{1}{2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta^2)] d\alpha, \quad (3)$$

где  $F_n$  — площадь нагнетательного окна;

$\gamma_r$  — удельный вес газа в нагнетательной полости.

Перепад давления, создаваемый центробежной силой посредине вытекающего слоя жидкости

$$\Delta P_{ц.б.} = \frac{\gamma_{ж}}{4g} \omega^2 [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta)^2], \quad (4)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения ротора;

$\gamma_{ж}$  — удельный вес жидкости.

Скоростной напор в произвольном радиальном сечении слоя вытекающей жидкости

$$\frac{\gamma_{ж} V_{ж}^2}{2g} = K \zeta_n \frac{\gamma_r Q_r^2}{2g \left\{ F_n - \frac{1}{2} \int_{a_1}^{a_2} [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta^2)] da \right\}^2} + K \frac{\gamma_{ж}}{4g} \omega^2 [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta)^2], \quad (5)$$

где  $K$  — коэффициент, учитывающий увлечение жидкости уходящим газом. Его необходимо определить экспериментально.

Скорость истечения жидкости в этом сечении определяется уравнением:

$$V_{ж} = \sqrt{K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \cdot \frac{Q_r^2}{\left\{ F_n - \frac{1}{2} \int_{a_1}^{a_2} [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta^2)] da \right\}^2} + \frac{1}{2} K \omega^2 [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta)^2]}. \quad (6)$$

Расход жидкости через нагнетательное окно

$$Q_{ж} = \frac{1}{2} \int_{a_1}^{a_2} V_{ж} [r_n^2 - r_2^2 (1 - \beta)^2] da. \quad (7)$$

Из всех возможных кривых (1) формы жидкостного кольца в машине реализуется та, которая обеспечивает протекание через нагнетательное окно подведенного количества жидкости.

Если же уравнение внутренней поверхности жидкостного кольца неизвестно, то можно принять, что средняя высота слоя вытекающей жидкости  $h_{ж}$  в нагнетательном окне и

расстояние внешней кромки окна от центра корпуса постоянны.

При этом получается приближенное, но с достаточной для практики степенью точности решение.

Для данного случая скоростной напор жидкости, вытекающей через нагнетательное окно, определяется уравнением

$$\frac{\gamma_{ж} V_{ж}^2}{2g} = K \zeta_n \frac{\gamma_r Q_r^2}{2g (F_n - h_{ж} L_n)^2} + K \frac{\gamma_{ж}}{2g} \omega^2 \left( r_n - \frac{1}{2} h_{ж} \right) \cdot h_{ж}, \quad (8)$$

где  $L_n$  — длина внешней кромки нагнетательного окна,

$$h_{ж} = \frac{Q_{ж}}{L_n \cdot V_{ж}}. \quad (9)$$

При неудачном расположении нагнетательного окна жидкость может уходить только через некоторую часть его внешней кромки. В этом случае в уравнение (8) подставляется соответствующая часть длины.

Скорость истечения жидкости определяется уравнением

$$V_{ж}^2 = K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{\left( F_n - \frac{Q_{ж}}{V_{ж}} \right)^2} + K \omega^2 \left( r_n \frac{Q_{ж}}{L_n \cdot V_{ж}} - \frac{1}{2} \frac{Q_{ж}^2}{L_n^2 \cdot V_{ж}^2} \right). \quad (10)$$

Оно имеет шестую степень относительно скорости жидкости и в конечном виде неразрешимо. Однако порядок уравнения можно снизить до 3-го пренебрежением относительно малых слагаемых в его коэффициентах

$$V_{ж}^3 - K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \cdot \frac{Q_r^2}{F_n^2} V_{ж} - K \omega^2 r_n \frac{Q_{ж}}{L_n} = 0. \quad (11)$$

Решение этого уравнения определяет скорость истечения жидкости

$$V_{ж} = 2 \sqrt{\frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2}} \cdot \operatorname{ch} \frac{K \omega^2 r_n \frac{Q_{ж}}{L_n}}{\operatorname{arsh} \frac{2 \left( \frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2} \right)^{3/2}}{3}}, \quad (12)$$

при

$$\left( \frac{1}{2} K \omega^2 r_n \frac{Q_{ж}}{L_n} \right)^2 - \left( \frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2} \right)^3 > 0$$

или

$$V_{ж} = 2 \sqrt{\frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2}} \cdot \cos \arccos \frac{K \omega^2 r_n \frac{Q_{ж}}{L_n}}{2 \left( \frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2} \right)^{3/2}}, \quad (13)$$

при

$$\left( \frac{1}{2} K \omega^2 r_n \frac{Q_{ж}}{L_n} \right)^2 - \left( \frac{1}{3} K \zeta_n \frac{\gamma_r}{\gamma_{ж}} \frac{Q_r^2}{F_n^2} \right)^3 \leq 0.$$

Высота слоя вытекающей жидкости находится из уравнения (9). По этим уравнениям проведен расчет для некоторых ЖВН.

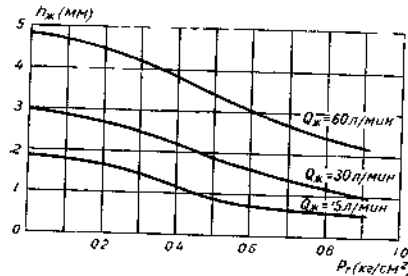


Рис. 1 Зависимость средней толщины слоя вытекающей воды в нагнетательном окне ВВН-12 от режима работы и количества подаваемой воды.

на режиме 70%-ного вакуума приводит к росту толщины жидкостного кольца на 1,5 мм. Это соответствует уменьшению объема рабочих ячеек на 0,23 м³/мин и уменьшению объема мертвого пространства на 0,45 м³/мин (при приведении к условиям всасывания).

Кроме того, увеличение расхода рабочей жидкости приводит к уменьшению перетечек газа через торцевые зазоры на 0,45 м³/мин. Общее изменение производительности по расчету составляет 0,67 м³/мин и практически совпадает с экспериментальным.

Схема влияния количества подаваемой жидкости на толщину жидкостного кольца показана на рис. 2.

Подача большого количества жид-

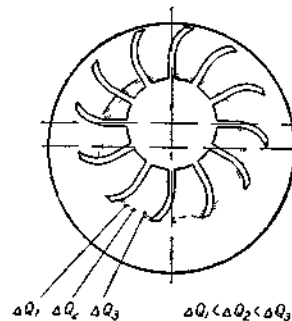


Рис. 2. Влияние количества подаваемой жидкости на толщину жидкостного кольца.

кости в ЖВН и ЖК существенно влияет на экономические показатели их работы.

У ВВН-12 при работе на режиме 70%-ного вакуума стоимость подаваемой воды составляет 25% от всех эксплуатационных расходов. Только по этому вакуум-наосу для всех машин, выпускаемых за 1 год Бессоновским компрессорным заводом, она составляет 1 млн. руб.

Отсюда ясно, что снижение расхода воды при одновременном сохранении или улучшении параметров машин является весьма важной задачей.

Проведенные расчеты показывают также, какое большое влияние на работу ЖВН и ЖК оказывает положение внешней кромки нагнетательного окна. Это влияние показано на рис. 3.

Изменением положения кромки нагнетательного окна можно существенно уменьшить потребное количество подаваемой жидкости. Изготовление машин с нагнетательными окнами, представленными на рис. 4, дает возможность такого снижения. У ВВН-12 это соответствует уменьшению потребной подачи воды с 60 л/мин до 30 л/мин, т. е. возможности получения экономии на снижении

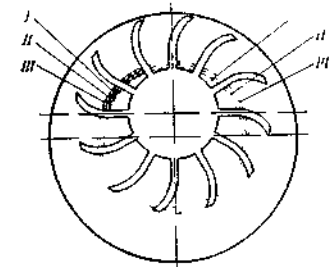
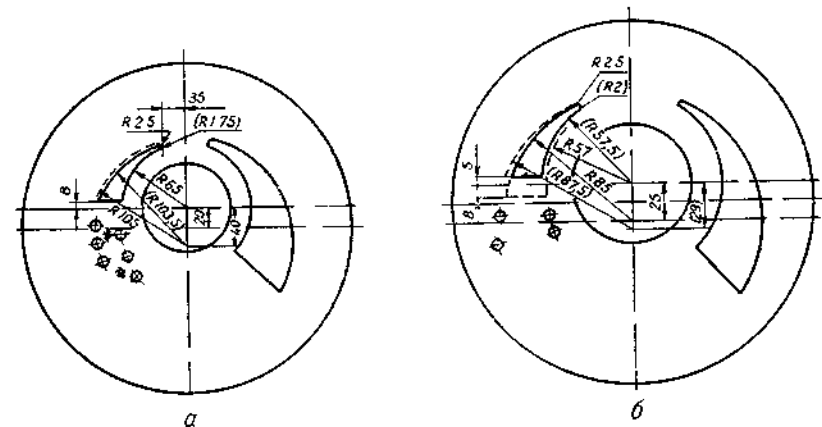


Рис. 3. Влияние положения внешней кромки нагнетательного окна на толщину жидкостного кольца.



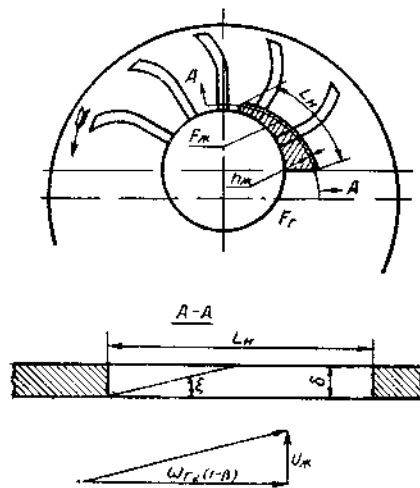


Рис. 5. Движение жидкости через нагнетательное окно.

ное окно необходимо профилировать не только в плоскости торцевой стенки, но и по ее толщине.

## О ПОДОБИИ ПРОЦЕССОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПЕРЕНОСА В РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ

Г. Ф. Шайхиев

Ранее [1] был изложен метод расчета приведенных интегралов столкновений для процессов переноса массы, позволяющий использовать уравнения, полученные в строгой кинетической теории [2] для определения коэффициентов самодиффузии и диффузии разнообразных газовых систем.

В настоящей статье показывается, что выражение для приведенного интеграла столкновений, данное в работе [1], может быть получено из более общих представлений и для всех процессов молекулярного переноса.

Как известно, скорость изменения энтропии в закрытой системе обусловлена макроскопическими процессами теплопроводности, внутреннего трения и диффузии. Это уравнение имеет вид [3]:

$$T\rho \frac{ds}{dt} = -\vec{J}_g \frac{\text{grad } dT}{T} - \text{div } \vec{J}_g \text{grad } T_s - \vec{J}_k \text{grad } p_k - P : \text{grad } \vec{w}. \quad (1)$$

Выражение (1) в сочетании с соотношениями Онзагера обычно используется для анализа явлений переноса. Нами

оно будет использовано для получения условий подобия процессов молекулярного переноса.

Если необратимые потоки  $\vec{J}_g$ ,  $\vec{J}_k$ ,  $P$  выразить через законы Фурье, Фика и Ньютона [3], то после некоторых несложных преобразований можно получить из [1] следующее дифференциальное уравнение однокомпонентного газа для изотропной системы в одномерном случае:

$$T\rho \frac{ds}{dt} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\lambda}{T} \left( \frac{dT}{dx} \right)^2 + \eta \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \frac{DP}{\rho_k^2} \left( \frac{\partial p_k}{\partial x} \right)^2. \quad (2)$$

Исследование этого выражения отдельно для каждого вида переноса на инвариантность при подобном преобразовании дает следующие критерии подобия:

$$L_\lambda = \frac{\rho S x^2}{t \lambda}. \quad (3)$$

$$L_\eta = \frac{T \rho S x^2}{t \eta w^2}. \quad (4)$$

$$L_D = \frac{T S x p^2}{t D P}. \quad (5)$$

На расстоянии длины свободного пробега в анализах процессов молекулярного переноса тепла, импульса и массы изменение параметров состояния обычно считается малым [3—5]. Это позволяет пользоваться квазиравновесным рассмотрением элементов объемов, соизмеримых с длиной свободного пробега молекул, а для характеристики их состояния брать равновесные параметры  $P$ ,  $V$ ,  $T$ ,  $S$ . Поэтому в уравнениях (3) — (5)  $x$  и  $t$  имеют смысл длины и времени свободного пробега. Последние для разреженных газов, удовлетворяющих условиям решения уравнения Больцмана, можно записать:

$$x = e = \frac{m}{\sqrt{2\rho\pi\sigma^2}}. \quad (6)$$

$$t = \tau_0 = \frac{m}{4\rho\sigma^2} \sqrt{\frac{M}{\pi RT}}. \quad (7)$$

Тогда с учетом (6) — (7) критерии подобия (3) — (5) приводятся к виду:

$$L_\lambda = \frac{2}{N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot \frac{S_p}{\pi\sigma^2}. \quad (8)$$

$$L_\eta = \frac{1}{4N} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{R}} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot \sqrt{MT} \cdot \frac{S_p}{\pi\sigma^2}. \quad (9)$$

$$L_D = \frac{2}{N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{1}{DP} \sqrt{\frac{T^3}{M}} \cdot \frac{S_p}{\pi\sigma^2}. \quad (10)$$

Условия подобия вида (8) — (10) содержат в явной форме кинетические характеристики системы. Поэтому их можно использовать для расчета коэффициентов переноса.

Расчеты, проведенные для инертных газов, показали, что критерии  $L_\lambda$ ,  $L_\eta$ ,  $L_D$  постоянны и не зависят от параметров состояния при высоких температурах. Это справедливо для систем со слабым взаимодействием, которое мы рассматриваем. Оценка постоянных в (8) — (10) по данным  $L_\lambda$ ,  $L_\eta$ ,  $L_D$ ,  $\sigma$  показывает, что они близки к значениям

$$\frac{25}{32} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{C_v}{N} = \frac{2}{N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{\sigma^2}{L_\lambda};$$

$$\frac{5}{16N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} = \frac{1}{4N} \sqrt{\frac{\pi}{R}} \cdot \frac{\sigma^2}{L_\eta}; \quad \frac{3}{8N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{\sigma^2}{L_D},$$

известным из уравнений строгой кинетической теории газов. С учетом уравнений для расчета приведенных интегралов столкновений, полученных в [1, 6, 7], коэффициенты переноса разреженных газов можно выразить в виде:

$$\lambda = \frac{25}{32} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{C_v}{N} \cdot \frac{\sqrt{\frac{T}{M}}}{\sigma^2 \Omega_\lambda^*(S)}. \quad (11)$$

$$\eta = \frac{5}{16N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{TM}}{\sigma^2 \Omega_\eta^*(S)}. \quad (12)$$

$$D = \frac{3}{8N} \sqrt{\frac{R}{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{T^3}{M}}}{P \sigma^2 \Omega_D^*(S)}. \quad (13)$$

Таким образом, результаты анализа уравнения (1) методами теории подобия позволяют воспроизводить соотношения для расчета коэффициентов переноса, которые получены в строгой кинетической теории газов из решения уравнения Больцмана. На основании ранее проведенных расчетов [1, 6, 7] можно заметить, что уравнение (11) — (13) пригодны для расчета коэффициентов переноса широкого круга веществ. В общем случае критерии  $L_\lambda$ ,  $L_\eta$ ,  $L_D$  можно использовать для анализа явлений переноса любых состояний веществ, но для этого необходимо оценить длину и время свободного пробега в (3) — (5).

Условные обозначения:

$T$  — температура,  $P$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $M$  — молекулярный вес,  $R$  — газовая постоянная,  $S_\mu$  — абсолютная молярная энтропия,  $C_v$  — теплоемкость при постоянном объеме,  $\mu_k$  — химический потенциал  $k$ -го компонента смеси,  $\lambda$ ,  $\eta$ ,  $D$  — коэффициенты теплопроводности, вязкости и самодиффузии, соответственно;  $w$  — тепловая скорость,  $\sigma$  — диаметр взаимодействия,  $\Omega_\lambda^*(S)$ ,  $\Omega_\eta^*(S)$ ,  $\Omega_D^*(S)$  — приведенные интегралы столкновений переноса тепла, импульса и массы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шайхиев Г. Ф. К расчету коэффициентов диффузии в разреженных газах. — В сб. «Вакуумная техника», вып. 1, Казань, 1968.
2. Гиршфельдер Д. и др. Молекулярная теория газов и жидкостей, М., ИЛ, 1961.
3. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика, М., «Мир», 1964.
4. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике, М. — Л., 1946.
5. Гуров К. П. Основания кинетической теории, М., «Наука», 1966.
6. Шайхиев Г. Ф., Усманов А. Г. К вопросу расчета коэффициента переноса в газовой фазе. Труды КХТИ, вып. 37, 1968.
7. Шайхиев Г. Ф., Усманов А. Г. К вопросу расчета коэффициента переноса в газах. — В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 7, Минск, Гостехиздат, 1968.

## РАСЧЕТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВОМ ВАКУУМ-НАСОСЕ

И. А. Райзман, А. И. Лукьянова

В жидкостнокольцевых вакуум-насосах основными потерями являются гидравлические. Они обусловлены самим принципом работы, и определение этих потерь является одной из необходимых задач расчета жидкостнокольцевых вакуум-насосов. Относительная скорость движения жидкости равна 10—15 м/сек и более, поэтому диссипация энергии, возникающая при трении жидкости о корпус и ее турбулизации, является довольно значительной.

Движение жидкости в зазоре между ротором и корпусом имеет некоторые характерные особенности. Эпюра распределения скоростей в зазоре не симметрична: у корпуса скорость равна нулю, а на границе соприкосновения с ротором она достигает максимальной величины. Такая форма профиля дает возможность предполагать, что если этот профиль до-

полнить до симметричного удвоением толщины потока, то для расчета гидравлических потерь можно использовать экспериментальные данные по гидравлическим сопротивлениям в отводах прямоугольного сечения [1].

Согласно [1], потери давления определяются уравнением

$$\Delta P_{\text{корп}} = \zeta_{\text{корп}} \frac{\gamma v^2}{2g}, \quad (1)$$

где

$$\zeta_{\text{корп}} = \zeta_{\text{тр}} + \zeta_{\text{м}}, \quad (2)$$

$$\zeta_{\text{тр}} = 0,0175 \lambda \frac{R_0}{D_r} \alpha^0, \quad (3)$$

$$\zeta_{\text{м}} = K_{\Delta} \cdot K_{Re} \cdot A_1 \cdot B_1 \cdot C_1, \quad (4)$$

$\lambda$  — коэффициент потерь на трение, зависящий от шероховатости стенок и числа Рейнольдса,  
 $R_0$  — радиус кривизны средней линии канала,  
 $\alpha^0$  — угол поворота потока в отводе,  
 $D_r$  — гидравлический диаметр.

$$D_r = \frac{4\delta \cdot b}{2\delta + b}, \quad (5)$$

где  $\delta$  — зазор между ротором и корпусом, высота канала,  
 $b$  — ширина ротора.

Число Рейнольдса определяется по условно выбранной скорости, равной 10 м/сек. Это не оказывает заметного влияния на величину коэффициента потерь на трение.

Номинальная величина угла поворота потока принята равной 90°. Если угол отличается от номинального, то берется соответствующая доля потерь.

Коэффициент  $A_1$  зависит от угла поворота жидкости в отводе и незначительно отличается от 1. В дальнейшем принято, что  $A_1 = 1$ .

Коэффициент  $B_1$  определяется по уравнениям:

$$B_1 = \frac{0,21}{\left(\frac{R_0}{D_r}\right)^{2,5}} \quad \text{при} \quad \frac{R_0}{D_r} = 0,5 \div 1,0 \quad (6)$$

$$B_1 = \frac{0,21}{\left(\frac{R_0}{D_r}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{при} \quad \frac{R_0}{D_r} > 1,0. \quad (7)$$

Коэффициент  $C_1$  является функцией формы сечения и определяется по графику [1, стр. 183—185].

Коэффициенты  $K_{\Delta}$  и  $K_{Re}$  зависят от числа Рейнольдса

и шероховатости стенки корпуса и определяются по таблице [1, стр. 183—184].

При использовании приведенными в [1] значениями коэффициентов  $C_1$ ,  $K_{\Delta}$  и  $K_{Re}$  обнаружено следующее несоответствие:

1. Коэффициент  $C_1$  по диаграмме 6—1 [1, стр. 183] для значений  $\frac{R_0}{D_r} < 1,5$  и для  $\frac{a_0}{b_0} = 3 \div 8$  соответственно равен  $0,85 \div 1,0$ ; по диаграмме 6—2 для тех же значений  $\frac{a_0}{b_0}$  и для

$\frac{R_0}{D_r} > 1,5$   $C_1$  соответственно равен  $0,39 \div 0,6$ .

2. При  $\bar{\Delta} \geq 0,001$  и  $3 \times 10^3 < Re < 4 \times 10^4$   $K_{\Delta} = 1$ , а при  $4 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$   $K_{\Delta} = 2$ .

Использование этих данных для определения коэффициента местных потерь приводит к его скачкообразному изменению примерно вдвое при плавном изменении высоты канала. Кривые коэффициентов гидравлических потерь в местах подобных скачков сглаживались для получения плавной зависимости их как от высоты канала  $\delta$ , так и от коэффициента кинематической вязкости  $\nu$ .

Полученные кривые представлены на рис. 1.

Мощность, идущая на преодоление перепада давлений, определяется по формуле

$$\begin{aligned} N_{\text{тр}} &= Q \cdot \Delta p = \int_0^{2\pi} \frac{2}{\pi} \zeta_{\text{корп}} \cdot \frac{\gamma v^2}{2g} Q_{\text{зас}} \cdot d\alpha = \\ &= \frac{\gamma}{\pi g} \int_0^{2\pi} \zeta_{\text{корп}} Q_{\text{зас}} v^2 d\alpha. \end{aligned} \quad (8)$$

Потери мощности рассчитаны для водокольцевого вакуум-насоса РМК-2 при применении в качестве рабочей жидкости воды ( $\nu = 1$  сст) и масла Д-1А ( $\nu = 469,7$  сст).

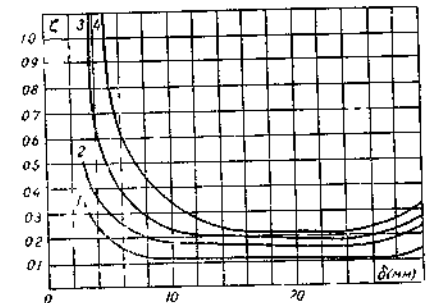


Рис. 1. Зависимость коэффициента гидравлических потерь от высоты зазора между ротором и корпусом при  $\Delta = 0,25$  мм:

1 — коэффициент кинематической вязкости  $\nu = 1$  сст (вода); 2 —  $\nu = 100$  сст;  
 3 —  $\nu = 200$  сст; 4 —  $\nu = 470$  сст (масло Д-1А).

Согласно расчету потеря мощности на преодоление гидравлических сопротивлений при работе насоса на режиме 10% вакуума на воде составляет 2,12 *квт*, а при работе на масле Д-1А—4 *квт*, т. е. больше на 1,88 *квт*.

Потребляемая мощность жидкостнокольцевого вакуум-насоса по паспортным данным [2] при его работе на воде составляет 5,1 *квт*.

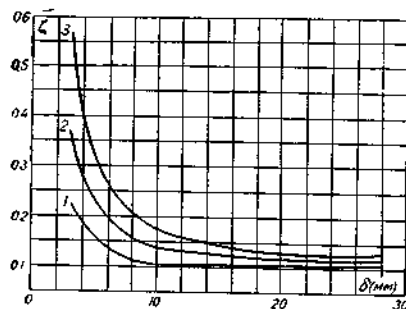


Рис. 2. Зависимость коэффициента гидравлических потерь от высоты зазора между ротором и корпусом при  $v = 1$  *см/с*:

1 — абсолютная шероховатость  $\Delta = 0,02$  мм; 2 —  $\Delta = 0,16$  мм; 3 —  $\Delta = 0,50$  мм.

Результаты расчета представлены на рис. 2.

Потери мощности на трение при различной шероховатости определены приближенно, исходя из предположения независимости поля скоростей от коэффициента потерь.

$$N_{тр} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\alpha}{\pi/2} \zeta_{корп i} \cdot \frac{\pi v_i^2}{2g} Q_{зас i} \cdot b, \quad (9)$$

где  $\Delta\alpha$  — угол между расчетными сечениями,  
 $Q_{зас i}$  — расход жидкости через сечение,  
 $v_i$  — средняя скорость жидкости,  
 $n$  — число сечений.

Величины  $Q_{зас i}$  и  $v_i$  взяты из расчета жидкостного кольца при  $\Delta = 0,25$ .

Значения  $\zeta_{корп}$  определяются по рис. 2. При расчете в первом приближении принято, что  $Q_{зас i}$  и  $v_i$  в пределах каждого участка от шероховатости не зависят.

Согласно экспериментальным данным [3] потребляемая мощность при работе насоса на масле равна 6,8 *квт*, т. е. на 1,7 *квт* больше, чем при работе на воде. Таким образом, результаты расчета и эксперимента оказались близкими.

По изложенной методике также рассчитаны коэффициенты гидравлических сопротивлений для воды при значениях абсолютной шероховатости внутренней поверхности корпуса  $\Delta = 0,5$ ; 0,32; 0,16; 0,08; 0,04; 0,02.

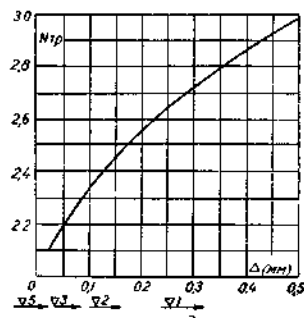


Рис. 3. Зависимость мощности трения от чистоты обработки корпуса.

Результаты расчета представлены на рис. 3. Переход от чистоты поверхности  $\nabla 4$  (4 кл. точности) [4] к чистоте поверхности  $\nabla 1$  (8 кл. точности) приводит к увеличению мощности трения на 0,55 *квт*, что составляет  $\approx 10\%$  от потребляемой мощности.

## ЛИТЕРАТУРА

- Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
- Водокольцевые вакуум-насосы и газодувки ВВН-3. Описание и инструкция по эксплуатации. Пенза, 1966.
- Носкина Л. М., Цирлин А. М., Румянцев В. А. О влиянии удельного веса и вязкости рабочей жидкости на характеристику жидкостно-кольцевого компрессора. „Химическое и нефтяное машиностроение“, № 11, 1965.
- Мягков В. Д. Допуски и посадки. М.—Л., Машгиз, 1965.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРЕТЕЧЕК ГАЗА ЧЕРЕЗ ТОРЦЕВЫЕ ЗАЗОРЫ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВЫХ ВАКУУМ-НАСОСОВ

Лукоянов В. Ф., Лукьянова А. И., Райзман И. А.

Методы определения перетечек газа через торцевые зазоры из полости сжатия и нагнетания в полость всасывания общезвестны.

В жидкостнокольцевых вакуум-насосах и компрессорах задача усложняется наличием жидкости, подаваемой в рабочую полость через торцевые зазоры. Обычно предполагается, что жидкость полностью перекрывает эти зазоры и препятствует протеканию через них газа, однако подробно этот вопрос нигде не разработан.

Так, в [1] приводится лишь график изменения производительности насоса в зависимости от давления всасывания и величины торцевого зазора и упоминается, что при увеличении торцевого зазора до 0,2 мм производительность снижается незначительно, а с увеличением его до 1,5 мм производительность резко падает. Кроме того, нигде не указано, при какой подаче воды в торцевой зазор насоса получены эти графики, можно ли найти оптимальные условия работы вакуум-насосов, когда эти перетечки исключаются полностью и т. д.

В связи с этим была поставлена задача:

- 1) выяснить физическую картину взаимодействия перетекающего воздуха с жидкостью;



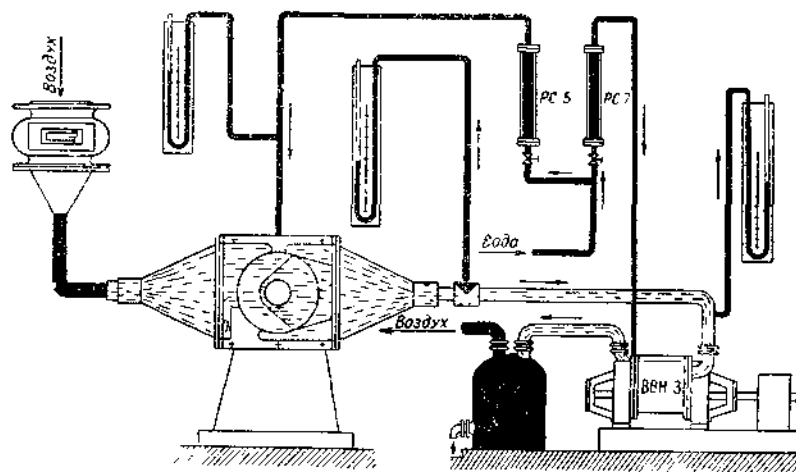


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

- 2) определить количество перетекающего через торцевой зазор ЖВН-воздуха в зависимости от величины зазора, режима работы вакуум-насоса и расхода подаваемой воды;
- 3) разработать практический метод расчета перетечек газа через торцевые зазоры ЖВН.

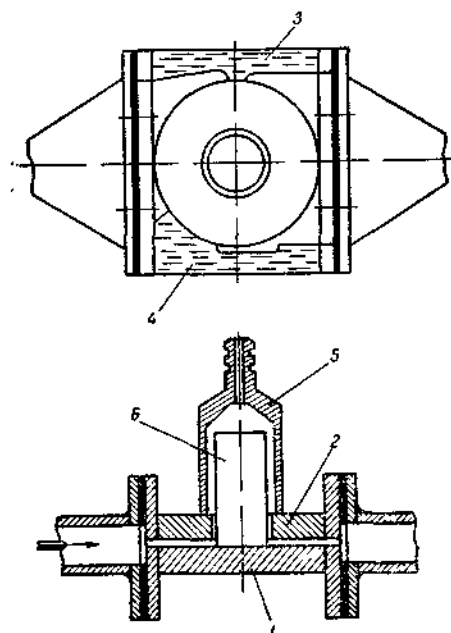


Рис. 2. Схема модели.

С целью решения этих вопросов изготовлена экспериментальная установка (рис. 1), которая состоит из модели, вакуум-насоса, газового счетчика, системы трубопроводов, U-образных ртутных манометров и ротаметров РС-5 и РС-7 для определения расхода воды.

Течение жидкости в торцевом зазоре между втулкой ротора и крышками вакуум-насоса воспроизводится в модели (рис. 2), которая изготовлена из оргстекла и состоит из двух пластин 1 и 2. Между пластинами устанавливается зазор 0,2; 0,3 и 0,4 мм при помощи прокладок 3 и 4. По своим размерам модель соответствует торцевому зазору ВВН-3.

Первоначально модель была изготовлена из оргстекла толщиной 10 мм. При ее работе пластины под действием атмосферного воздуха прогибались, что приводило к уменьшению установленного прокладками зазора. Для предотвращения этого между пластинами укладывались точечные прокладки. Предварительные эксперименты проводились на этой модели. Второй вариант модели изготовлен из оргстекла толщиной 15 мм. Эксперименты, проведенные на этой модели, дали первоначально разброс точек. Для выяснения причины разброса шупом снимались картограммы действительных зазоров между пластинами; зазоры оказались неодинаковыми, так как у пластин была волнистая поверхность. Окончательно доведенная модель имеет притертые пластины.

При включении установки воздух засасывается вакуум-насосом через газовый счетчик и щель между пластинами модели. Создаваемый по обоим сторонам щели перепад давлений аналогичен разности давлений в полости нагнетания и всасывания в вакуум-насосе ВВН-3. Одновременно через переходник 5 (рис. 2) и кольцевое пространство между отверстием в одной из пластин и бобышкой 6, имитирующей вал, в модель подается вода, которая, как в торцевом зазоре работающего вакуум-насоса, растекается по щели.

При каждом значении зазора производились следующие замеры:

- 1) расхода воздуха по газовому счетчику  $Q_0$  без подвода воды, л/мин;
- 2) расхода воздуха  $Q_1$  с подводом воды, л/мин;
- 3) расхода воды через модель по ротаметру РС-5  $Q'_1$ , л/мин (деления ротаметра с помощью тарифовочного графика переводились в л/мин);
- 4) вакуума за моделью по ртутному манометру, мм рт. ст.;
- 5) вакуума перед всасывающим патрубком ВВН-3, мм рт. ст. (для контроля);
- 6) барометрического давления, мм рт. ст.;
- 7) температуры окружающего воздуха, °С;
- 8) температуры воды, °С;
- 9) давления воды перед моделью, кг/см<sup>2</sup>.

Расход воды через модель устанавливался от 2 до 6 л/мин через каждые 0,5 л/мин. Вакуум регулировался вентилем на

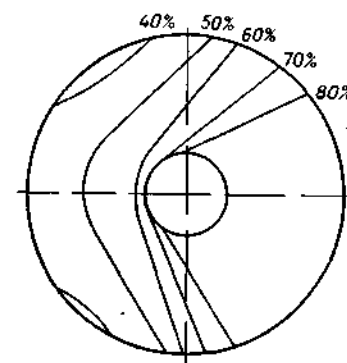


Рис. 3. Граница потока воды в модели при различном вакууме (расход воды 5 л/мин, торцевой зазор 0,3 мм).

входе в насос от 650 до 50 мм рт. ст. через каждые 100 мм рт. ст. При постоянном расходе воды и переменном вакууме снималось не менее 5 точек.

При подаче небольшого количества воды воздух, деформируя поток жидкости, отжимает его к средней части модели и проходит через освободившуюся от жидкости часть зазора. С увеличением расхода воды или уменьшением перепада давлений расход воздуха через модель снижается, так как вода занимает большую часть щели. Картина течения воды и воздуха в модели представлена на рис. 3.

В результате проведенных экспериментов для каждого значения зазора построены графики зависимости расхода воздуха через модель от создаваемого перепада давлений при различной подаче воды. Для зазора 0,3 мм такие зависимости представлены на рис. 4.

Анализируя их, можно отметить следующее:

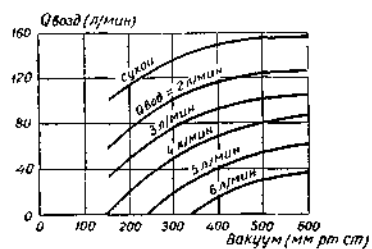


Рис. 4. Расход воздуха через модель в зависимости от перепада давлений (торцевой зазор 0,3 мм).

1. С увеличением разрежения расход воздуха через модель вначале резко возрастает, затем становится постоянным, так как скорость воздуха в щели приближается к критическому значению и расход воздуха не меняется.

2. 1 л/мин подаваемой в зазор воды занимает на любом режиме работы примерно одинаковую относительную площадь зазора, так как расход воздуха при увеличении подачи воды на 1 л/мин уменьшается в среднем на 17–20 л/мин при любом зазоре.

3. Изменение режима работы с 50 до 80% вакуума независимо от величины зазора приводит к увеличению расхода воздуха через модель в среднем на 17–20 л/мин.

4. Для каждого значения зазора существует наименьшее предельное значение вакуума, которое можно достичь в установке при постоянной подаче воды. Если перевести эти результаты на условия работы ВВН-3, то оказывается, что даже при подаче 10–12 л/мин воды в торцевые зазоры 0,2 мм воздух начинает перетекать при вакууме на всасывании 400 мм рт. ст., а зазоры 0,3–0,4 мм при такой подаче воды в значительной степени открыты для перетечек на всех режимах работы вакуум-насоса.

Характерной является почти линейная зависимость расхода воздуха через модель от количества подводимой воды как для различных зазоров, так и на различных режимах работы (рис. 5).

В зависимости от величины зазора расход воздуха через модель становится более интенсивным (рис. 6), так как уменьшаются потери напора. Увеличение зазора с 0,2 мм до 0,4 мм на режиме 70 и 50%-ного вакуума приводит к росту перетечек через модель на 160 л/мин независимо от расхода воды.

Полученные из эксперимента значения расхода воздуха через модель для различных зазоров, на разных режимах работы и различного количества подводимой воды пересчитаны на перетечки через торцевые зазоры вакуум-насоса и ВВН-3 и на атмосферные условия всасывания по уравнению

$$Q_{\text{нас}} = 2Q_{\text{мод}} \frac{100}{100 - B}, \quad (1)$$

где  $Q_{\text{мод}}$  — расход воздуха через модель, л/мин.

$B$  — вакуум на входе в ВВН-3, %.

Результаты пересчета для зазора 0,3 мм и для вакуума 70% представлены на графиках (рис. 7, 8, 9). Анализируя их, можно отметить:

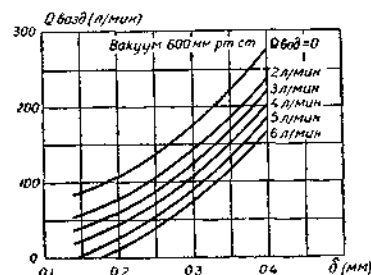


Рис. 6. Расход воздуха через модель в зависимости от величины зазора (вакуум 600 мм рт. ст.).

1. Изменение режима работы с 50 до 80% вакуума при подаче воды 12 л/мин увеличивает перетечки воздуха через торцевые зазоры на 210 л/мин для зазора 0,2 мм, на 780 л/мин для зазора 0,3 мм, на 1700 л/мин для зазора 0,4 мм.

2. Увеличение торцевого зазора с 0,2 мм до 0,4 мм при 70%-ном вакууме при любой подаче воды приводит к увеличению перетечек на 1060 л/мин.

3. При величине зазора 0,3 мм (он допустим по чертежам для ВВН-3) на режиме 95% при подаче 12 л/мин перетечки составляют 3000 л/мин, что сравнимо с производительностью насоса.

Поэтому расчет течения жидкости и газа в торцевом зазоре необходимо проводить для каждого ЖВН.

Количество перетекающего через зазор газа может быть определено, если будет известна скорость движения жид-

кости в зазоре. По этой скорости, зная расход жидкости, всегда можно найти ту часть сечения зазора, которую занимает жидкость и, следовательно, остающуюся часть сечения зазора, через которую газ перетекает из полости нагнетания в полость всасывания. Для определения скорости жид-

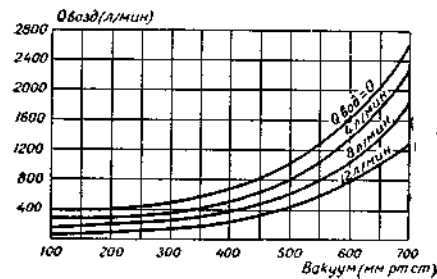


Рис. 7. Перетечки воздуха через торцевые зазоры ВВН-3 (зазор 0,3 мм).

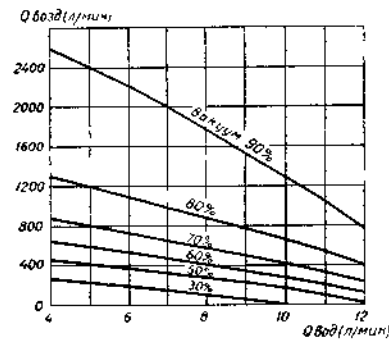


Рис. 8. Перетечки воздуха через торцевые зазоры ВВН-3 в зависимости от количества подаваемой (воды зазор 0,3).

кости предполагается, что она втекает в торцевой зазор равномерно по всей окружности и лишь затем под действием перепада давлений газа меняет свое направление.

Расчет проводится для сечения, проходящего через ось ротора и корпуса. Скорость воды в этом сечении определяется уравнением

$$V_i = \frac{Q'_i}{4\delta(R-r)\left(1 - \frac{Q_i}{Q_0}\right)}, \quad (2)$$

где  $Q'_i$  — расход воды,  $м^3/сек$ ;

$Q_i$  — расход воздуха через торцевой зазор модели при подаче воды  $Q'_i$ ,  $м^3/сек$ ;

$Q_0$  — расход воздуха через зазор модели без подвода воды,  $м^3/сек$ ;

$\delta$  — ширина торцевого зазора,  $м$ ;

$R$  — радиус втулки ротора,  $м$ ;

$r$  — радиус вала,  $м$ .

Как выяснилось, значения скоростей в среднем зависят лишь от величины зазора и от режима работы и значительно меньше — от количества подводимой жидкости.

Значения скорости движения жидкости в зазоре, полученные по результатам эксперимента, представлены на рис. 10.

Для более твердой уверенности в правильности переноса результатов эксперимента на другие типы ЖВН была сделана попытка определения скорости движения жидкости в зазоре общезвестными методами [2], по перепаду давлений и коэффициенту потерь.

$$V_i = \sqrt{\frac{2g\Delta P_i}{\gamma\left(\lambda \frac{R}{2\delta l} + 1\right)}}, \quad (3)$$

где  $\Delta P_i$  — перепад давлений в жидкости на входе и выходе из модели,

$\lambda$  — коэффициент сопротивления трения.

Из рис. 10 видно, что расчетные и экспериментальные значения скоростей достаточно хорошо совпадают.

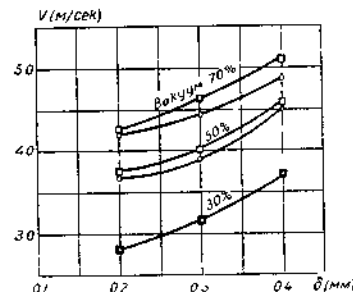


Рис. 10. Скорость движения жидкости в торцевых зазорах.  $\square$  — расчетная,  $\circ$  — экспериментальная.

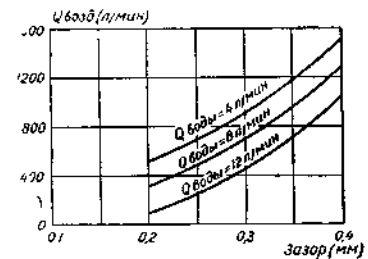


Рис. 9. Перетечки воздуха через ВВН-3 в зависимости от величины торцевых зазоров (вакуум 530 мм рт. ст.).

Таким образом, определив в результате расчета площадь загромождения торцевого зазора подводимой рабочей жидкостью, можно найти остающееся свободное сечение зазора для перетекающего воздуха и по общезвестным методам [3, 4] определить величину перетечек. Пользуясь полученными результатами, можно определить количество жидкости, необходимое для полного перекрытия торцевых зазоров в ЖВН.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тетерюков В. И. Ротационные вакуум-насосы и компрессоры с жидкостным поршнем, М., Машгиз, 1960.
2. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960.
3. Захаренко С. Е. Экспериментальное исследование протечек газа через щели. Труды ЛПИ им. Калинина, № 2, Л., 1953.
4. Сакун И. А. Винтовые компрессоры, М.—Л., Машгиз, 1960.

# ОБТЕКАНИЕ УГЛА ПЛОСКИМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОГО ВЛАЖНОГО ПАРА

В. Г. Жаринов

Рассмотрим плоское стационарное течение невязкой и теплопроводной сжимаемой среды.

Предположим, что вдоль стенки движется равномерный сверхзвуковой поток (рис. 1). За точкой  $O$  газ попадает в область с пониженным давлением ( $p_2 < p_1$ ). Поток отклоняется от направления стенки, поворачиваясь на некоторый угол относительно точки  $O$  в сторону пониженного давления.

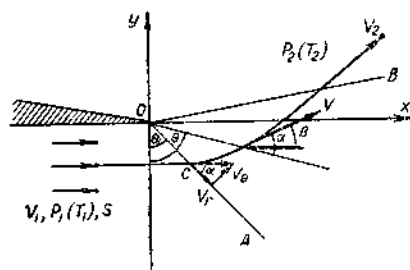


Рис. 1. Обтекание угла сверхзвуковым потоком.

Для влажного пара примем, что жидкая фаза находится в мелкодисперсном состоянии и скорости паровой и жидкой фаз одинаковы. Примем также, что термодинамическое равновесие фаз не нарушается, температура и давление следуют уравнению кривой упругости. При таких допущениях влажный пар можно рассматривать как некий фиктивный несовершенный газ.

Будем полагать, что энтропия  $S$  и полная энтальпия  $h_0$  набегающего потока постоянны. Отсюда следует постоянство  $S$  и  $h_0$  во всем потоке и однозначная зависимость между плотностью  $\rho$  и давлением  $p$ .

Интеграл Бернулли:

$$\frac{V^2}{2} = - \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho(p)}. \quad (1)$$

Здесь  $V$  — скорость,  $p_0$  — давление, соответствующее нулевой скорости. Вследствие постоянства  $S$  и  $h_0$   $p_0 = \text{const}$ . Из (1) следует, что  $V = V(p)$ .

Для сверхзвуковых режимов движения вдоль характеристик выполняются уравнения [1]:

$$d\beta = \mp \frac{1}{\rho V^2} \sqrt{M^2 - 1} dp, \quad (2)$$

где  $\beta$  — угол наклона вектора скорости к оси  $x$ ,

$$M = \frac{V}{a}, \quad a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}.$$

Верхнему знаку соответствует первое семейство характеристик, нижнему знаку — второе семейство.

Вдоль характеристики второго семейства  $OA$  параметры набегающего потока постоянны. В таком случае линия  $OA$  будет прямой. Действительно, тангенс угла наклона вдоль этой линии

$$\text{tg } \alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{M_1^2 - 1}} = \text{const}.$$

Итак, пусть вдоль  $OA$  всюду  $\beta = \beta_1$ ,  $p = p_1$ . Обратим внимание на характеристики первого семейства. Вдоль них будет согласно (2):

$$\beta + \int \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{\rho V^2} dp = \text{const}$$

или

$$\beta + I(p) = \text{const},$$

где  $\text{const}$  — различные постоянные, характеризующие отдельные характеристики семейства. Все характеристики первого семейства пересекаются с  $OA$  в точках, где  $\beta = \beta_1$ ,  $p = p_1$ . Следовательно, для любой характеристики первого семейства должно быть

$$\beta_1 + I(p_1) = \text{const}.$$

Уравнение, связывающее  $\beta$  и  $p$  вдоль характеристик первого семейства, будет иметь вид:

$$\beta + I(p) = \beta_1 + I(p_1).$$

Угол  $\beta$  и давление  $p$  во всех точках области расширения связаны соотношением с одной и той же константой, то есть получается движение среды, при котором угол  $\beta$  зависит только от давления. Отсюда следует, что  $\frac{\partial \beta}{\partial \psi} \equiv 0$ , где  $\psi$  — функция тока.

Для таких движений справедливо уравнение (2), аналогичное уравнению характеристик.

Учитывая, что  $V dV = - \frac{1}{\rho} dp$ , получим:

$$d\beta = \pm \sqrt{M^2 - 1} \frac{dV}{V}.$$

В нашем случае

$$d\beta = \sqrt{M^2 - 1} \frac{dV}{V}. \quad (3)$$

В плоскости  $(x, y)$  линии  $p = \text{const}$ , совпадающие с линиями  $\beta = \text{const}$ , являются характеристиками [1]. Так как величина  $V$  не зависит от функции тока, то в плоскости  $(x, y)$

линии  $\beta = \text{const}$  суть прямые. Семейство этих линий совпадает с одним либо с другим семейством характеристик, в данном случае — с характеристиками второго семейства.

В рассматриваемом случае все характеристики второго семейства проходят через одну точку. Так как  $V = V(p)$ , то все линии тока подобны с центром подобия в точке пересечения характеристик (точка  $O$ ).

Вместо скорости  $V$  введем новую независимую переменную — температуру  $T$ .

Из уравнения Бернулли:

$$V(T, S) = \sqrt{2[h_0 - h(T, S)]}. \quad (4)$$

Отсюда

$$dV = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s dT. \quad (5)$$

Подставим это выражение в (3):

$$d\beta = -V \sqrt{M^2 - 1} \frac{\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s}{2(h_0 - h)} dT. \quad (6)$$

Отсюда

$$\beta = - \int V \sqrt{M^2 - 1} \frac{\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s}{2(h_0 - h)} dT + \text{const.}$$

Так как при  $T = T_1$   $\beta_1 = 0$ , то

$$\beta = \int_{T_1}^T V \sqrt{M^2 - 1} \frac{\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s}{2(h_0 - h)} dT. \quad (7)$$

Зададим положение линии возмущения углом  $\theta$ , образованным ею с начальной линией  $OA$ . Из рис. 1 легко заключить, что

$$\theta = \alpha_1 + \beta - \alpha, \quad (8)$$

где

$$\alpha = \arcsin \frac{1}{M} - \text{угол Маха.} \quad (9)$$

Угол наклона начальной характеристики к оси  $OY$  вычисляется по формуле:

$$\theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha_1. \quad (10)$$

Совокупность формул (4), (7), (8), (9), (10) представляет параметрическое решение поставленной задачи при заданных  $h_0$  и  $S$ , причем роль параметра играет  $T$ .

Уравнения линий тока в полярных координатах будут:

$$\frac{dr}{V_r} = \frac{r d\theta}{V_\theta}. \quad (11)$$

Здесь  $r$  — радиус-вектор,  $V_r$  — проекция скорости на радиус-вектор,  $V_\theta$  — проекция скорости на перпендикуляр к радиусу-вектору,  $\theta$  — полярный угол в плоскости  $(x, y)$ , отсчитываемый от оси  $Oy$ .

Так как радиус-вектор есть в то же время характеристика,

$$\frac{V_r}{V_\theta} = \sqrt{M^2 - 1}. \quad (12)$$

Из (8), (9) следует, что

$$d\theta = d\beta - d\alpha, \quad (13)$$

$$d\alpha = -\frac{1}{V \sqrt{M^2 - 1}} \cdot \frac{1}{M} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_s dT. \quad (14)$$

Учитывая (6), (12), (13), (14), уравнение (11) приведем к виду:

$$\frac{dr}{r} = \left[ -\frac{M^2 - 1}{2(h_0 - h)} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s + \frac{1}{M} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_s \right] dT. \quad (15)$$

После интегрирования:

$$\ln r = - \int \left[ \frac{M^2 - 1}{2(h_0 - h)} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s - \frac{1}{M} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_s \right] dT + \text{const.}$$

Так как при  $T = T_1$   $r = r_0$ , для линий тока окончательно получим:

$$\frac{r}{r_0} = \exp \left\{ \int_{T_1}^T \left[ \frac{M^2 - 1}{2(h_0 - h)} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_s - \frac{1}{M} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_s \right] dT \right\}. \quad (16)$$

Для термодинамически равновесного влажного пара можно записать [2]:

$$M^2 = 2c_v T \frac{h_0 - h}{\left( h - h_{ж} + v_{ж} T \frac{dp}{dT} \right)^2}, \quad (17)$$

где  $c_v$  — изохорная теплоемкость;  $h_{ж}$ ,  $v_{ж}$  — соответственно энтальпия и удельный объем на нижней пограничной кривой линии насыщения. Условимся величины, относящиеся к нижней пограничной кривой, обозначать индексом „ж“.

Изохорная теплоемкость

$$c_v = c_{vж} + (v - v_{ж}) T \frac{d^2 p}{dT^2}, \quad (18)$$

где  $c_{vж}$  — изохорная теплоемкость жидкости на пограничной кривой со стороны двухфазной области.

Энтальпия влажного пара

$$h = T(S - S_{ж}) + h_{ж}. \quad (19)$$

Равновесные давления и температура влажного пара связаны между собой уравнением кривой упругости  $p=f(T)$ . Параметры на нижней пограничной кривой являются функциями температуры.

Используя таблицы термодинамических свойств влажного пара или соответствующие аналитические зависимости, с помощью выражений (17), (18), (19) можно найти необходимые параметры в волне разрежения.

В пределах области состояний, где теплоемкость жидкости  $c_{ж}$  вдоль пограничной кривой можно считать величиной постоянной и равной  $c_{Vж}$ , а удельный объем жидкой фазы мал по сравнению с удельным объемом смеси, справедливы выражения [2]:

$$\left. \begin{aligned} c_V &= c_{ж} \left[ 1 + T \left( \ln \frac{273,16 e^{S_{ж}}}{T} \right) \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right), \right. \\ M^2 &= 2c_V T \frac{h_0 - h}{(h - h_{ж})^2}, \\ h_{ж} &= c_{ж} (T - 273,16), \\ S_{ж} &= c_{ж} \ln \frac{T}{273,16}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

С учетом этого после несложных преобразований для угла отклонения скорости получим:

$$\beta = \int_T^{T_1} \frac{\sqrt{2c_V(h_0 - h) - T(S - S_{ж})^2}}{2(h_0 - h)\sqrt{T}} dT. \quad (21)$$

Используя известные уравнения кривой упругости, можно вычислить  $\frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right)$ . В случае влажного водяного пара с помощью уравнения, приведенного в [3], для  $273,15 \leq T \leq 373,15^\circ \text{K}$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right) &= 2,303F(T) + \frac{F'(T)}{F(T)} \\ F(T) &= \frac{3142,305}{(T + 0,01)^2} - \frac{3,561178}{T + 0,01} + 0,0024804 \\ F'(T) &= -\frac{6284,61}{(T + 0,01)^3} + \frac{3,561178}{(T + 0,01)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

В таблице 1 приведены результаты численных расчетов по формуле (21) угла отклонения скорости для ряда значений  $h_0$  и  $S$ . При расчетах было принято  $c_{ж} = 1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$ .

Значения  $\beta$  (рад.)

Таблица 1

		$t_2^0 \text{C}$ $p_2$ , бар $S$ $\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	80° C; 0,4736	60° C; 0,1992	40° C; 0,07375	20° C; 0,02337	0° C; 0,006112
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 750$	$t_1 = 100^\circ \text{C}$	1,4	0,1673	0,3439	0,5314	0,7315	0,9461
		1,5	0,1862	0,3809	0,5857	0,8025	1,0333
		1,6	0,2087	0,4243	0,6488	0,8842	1,1328
		1,7	0,2363	0,4769	0,7241	0,9805	1,2487
	$t_1 = 80^\circ \text{C}$	1,8	0,0000	0,2712	0,5454	0,8260	1,1162
$t_1 = 40^\circ \text{C}$	1,9	—	—	0,0000	0,3090	0,6243	
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 700$	$t_1 = 100^\circ \text{C}$	1,4	0,1850	0,3788	0,5831	0,7997	1,0307
		1,5	0,2092	0,4256	0,6510	0,8876	1,1376
		1,6	0,2394	0,4830	0,7332	0,9926	1,2639
		1,7	0,2782	0,5559	0,8361	1,1221	1,4176
	$t_1 = 80^\circ \text{C}$	1,8	0,0000	0,3215	0,6390	0,9569	1,2803
$t_1 = 40^\circ \text{C}$	1,9	—	—	0,0000	0,3574	0,7138	
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 675$	$t_1 = 100^\circ \text{C}$	1,4	0,1962	0,4008	0,6154	0,8419	1,0826
		1,5	0,2243	0,4546	0,6930	0,9417	1,2034
		1,6	0,2604	0,5226	0,7895	1,0640	1,3494
		1,7	0,3067	0,6101	0,9123	1,2176	1,5302
	$t_1 = 80^\circ \text{C}$	1,8	0,0000	0,3553	0,7030	1,0461	1,3909
$t_1 = 40^\circ \text{C}$	1,9	—	—	0,0000	0,3914	0,7752	
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 650$	$t_1 = 100^\circ \text{C}$	1,4	0,2098	0,4270	0,6536	0,8915	1,1433
		1,5	0,2431	0,4903	0,7441	1,0070	1,2821
		1,6	0,2870	0,5726	0,8599	1,1525	1,4543
		1,7	0,3292	0,6653	0,9955	1,3244	1,6575
	$t_1 = 80^\circ \text{C}$	1,8	0,0000	0,3677	0,7540	1,1291	1,5002
$t_1 = 40^\circ \text{C}$	1,9	—	—	0,0000	0,4354	0,8540	
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 625$	$t_1 = 100^\circ \text{C}$	1,4	0,2264	0,4590	0,6998	0,9512	1,2157
		1,5	0,2670	0,5354	0,8079	1,0879	1,3786
		1,6	0,3189	0,6346	0,9476	1,2624	1,5837
		1,7	0,0000	0,3717	0,7382	1,0970	1,4552
	$t_1 = 80^\circ \text{C}$	1,8	—	—	0,0000	0,4168	0,8211
$t_1 = 40^\circ \text{C}$	1,9	—	—	0,0000	0,4871	0,9511	

Для линий тока получим из (16) с учетом (20) после сложных преобразований:

$$\frac{r}{r_0} = \exp \left\{ \frac{1}{2} \int_T^{T_1} \left[ \frac{1}{T} - \frac{c_{ж}}{c_v} \ln \left( \left( \frac{273,16}{T} \right)^{\omega(T)} e^{\frac{S}{c_{ж}} \omega(T) - \gamma(T)} \right) + \frac{2(c_v - c_{ж})}{T(S - S_{ж})} \right] dT \right\}, \quad (23)$$

где

$$\omega(T) = \frac{d}{dT} T \left[ \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right) \right],$$

$$\gamma(T) = \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right).$$

В заключение отметим, что расчеты производились на ЭВМ „Напри“. Автор выражает благодарность Н. Б. Нигматзяновой за участие в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., „Наука“, 1966.
2. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков. Л., „Энергия“, 1967.
3. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Машгиз, 1958.

### ОБТЕКАНИЕ УГЛА ПЛОСКИМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ДВУХФАЗНЫМ ПОТОКОМ ПРИ ОТСУТСТВИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

В. Г. Жаринов

Рассмотрим плоское стационарное течение невязкой и не-теплопроводной сжимаемой среды.

Схему течения, основные условные обозначения примем такими же, как и в [1].

Выпишем основные допущения: 1) частицы находятся в мелкодисперсном состоянии; 2) фазовые переходы отсутствуют; 3) объем частиц значительно меньше удельного объема двухфазной среды; 4) скорости обеих фаз одинаковы; 5) механическое взаимодействие частиц отсутствует, откуда следует, что парциальное давление частиц равно нулю и давление газовой фазы определяет давление в системе; 6) газовая фаза термически и калорически совершенна; 7) энтропия и полная энтальпия постоянны.

Запишем приведенные в [1] основные зависимости, которые будут справедливы и в данном случае:

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \int_T^{T_1} \sqrt{M^2 - 1} \frac{\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_S}{2(h_0 - h)} dT, \\ V &= \sqrt{2(h_0 - h)}, \\ \theta &= \alpha_1 + \beta - \alpha, \\ \alpha &= \arcsin \frac{1}{M}, \\ \theta_1 &= \frac{\pi}{2} - \alpha_1. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Эта система представляет параметрическое решение поставленной задачи при заданных  $h_0$  и  $S$ , где роль параметра играет  $T$ .

Для линий тока было получено выражение:

$$\frac{r}{r_0} = \exp \left\{ \int_T^{T_1} \left[ \frac{M^2 - 1}{2(h_0 - h)} \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_S - \frac{1}{M} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_S \right] dT \right\}. \quad (2)$$

Условимся в дальнейшем величины, относящиеся к газовой фазе, отмечать индексом „г“, к частицам — индексом „к“.

Рассмотрим два предельных случая течения двухфазных смесей: 1) при отсутствии теплообмена между фазами; 2) равновесное течение, когда  $T_g \equiv T_k \equiv T$ .

Во втором случае примем, что удельная теплоемкость  $c_{pk}$  не зависит от температуры.

Удельный объем двухфазной среды

$$v = xv_g, \quad (3)$$

где  $x$  — весовая концентрация газа.

Энтропия двухфазной смеси

$$S = (1 - x) S_k + x S_g = \text{const}. \quad (4)$$

Текущее значение энтальпии двухфазной среды

$$h = (1 - x) h_k + x h_g. \quad (5)$$

Учитывая, что в первом случае  $S_g = \text{const}$ , для газовой фазы запишем уравнение адиабаты:

$$p v_g^k = \text{const}, \quad (6)$$

где  $k = \frac{c_{pg}}{c_{vg}}$  — показатель адиабаты.

Для второго случая справедливо уравнение политропы [2]:

$$pv_r^n = \text{const}, \quad (7)$$

где

$$n = \frac{1 + \vartheta}{\frac{1}{k} + \vartheta}, \quad \vartheta = \frac{1-x}{x} \frac{c_{p\kappa}}{c_{p\Gamma}}.$$

Объединяя оба случая одной формулой, можно записать:

$$pv_r^n = \text{const}, \quad (8)$$

где

$$n = \frac{1 + \sigma\vartheta}{\frac{1}{k} + \sigma\vartheta},$$

$$\sigma = \begin{cases} 0 & \text{в первом случае,} \\ 1 & \text{во втором случае.} \end{cases}$$

С учетом вышеизложенного для скорости звука получим:

$$a = \sqrt{-v^2 \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_s} = \sqrt{nxR_\Gamma T_\Gamma}. \quad (9)$$

Здесь  $R_\Gamma$  — газовая постоянная.

Число Маха

$$M = \frac{V}{a} = \sqrt{\frac{2(h_0 - h)}{nxR_\Gamma T_\Gamma}}. \quad (10)$$

В силу принятого допущения полная энтальпия  $h_0 = \text{const}$ .

Учитывая (5), (10), получим из (1) для угла отклонения скорости:

$$\beta = \frac{m}{2} \int_{T_\Gamma}^{T_{\Gamma_1}} \frac{1}{b - mT_\Gamma} \sqrt{\frac{q - fT_\Gamma}{T_\Gamma}} dT_\Gamma. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения для постоянных величин:

$$m = \begin{cases} xc_{p\Gamma} & \text{в первом случае,} \\ (1-x)c_{p\kappa} + xc_{p\Gamma} & \text{во втором случае,} \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} xc_{p\Gamma} T_{\Gamma_0} & \text{в первом случае,} \\ [(1-x)c_{p\kappa} + xc_{p\Gamma}] T_0 & \text{во втором случае,} \end{cases}$$

индексом „0“ отмечена температура торможения,

$$q = \frac{2b}{nxR_\Gamma}, \quad f = \frac{2m}{nxR_\Gamma} + 1.$$

Произведем замену переменных:

$$z = \sqrt{q - fT_\Gamma}.$$

После преобразований выражение (11) приведем к виду:

$$\beta = -V\bar{f} \int_{\frac{q-z_1^2}{f}}^{\frac{q-z^2}{f}} \left[ \frac{1}{\sqrt{q-z^2}} - \frac{b}{\sqrt{q-z^2}(b+mz^2)} \right] dz.$$

Отсюда

$$\beta = -V\bar{f} \left[ \arcsin \frac{z}{\sqrt{q}} - \sqrt{\frac{b}{mq+b}} \times \right. \\ \left. \times \arctg \left( z \sqrt{\frac{mq+b}{b(q-z^2)}} \right) \right] \Big|_{\frac{q-z_1^2}{f}}^{\frac{q-z^2}{f}}.$$

Возвратимся к старой переменной:

$$\beta = -V\bar{f} \left\{ \left[ \arcsin \sqrt{\frac{q-fT_{\Gamma_1}}{q}} - \sqrt{\frac{b}{mq+b}} \arctg \left( \sqrt{q-fT_{\Gamma_1}} \sqrt{\frac{mq+b}{bfT_{\Gamma_1}}} \right) \right] - \right. \\ \left. - \left[ \arcsin \sqrt{\frac{q-fT_\Gamma}{q}} - \sqrt{\frac{b}{mq+b}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \arctg \left( \sqrt{q-fT_\Gamma} \sqrt{\frac{mq+b}{bfT_\Gamma}} \right) \right] \right\}. \quad (12)$$

По этой формуле были произведены расчеты угла отклонения скорости для ряда значений параметров набегающего термодинамически равновесного потока влажного водяного пара. В волне разрежения для парожидкостной среды рассматривался первый случай — отсутствие теплообмена между фазами. Параметры набегающего потока были выбраны одинаковыми со случаем термодинамического равновесия [1]. При расчетах было принято:  $h_{\Gamma_1} = 597,3 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ ,  $k = 1,3$ . Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Сравнение полученных результатов с данными [1] показывает, что по мере увеличения степени расширения расхождения в углах отклонения увеличиваются для двух различных физических схем. Например, для случая 1 (рис. 1) при  $p_2 = 0,4736 \text{ бар}$  расхождения составляют около 8,5%, а при  $p_2 = 0,006112 \text{ бар}$  — около 18%.



Таблица 1

Значения  $\beta$  (рад.)

	$p_2, \text{ бар}$	$S$ $\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$				
		0,4736	0,1992	0,07375	0,02337	0,006112
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 750$ $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$	1,4	0,153	0,307	0,461	0,615	0,767
	1,5	0,171	0,342	0,512	0,681	0,848
	1,6	0,193	0,383	0,572	0,757	0,940
	1,7	0,219	0,433	0,643	0,848	1,049
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 700$ $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$	1,4	0,169	0,338	0,507	0,674	0,840
	1,5	0,192	0,383	0,571	0,757	0,939
	1,6	0,221	0,437	0,649	0,856	1,057
	1,7	0,257	0,505	0,745	0,978	1,202
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 675$ $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$	1,4	0,180	0,358	0,536	0,712	0,885
	1,5	0,206	0,409	0,609	0,805	0,997
	1,6	0,240	0,473	0,700	0,921	1,135
	1,7	0,280	0,552	0,813	1,063	1,304
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 650$ $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$	1,4	0,192	0,382	0,570	0,756	0,938
	1,5	0,224	0,442	0,656	0,864	1,068
	1,6	0,264	0,518	0,764	1,001	1,230
	1,7	0,265	0,567	0,855	1,128	1,388
$\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ $h_0 = 625$ $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$	1,4	0,207	0,411	0,612	0,809	1,002
	1,5	0,245	0,483	0,714	0,938	1,155
	1,6	0,285	0,568	0,838	1,097	1,344

Найдем выражение для линий тока. Подставив необходимые выражения в (2), после преобразований получим:

$$r = r_0 \left( \frac{T_{r1}}{T_r} \right)^{\frac{n+1}{2(n-1)}} \quad (13)$$

или

$$r = r_0 \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{n+1}{2n}}. \quad (14)$$

Для рассматриваемых двухфазных течений можно получить ряд соотношений между параметрами, аналогичных соответ-

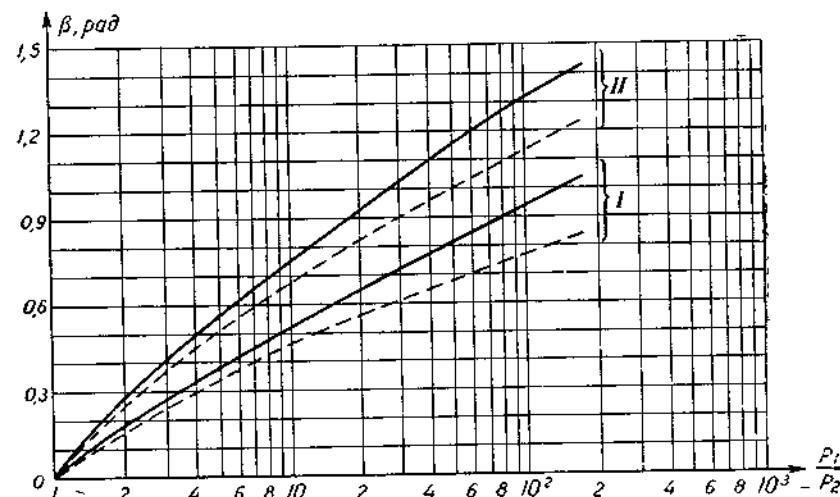


Рис. 1. Значения угла отклонения скорости для двух различных физических схем.

— термодинамическое равновесие. - - - отсутствие теплообмена между фазами.  
I  $h_0 = 700 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ ,  $S = 1,4 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$ ,  $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$ . II  $h_0 = 700 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$ ,  $S = 1,7 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$ ,  $p_1 = 1,01325 \text{ бар}$ .

ствующим соотношениям для чистого газа. Случай равновесного течения рассмотрен в [2].

Скорость истечения может быть найдена по формуле:

$$V = \sqrt{2 \frac{n}{n-1} R_r x T_{r0} \left( 1 - \frac{T_r}{T_{r0}} \right)}. \quad (15)$$

Критическая скорость

$$a_{кр} = \sqrt{2 \frac{n}{n+1} R_r x T_{r0}}. \quad (16)$$

Связь между скоростью звука и критической скоростью выражается формулой, аналогичной формуле для совершенных газов:

$$a^2 = \frac{n+1}{2} a_{кр}^2 - \frac{n-1}{2} V^2. \quad (17)$$

Введем приведенную скорость двухфазной смеси

$$\lambda = \frac{V}{a_{кр}} = \sqrt{\frac{n+1}{n-1} \left(1 - \frac{T_r}{T_{r0}}\right)}. \quad (18)$$

Связь приведенной скорости с числом  $M$  можно установить с помощью (17). Она будет аналогичной связи для совершенных газов:

$$M^2 = \frac{\frac{2}{n+1} \lambda^2}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2}.$$

Перейдя к переменной в выражении

$$d\beta - \sqrt{M^2 - 1} \frac{dV}{V} = 0,$$

получим, что зависимость между углом отклонения скорости  $\beta$  и приведенной скоростью  $\lambda$  аналогична зависимости для совершенных газов:

$$d\beta - \sqrt{\frac{\frac{2}{n+1} \lambda^2}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2} - 1} \frac{d\lambda}{\lambda} = 0. \quad (19)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \beta = & \left\{ \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \arctg \left( \sqrt{\frac{n-1}{n+1}} \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2}} \right) - \right. \\ & - \arctg \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda^2}} \left. \right\} - \left\{ \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \arctg \left( \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. \sqrt{\frac{\lambda_1^2 - 1}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda_1^2}} \right) - \arctg \sqrt{\frac{\lambda_1^2 - 1}{1 - \frac{n-1}{n+1} \lambda_1^2}} \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

Величины  $\frac{T_r}{T_{r0}}$ ,  $\frac{p}{p_0}$ ,  $\frac{v_r}{v_{r0}}$  могут быть определены для известных  $\lambda$  или  $M$  по таблицам газодинамических функций для соответствующего  $n$ .

Для линий тока также можно записать уравнение, аналогичное уравнению для совершенных газов.

Как уже отмечалось, в вышеприведенных зависимостях  $n \equiv k$  для первого случая и  $T_k \equiv T_r \equiv T$  для второго случая.

В заключение отметим, что расчеты производились на ЭВМ „Наири“. Автор выражает благодарность Н. Б. Нигматзяновой за участие в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жаринов В. Г. Обтекание угла плоским сверхзвуковым потоком термодинамически равновесного влажного пара. Настоящий сборник.
2. Венедиктов В. Д. Турбины и реактивные сопла на двухфазных потоках. М., „Машиностроение“, 1969.

#### МЕТОД ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ РАСЧЕТА СВЕРХЗВУКОВЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СТРУЙ НЕСОВЕРШЕННОГО ГАЗА

В. Г. Жаринов

Широкое распространение в газовой динамике для расчета различных течений нашел метод характеристик. Этот метод применяется для численного решения нестационарных одномерных задач [1, 2], нестационарных двумерных задач [3], трехмерных задач газовой динамики [4].

Метод характеристик успешно используется для расчета сверхзвуковых установившихся двумерных течений газа [5–28]. О. Н. Кацковой и Ю. Д. Шмыглевским [5, 6] рассмотрено осесимметричное безвихревое движение совершенного газа. Работа [7] посвящена безвихревому движению термодинамически равновесного реального газа. Е. Л. Реслер [8] вывел уравнения характеристик для плоских течений реального газа, причем в качестве координат были выбраны расстояние вдоль линии тока и нормаль к линии тока. В. М. Купцовым [9] было сделано обобщение этого метода на случай осесимметричных течений. В работе [10] метод характеристик был применен для расчета безвихревых течений.

Ф. Е. Элерс [11] предложил метод характеристик, приспособленный для расчета на вычислительных машинах. Из уравнений были полностью исключены тригонометрические функции, что упростило программирование и дало значительную

экономии машинного времени. В работе А. И. Чушкина [12] этот метод получил дальнейшее развитие.

Детальное описание метода характеристик для расчета течений совершенного газа было дано в [13]. Работы [14–16] посвящены расчету методом характеристик сверхзвуковых течений около тел. Методу характеристик для расчета изэнтропических течений равновесного газа посвящены работы [17–19]. И. Н. Наумова рассмотрела расчет сверхзвуковых неизэнтропических равновесных течений не совершенного газа [20, 21]. В работах [22–25] метод характеристик был применен для расчета сверхзвуковых течений при наличии необратимых процессов. В [26] произведен расчет течения газа с частицами. Г. С. Росляковым и Г. Ф. Телениным [27, 28] дан обзор работ, выполненных в Вычислительном центре Московского университета в период с 1957 по 1967 годы.

Широкое применение метод характеристик нашел для расчета сверхзвуковых струй совершенного газа, вытекающих из сопел. В работе [29] приведены результаты расчетов струй при различных условиях истечения. Во всех случаях расчет прекращался прежде, чем скачок уплотнения вызывал осложнения, связанные с нарушением изэнтропического течения. Работа [30] посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию струй, истекающих из звуковых и сверхзвуковых сопел в неподвижный воздух и сверхзвуковые потоки. Метод определения скачка с использованием условий перехода через скачок не применяется. Положение скачка определяется как огибающая точек пересечения характеристик одного типа. Работа Т. Г. Волконской [31] также посвящена численному расчету сверхзвуковой струи совершенного газа методом характеристик. Основное внимание здесь уделено методике расчета „висячего“ скачка уплотнения. Приводится схема расчета точки возникновения ударной волны и точки на ней. В. М. Емельяновым [32] рассмотрены схемы определения параметров в угловой точке при истечении струи в спутный сверхзвуковой поток и на линии раздела двух потоков. Работа Э. А. Ашратова [33] посвящена расчету начального участка перерасширенной струи. В работе [34] рассмотрено течение после „маховского“ отражения ударной волны от оси симметрии, исследовано влияние различных определяющих параметров на структуру нерасчетной сверхзвуковой струи. Работы [36, 37] посвящены истечению сверхзвуковой струи в вакуум.

В настоящей статье рассматривается метод характеристик для расчета сверхзвуковых струй не совершенного газа. Приводятся соотношения для термодинамически равновесного влажного пара. Дано подробное описание расчетных формул элементарных задач.

## Уравнения характеристик и условия на них

Уравнения движения, неразрывности и энергии установившегося течения невязкого нетеплопроводного газа при отсутствии объемного выделения тепла можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \bar{V} \times (\nabla \times \bar{V}) &= \nabla h_0 - T \nabla S, \\ \nabla \cdot (\rho \bar{V}) &= 0, \\ (\bar{V} \cdot \nabla) S &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $V$  — скорость,  $h_0$  — полная энтальпия, соответствующая нулевой скорости,  $T$  — температура,  $S$  — энтропия,  $\rho$  — плотность.

Система (1) для плоского и осесимметричного движений приводится к виду:

$$\left. \begin{aligned} (a^2 - V_r^2) \frac{\partial V_r}{\partial r} - V_r V_z \left( \frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + (a^2 - V_z^2) \frac{\partial V_z}{\partial z} &= \\ &= - \frac{\sigma a^2 V_r}{r}, \\ \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r} &= \Omega, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где для плоских течений  $\sigma = 0$ , для осесимметричных  $\sigma = 1$ ;  $r, z$  — декартовы координаты (в осесимметричном случае течение рассматривается в меридиональной плоскости,  $r = 0$  — ось симметрии);  $V_r$  и  $V_z$  — компоненты скорости соответственно по осям  $r$  и  $z$ ;  $a^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s$ ,  $p$  — давление;  $\Omega$  — вихрь.

$$\Omega = - r^{\sigma} \rho \left( \frac{dh_0}{d\psi} - T \frac{dS}{d\psi} \right).$$

Здесь  $\psi$  — функция тока.

Энтропия и полная энтальпия однозначно зависят от функции  $\psi$ :  $S = S(\psi)$ ,  $h_0 = h_0(\psi)$ . Вдоль линии тока они постоянны и изменяются при переходе от одной линии тока к другой.

Уравнения характеристик системы (2) и условия совместности на них определяются соотношениями:

$$dr = \operatorname{tg}(\theta \pm \alpha) dz, \quad (3)$$

$$d\theta \mp \operatorname{ctg} \alpha \frac{dV}{V} \pm \frac{\sigma \sin \alpha \cdot \sin \theta}{\cos(\theta \pm \alpha)} \frac{dz}{r} \mp \frac{\sin \alpha \cdot \cos \alpha}{a^2} (TdS - dh_0) = 0. \quad (4)$$

Здесь  $\theta$  — угол наклона скорости к оси  $z$ ,  $\alpha$  — угол Маха  $\left( \sin \alpha = \frac{a}{V} \right)$ , верхний (нижний) знак относится к характеристикам первого (второго) семейства.

Введем переменные Элерса:

$$\zeta = \operatorname{tg} \theta, \quad \beta = \operatorname{ctg} \alpha = \sqrt{\frac{V^2}{a^2} - 1}.$$

В новых переменных для характеристик первого и второго семейств получим:

$$dr = \frac{\beta \pm 1}{\beta \mp \zeta} dz, \quad (5)$$

$$d\zeta \pm \frac{\beta(1+\zeta^2)}{\rho V^2} dp \pm \frac{\sigma \zeta(1+\zeta^2)}{r(\beta \mp \zeta)} dz \mp \frac{1}{a^2} \frac{\beta(1+\zeta^2)}{1+\beta^2} (TdS - dh_0) = 0. \quad (6)$$

В дальнейшем нам понадобится выражение для функции тока вдоль характеристик:

$$d\psi = \pm cprV \frac{V(1+\zeta^2)}{\beta \mp \zeta} dz, \quad (7)$$

$c$  — произвольная постоянная.

Запишем окончательно уравнения характеристик разных семейств и условия на них.

Характеристики первого семейства (независимая переменная  $z$ ):

$$\left. \begin{aligned} dr &= m dz, \\ d\zeta + l dp + K dz - L dS + N dh_0 &= 0, \\ d\psi &= Y dz. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Характеристики второго семейства (независимая переменная  $r$ ):

$$\left. \begin{aligned} dz &= \bar{m} dr, \\ d\zeta + l dp + \bar{K} dr - L dS + N dh_0 &= 0, \\ d\psi &= \bar{Y} dr. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Характеристики второго семейства (независимая переменная  $z$ ):

$$\left. \begin{aligned} dr &= n dz, \\ d\zeta - l dp - Q dz + L dS - N dh_0 &= 0, \\ d\psi &= -Z dz. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Характеристики второго семейства (независимая переменная  $r$ ):

$$\left. \begin{aligned} dz &= \bar{n} dr, \\ d\zeta - l dp - \bar{Q} dr + L dS - N dh_0 &= 0, \\ d\psi &= -\bar{Z} dr. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Здесь введены следующие условные обозначения:

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{\beta \zeta + 1}{\beta - \zeta}, \quad \bar{m} = \frac{1}{m} = \frac{\beta - \zeta}{\beta \zeta + 1}, \quad n = \frac{\beta \zeta - 1}{\beta + \zeta}, \\ \bar{n} &= \frac{1}{n} = \frac{\beta + \zeta}{\beta \zeta - 1}, \quad l = \frac{\beta(1+\zeta^2)}{\rho V^2}, \quad K = \frac{\sigma \zeta(1+\zeta^2)}{r(\beta - \zeta)}, \\ \bar{K} &= K \bar{m} = \frac{\sigma \zeta(1+\zeta^2)}{r(\beta \zeta + 1)}, \quad L = \frac{T}{a^2} \frac{\beta(1+\zeta^2)}{1+\beta^2}, \\ N &= \frac{1}{a^2} \frac{\beta(1+\zeta^2)}{1+\beta^2}, \quad Q = \frac{\sigma \zeta(1+\zeta^2)}{r(\beta + \zeta)}, \\ \bar{Q} &= Q \bar{n} = \frac{\sigma \zeta(1+\zeta^2)}{r(\beta \zeta - 1)}, \quad Y = cprV \frac{V(1+\zeta^2)}{\beta - \zeta}, \\ \bar{Y} &= Y \bar{m} = cprV \frac{V(1+\zeta^2)}{\beta \zeta + 1}, \quad Z = cprV \frac{V(1+\zeta^2)}{\beta + \zeta}, \\ \bar{Z} &= Z \bar{n} = cprV \frac{V(1+\zeta^2)}{\beta \zeta - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

При выводе уравнений не делалось каких-либо предположений о совершенности газа. Поэтому для течений реального газа, находящегося в состоянии термодинамического равновесия, останутся справедливыми все вышеизложенные результаты.

Для влажного пара примем, что жидкая фаза находится в мелкодисперсном состоянии и скорости паровой и жидкой фаз одинаковы. Примем также, что термодинамическое равновесие фаз не нарушается, температура и давление следуют уравнению кривой упругости. При этих условиях влажный пар можно рассматривать как некий „псевдогомогенный“ несовершенный газ.

### Термодинамические функции. Соотношения на ударной волне

В случае равновесных течений термодинамическое состояние газа определяется двумя термодинамическими параметрами, например, давлением  $p$  и температурой  $T$ .

Давление и температура равновесной парожидкостной среды связаны однозначной зависимостью. В качестве термодинамических параметров, характеризующих состояние влажного пара, выберем температуру  $T$  и энтропию  $S$ .

Для определения температуры  $T$  в потоке используем уравнение кривой упругости

$$f(p, T) = 0. \quad (13)$$

Скорость звука определяется по формуле [40]:

$$a = v \frac{dp}{dT} \sqrt{\frac{T}{c_v}}, \quad (14)$$

где  $v$  — удельный объем влажного пара,  $c_v$  — изохорная теплоемкость.

$$c_v = c_{vн} + T(S - S_n) \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right).$$

Здесь  $c_{vн}$  — изохорная теплоемкость жидкости на пограничной кривой со стороны двухфазной области.

Условимся величины, относящиеся к нижней пограничной кривой линии насыщения, обозначать индексом „н“, к верхней пограничной кривой — индексом „в“.

Функции  $h$ ,  $p$ ,  $V$  и  $\beta$  определяются с помощью формул:

$$\left. \begin{aligned} h &= T(S - S_n) + h_n, \\ \rho &= \frac{1}{v}, \\ v &= (1-x)v_n + xv_v \text{ или } v = v_n + \frac{x(h_v - h_n)}{T \frac{dp}{dT}}, \\ x &= \frac{h - h_n}{h_v - h_n} \text{ или } x = \frac{S - S_n}{S_v - S_n}, \\ V &= V \sqrt{2(h_0 - h)}, \\ \beta &= \sqrt{\left( \frac{V}{a} \right)^2 - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Здесь  $x$  — степень сухости пара.

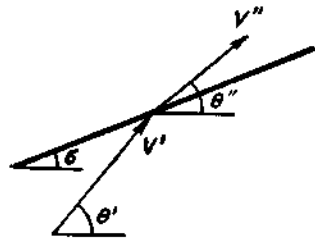


Рис. 1. Схема косого скачка уплотнения.

Параметры на нижней и верхней пограничных кривых являются функциями температуры. Их можно найти, используя таблицы термодинамических свойств влажного пара или соответствующие аналитические зависимости. Например, в случае влажного водяного пара для  $273,15 \leq T \leq 373,15^\circ \text{K}$  необходимые зависимости приведены в [41].

Используя известные уравнения кривой упругости, можно вычис-

лить  $\frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right)$ . Для влажного водяного пара с помощью уравнения, приведенного в [41], получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right) &= 2,303F(T) + \frac{F'(T)}{F(T)}, \\ F(T) &= \frac{3142,305}{(T + 0,01)^2} - \frac{3,561178}{T + 0,01} + 0,0024804, \\ F'(T) &= -\frac{6284,61}{(T + 0,01)^3} + \frac{3,561178}{(T + 0,01)^2}, \\ 273,15 &\leq T \leq 373,15^\circ \text{K}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Рассмотрим условия перехода через косой скачок уплотнения (рис. 1). Используя законы сохранения, можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \rho' V' \sin(\theta' - \delta) &= \rho'' V'' \sin(\theta'' - \delta), \\ \rho' V'^2 \sin^2(\theta' - \delta) + p' &= \rho'' V''^2 \sin^2(\theta'' - \delta) + p'', \\ V' \cos(\theta' - \delta) &= V'' \cos(\theta'' - \delta), \\ h' + \frac{V'^2}{2} &= h'' + \frac{V''^2}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Штрихом обозначены параметры до скачка, двумя штрихами — после скачка,  $\delta$  — угол наклона скачка к оси  $z$ .

В общем случае после несложных преобразований получим:

$$\left. \begin{aligned} V''^2 &= V'^2 \frac{1 + \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^2 \omega'^2}{1 + \omega'^2}, \quad \omega' = \frac{\zeta' - \tau}{1 + \zeta' \tau}, \\ \zeta'' &= \frac{\frac{\rho'}{\rho''} \omega' + \tau}{1 - \frac{\rho'}{\rho''} \omega' \tau}, \\ \Delta_1 &\equiv \rho' V'^2 \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} \left( 1 - \frac{\rho'}{\rho''} \right) + p' - p'' = 0, \\ \Delta_2 &\equiv \frac{V'^2}{2} + h' - \frac{V''^2}{2} - h'' = 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Здесь  $\tau = \text{tg } \delta$ ,  $\omega' = \text{tg}(\theta' - \delta)$ .

Расчет скачков уплотнения во влажном паре рассмотрен в [39]. Также, как в этой книге, примем, что скачок уплотнения происходит с соблюдением фазового равновесия, что паровая фаза термически и калорически совершенна, удельный объем жидкой фазы мал по сравнению с удельным объемом паровой фазы.

Скачковый процесс может заканчиваться как в области влажного пара, так и в области перегретого пара. Область применения того или иного случая определяется по предельному значению степени сухости за скачком  $x'' = 1$ .

В случае влажного пара за скачком вместо (17) можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \frac{V'' \sin(\theta'' - \delta)}{V' \sin(\theta' - \delta)} &= \frac{p'}{p''} \frac{T''}{T'} \frac{x''}{x'}, \\ p'' - p' &= p' V' \sin(\theta' - \delta) [V' \sin(\theta' - \delta) - V'' \sin(\theta'' - \delta)], \\ V \cos(\theta' - \delta) &= V'' \cos(\theta'' - \delta), \\ h'_n + \lambda' x' + \frac{V'^2 \sin^2(\theta' - \delta)}{2} &= h''_n + \lambda'' x'' + \frac{V''^2 \sin^2(\theta'' - \delta)}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Если пар за скачком перегретый, то в первом уравнении надо положить  $x'' = 1$  и вместо последнего уравнения записать:

$$T' - (1 - x') \frac{\lambda'}{c_p} + \frac{V'^2 \sin^2(\theta' - \delta)}{2c_p} = T'' + \frac{V''^2 \sin^2(\theta'' - \delta)}{2c_p}. \quad (20)$$

В этих уравнениях  $\lambda$  — скрытая теплота парообразования,  $c_p$  — удельная теплоемкость пара.

Предположим, что известны параметры потока перед скачком и давление или температура влажного пара за скачком. Необходимо найти наклон скачка к оси  $z$  и параметры потока после него. В этом случае для наклона скачка можно получить из (19):

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{\zeta' - \omega'}{1 + \omega' \zeta'}, \\ \omega' &= \pm \left( \frac{M'^2}{A} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}, \\ A &= \frac{\frac{x'}{k} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{p'}{p''} \frac{T''}{\lambda''} R \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \right]}{1 - \frac{p'}{p''} \frac{T''}{T'} \frac{1}{x' \lambda''} \left[ h'_n - h''_n + \lambda' x' - \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) x' R T' \right]}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь  $R$  — газовая постоянная пара,  $A = M'^2 \sin^2(\theta' - \delta)$ ,  $M' = \frac{V'}{\sqrt{kRT'}}$  — безразмерная скорость,  $k$  — показатель адиабаты паровой фазы.

Параметры после скачка определяются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \zeta'' &= \frac{\zeta' - \nu}{1 + \omega' \zeta'}, \\ \nu &= \frac{1}{\omega'} \frac{\frac{x'}{kM'^2} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right)}{1 - \frac{x'}{kM'^2} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right)}, \\ M'' &= V \sqrt{(M'^2 - A)(1 + \omega'^2)}, \\ \omega'' &= \frac{\tau - \zeta''}{1 + \zeta'' \tau}, \\ V'' &= M'' \sqrt{kRT'}, \quad h'' = h_0 - \frac{V''^2}{2}, \\ x'' &= \frac{h'' - h'_n}{\lambda''}, \\ S'' &= (1 - x'') S''_n + x'' S''_v. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Здесь  $\nu = \lg(\theta' - \theta'')$ ,  $\omega'' = \lg(\theta'' - \delta)$ .

Величины  $\rho''$ ,  $\beta''$  находятся с помощью (14), (15).

Если известны параметры потока влажного пара перед скачком и давление сухого насыщенного или перегретого пара за скачком, то для наклона скачка к оси  $z$  можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{\zeta' - \omega'}{1 + \omega' \zeta'}, \\ \omega' &= \pm \left( \frac{M'^2}{A} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}, \\ A &= \frac{\frac{x'}{k} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \left[ 1 - \frac{p'}{p''} \frac{k-1}{2k} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \right]}{1 - \frac{p'}{p''} \frac{1}{x'} \left[ 1 - (1 - x') \frac{\lambda'}{c_p T'} + \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \frac{k-1}{k} x' \right]}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Величина  $V''$  находится с помощью (22), остальные величины — с помощью следующих соотношений, справедливых для совершенных газов:

$$\left. \begin{aligned} h'' &= h_0 - \frac{V''^2}{2}, \quad T'' = T + \frac{h'' - h_\tau}{c_p}, \\ \rho'' &= \frac{p''}{RT''}, \quad S'' = S_\tau + c_p \ln \frac{T''}{T} - R \ln \frac{p''}{p}, \quad a'' = \sqrt{kRT''}, \\ \beta'' &= \sqrt{\left( \frac{V''}{a''} \right)^2 - 1}, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

где  $h_\tau$  — энтальпия пара при заданной температуре  $T$ ,  $S_\tau$  — энтропия пара при заданных температуре  $T$  и давлении  $p$ .

Предположим теперь, что известны параметры потока влажного пара перед скачком и тангенс угла наклона скачка к оси  $z$ . Необходимо найти параметры потока после скачка. В случае когда за скачком  $x''=1$  (предельное значение), после преобразований получим из (19):

$$\lambda'' - \lambda' x' + (h''_n - h'_n) = \frac{RT'}{2} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \left( x' + \frac{T''}{T'} \cdot \frac{p'}{p''} \right). \quad (25)$$

Из этого уравнения методом подбора находится давление за скачком  $p''$ .

Далее находим величину

$$A_{гр} = \frac{\frac{x'}{k} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right)}{1 - \frac{p'}{p''} \frac{T''}{T'} \frac{1}{x'}}. \quad (26)$$

Если  $A = M'^2 \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} < A_{гр}$ , то за скачком уплотнения пар влажный.

В этом случае величина  $p''$  находится методом подбора из уравнения:

$$M' \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} \frac{\lambda' x' - (h''_n - h'_n)}{x' \lambda''} + \frac{1}{2} \frac{RT'}{\lambda''} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \left[ 2M' \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} - \frac{x'}{kM'} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \right] = \frac{T'}{T''} \cdot \frac{p''}{p'} \left[ M' \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} - \frac{x'}{kM'} \left( \frac{p''}{p'} - 1 \right) \right]. \quad (27)$$

Величины  $\zeta''$ ,  $V''$ ,  $h''$ ,  $S''$  находятся с помощью (22),  $p''$ ,  $\beta''$  — с помощью (14), (15),  $T''$  — с помощью (13).

Если  $A > A_{гр}$ , то за скачком уплотнения пар перегретый. В этом случае для  $p''$  получим:

$$\frac{p''}{p'} = 1 + \frac{k}{k+1} \left( \frac{M'^2}{x'} \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} - 1 \right) + \sqrt{\left( \frac{k}{k+1} \right)^2 \left( \frac{M'^2}{x'} \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} - 1 \right)^2 + \frac{2(kM')^2 \left( \frac{\lambda'}{c_p T'} - 1 \right) \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} (1 - x')}{(k+1) x'^2}}. \quad (28)$$

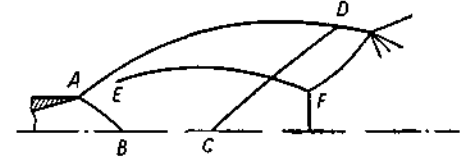
Величины  $\zeta''$ ,  $V''$ ,  $h''$  находятся с помощью (22). Найдем значение температуры после скачка:

$$T'' = T' - (1 - x') \frac{\lambda'}{c_p} + \frac{kRT'}{2c_p} \left[ M'^2 \frac{\omega'^2}{1 + \omega'^2} - M''^2 \frac{\omega''^2}{1 + \omega''^2} \right]. \quad (29)$$

Величины  $p''$ ,  $\beta''$ ,  $S''$  находятся с помощью (24).

## — Уравнения характеристик в конечно-разностной форме

Рассмотрим истечение сверхзвуковой струи из сопла в пространство с пониженным давлением. Возможная схема течения в этом случае на начальном участке осесимметричной струи показана на рис. 2. Внутри струи может возникнуть «висячий» скачок уплотнения  $EF$ , заканчивающийся маховской конфигурацией в точке  $F$ .



Будем рассматривать область струи, ограниченную начальной характеристикой  $AB$ , отрезком оси симметрии  $BC$ , границей струи  $AD$  и некоторой характеристикой  $CD$ .

Рис. 2. Схема истечения осесимметричной сверхзвуковой струи в пространство с пониженным давлением.

При расчете поля течения в такой струе необходимо решать следующие элементарные задачи:

1. Расчет точки в поле течения.
2. Расчет точки в поле течения около оси.
3. Расчет точки в поле течения на оси.
4. Расчет угловой точки.
5. Расчет точки на свободной поверхности.
6. Расчет точки возникновения ударной волны.
7. Расчет точки на ударной волне.

Введем безразмерные параметры:

$$\bar{z} = \frac{z}{r_c}, \quad \bar{r} = \frac{r}{r_c}, \quad \bar{p} = \frac{p}{p_c}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad \bar{V} = \frac{V}{\sqrt{\frac{p_c}{\rho_c}}},$$

$$\bar{a} = \frac{a}{\sqrt{\frac{p_c}{\rho_c}}}, \quad \bar{T} = \frac{TR}{p_c}, \quad \bar{S} = \frac{S}{R}, \quad \bar{h}_0 = \frac{h_0}{p_c},$$

$$\bar{h} = \frac{h}{p_c}, \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda}{p_c}, \quad \bar{c}_v = \frac{c_v}{R}, \quad \bar{c}_p = \frac{c_p}{R}, \quad \bar{\psi} = \frac{\psi}{r_c^2 p_c \sqrt{\frac{p_c}{\rho_c}}}, \quad \bar{R} = 1.$$

Здесь индексом „с“ обозначены параметры на срезе сопла,  $r_c$  — радиус выходного сечения сопла.

Форма вышеприведенных уравнений характеристик и условий на них, соотношений на ударной волне после введения безразмерных параметров не изменяется. Для удобства в дальнейшем черточки будем опускать.

### Задача 1. Расчет точки в поле течения

Рассмотрим задачу об определении параметров в точке 3 (рис. 3), которая является точкой пересечения двух характеристик различных семейств, не лежащих на характеристике одного семейства. Точки 1 и 3 соединяются характеристикой первого, а точки 2 и 3 — характеристикой второго семейства.

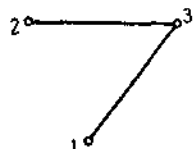


Рис. 3. К расчету точки в поле течения.

Наиболее детально решение такой задачи приводится в [21, 38]. В первой работе уравнения записаны для равновесных безвихревых течений несовершенного газа, во второй — для плоских вихревых течений совершенного газа. Так же, как в этих работах, рассмотрим четыре особых случая, когда углы наклона характеристик к оси  $z$  будут близкими к  $\frac{\pi}{2}$  или же к нулю. В зависимости от углов наклона характеристик первого и второго семейств необходимо пользоваться различной парой систем (8)–(11). Заменяя дифференциальные уравнения конечно-разностными уравнениями, после элементарных преобразований получим уравнения (см. стр. 63).

Здесь  $\angle_{ij}$  — угол наклона характеристики  $ij$  к оси  $z$ ,

$$B = \zeta_1 - \zeta_2 + I_{23}(p_2 - p_1) + L_{13}(S_3 - S_1) + L_{23}(S_3 - S_2) - N_{13}(h_{03} - h_{01}) - N_{23}(h_{03} - h_{02}),$$

$$D = \zeta_1 - I_{13}(p_3 - p_1) + L_{13}(S_3 - S_1) - N_{13}(h_{03} - h_{01}).$$

Функции  $S(\psi)$  и  $h_0(\psi)$  предполагаются известными. Если эти функции заданы в виде таблиц, то значения  $S_3$  и  $h_{03}$  на-

(30)				
1 случай	2 случай	3 случай	4 случай	
$\angle_{13} \cong \frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$ $\angle_{23} \cong 0, \beta\zeta - 1 \cong 0$	$\angle_{13} \cong \frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$ $\angle_{23} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$	$\angle_{13} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$ $\angle_{23} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$	$\angle_{13} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$ $\angle_{23} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$	
$\frac{z_1 - n_{23}\bar{m}_{12}z_2 - \bar{m}_{13}(r_1 - r_2)}{1 - \bar{m}_{13}n_{23}}$	$z_2 + n_{23}(r_1 - r_2)$	$\frac{r_2 - r_1 + m_{12}z_1 - n_{23}z_2}{m_{13} - n_{23}}$	$\frac{z_2 - m_{13}n_{23}z_1 - \bar{n}_{23}(r_3 - r_1)}{1 - m_{13}n_{23}}$	$z_3 =$
$r_2 + n_{23}(z_3 - z_2)$	$\frac{z_2 - z_1 + \bar{m}_{13}r_1 - \bar{n}_{23}r_2}{\bar{m}_{13} - \bar{n}_{23}}$	$r_2 + n_{23}(z_3 - z_2)$	$r_1 + m_{13}(z_3 - z_1)$	$r_3 =$
$p_1 + \frac{1}{I_{13} + I_{23}}[B - \bar{K}_{13}(r_3 - r_1) - Q_{23}(z_3 - z_2)]$	$p_1 + \frac{1}{I_{13} + I_{23}}[B - \bar{K}_{13}(r_3 - r_1) - Q_{23}(r_1 - r_2)]$	$p_1 + \frac{1}{I_{13} + I_{23}}[B - \bar{K}_{13}(z_3 - z_1) - Q_{23}(z_3 - z_2)]$	$p_1 + \frac{1}{I_{13} + I_{23}}[B - \bar{K}_{11}(z_3 - z_1) - Q_{23}(r_3 - r_2)]$	$p_3 =$
$D - \bar{K}_{13}(r_3 - r_1)$	$D - \bar{K}_{13}(r_3 - r_1)$	$D - K_{13}(z_3 - z_1)$		$\zeta_3 =$
$\psi_1 + \bar{Y}_{13}(r_3 - r_1)$		$\psi_1 + Y_{13}(z_3 - z_1)$		$\psi_3 =$
$S_3 = S(\psi_3)$ $h_{03} = h_0(\psi_3)$				



ходятся по найденному  $\psi_3$  квадратичной интерполяцией. Значения  $h_3, T_3, \beta_3, p_3, V_3$  определяются из формул (13), (14), (15) или (24).

В уравнениях (30) индекс  $ij$  при коэффициентах означает, что эти коэффициенты равны среднему арифметическому значений коэффициентов с индексами  $i$  и  $j$ :

$$m_{ij} = \frac{m_i + m_j}{2}, \quad \bar{m}_{ij} = \frac{\bar{m}_i + \bar{m}_j}{2}, \quad n_{ij} = \frac{n_i + n_j}{2} \text{ и т. д.}$$

Системы (30) являются системами нелинейных уравнений относительно неизвестных аргументов. Решение этих систем производится методом последовательных приближений. За первое приближение следует принять  $m_{13} = m_1, m_{23} = m_2, n_{13} = n_1, n_{23} = n_2, \dots, I_{13} = I_1, \dots, \bar{V}_{13} = \bar{V}_1$ .

### Задача 2. Расчет точки в поле течения около оси

Уравнения характеристик в плоскости годографа (6) непосредственно на оси симметрии непригодны, так как содержат неопределенность типа  $\frac{0}{0}$ .

Эту неопределенность можно раскрыть с помощью уравнений неразрывности и Бернулли [38]:

$$\lim_{\substack{\zeta \rightarrow 0 \\ r \rightarrow 0}} \frac{\zeta}{r} = \frac{d\zeta}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{\beta^2}{\rho V^2} \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Подставив это значение в уравнения характеристик, получим предельную форму уравнений при  $\sigma = 1$ :

$$d\zeta \pm \frac{\beta(1+\zeta^2)}{\rho V^2} dp \mp \frac{1}{2} \frac{\beta}{\rho V^2} \frac{\partial p}{\partial z} dz \mp \frac{1}{a^2} \frac{\beta(1+\zeta^2)}{1+\beta^2} (TdS - dh_0) = 0. \quad (31)$$

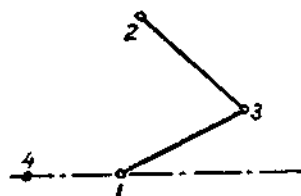


Рис. 4. К расчету точки в поле течения около оси.

При решении этих уравнений в конечно-разностной форме необходимо знание параметров в точке А (рис. 4), чтобы найти производную  $\frac{\partial p}{\partial z} \cong \frac{p_4 - p_1}{z_4 - z_1}$ . Кроме того, параметры течения на оси должны изменяться достаточно плавно.

В данной работе будем использовать метод, применение которого не ограничено подобными условиями. Чтобы избавиться от неопределенностей, умножим соотношения (6) при  $\sigma = 1$  на  $r$  [23]:

$$r d\zeta \pm \frac{\beta r (1+\zeta^2)}{\rho V^2} dp \pm \frac{\zeta (1+\zeta^2)}{\beta \zeta \pm 1} dr \mp \frac{1}{a^2} \frac{\beta r (1+\zeta^2)}{1+\beta^2} (TdS - dh_0) = 0. \quad (32)$$

Использование этого уравнения вдоль характеристики первого семейства (рис. 4) приводит к прежним уравнениям (30), если в них положить:

$$\begin{aligned} \zeta_1 = r_1 = 0, \quad \bar{K} = 0, \\ I_{13} = \frac{I_3}{1 + \frac{1+\zeta_3^2}{1+\beta_3\zeta_3}}, \quad L_{13} = \frac{L_3}{1 + \frac{1+\zeta_3^2}{1+\beta_3\zeta_3}}, \\ N_{13} = \frac{N_3}{1 + \frac{1+\zeta_3^2}{1+\beta_3\zeta_3}}. \end{aligned}$$

### Задача 3. Расчет точки в поле течения на оси

Рассмотрим сначала пересечение характеристики второго семейства с осью (рис. 5, а).

После соответствующих преобразований получим из уравнений (10), (11), (32):

	1 случай $\angle_{23} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$	2 случай $\angle_{23} \cong 0, \beta\zeta - 1 \cong 0$
$z_3 =$	$z_2 - \frac{1}{2} r_2 \left( \frac{\beta_2 + \zeta_2}{\beta_2 \zeta_2 - 1} - \beta_3 \right)$	$z_2 - \frac{r_2}{\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_2 \zeta_2 - 1}{\beta_2 + \zeta_2} - \frac{1}{\beta_3} \right)}$
$r_3 =$	0	
$\zeta_3 =$	0	
$p_3 =$	$p_2 + \frac{1}{I_2} (-Q_2 r_2 - \zeta_2 + E_2)$	$p_2 + \frac{1}{I_2} \left[ Q_2 \frac{r_2^2}{\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_2 \zeta_2 - 1}{\beta_2 + \zeta_2} - \frac{1}{\beta_3} \right)} - \zeta_2 + E_2 \right]$

$$\begin{aligned} S_3 &= S(\psi_3) \\ h_{03} &= h_0(\psi_3) \end{aligned}$$

$$E_2 = L_2(S_3 - S_2) - N_2(h_{03} - h_{02}).$$

Значение  $\psi_3 = \psi_{\text{осн}}$  постоянно и задано.



Рис. 5. а, б. К расчету точки в поле течения на оси.

Пусть теперь с осью пересекается характеристика первого семейства (рис. 5, б). После преобразований уравнений (8), (9), (32) можно записать:

	1 случай $\angle_{13} \cong -\frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$	2 случай $\angle_{13} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$
$z_3 =$	$z_1 - \frac{1}{2} r_1 \left( \frac{\beta_1 - \zeta_1}{\beta_1 \zeta_1 + 1} + \beta_3 \right)$	$z_1 - \frac{r_1}{2 \left( \frac{\beta_1 r_1 + 1}{\beta_1 - \zeta_1} + \frac{1}{\beta_3} \right)}$
$r_3 =$	0	
$\zeta_3 =$	0	
$p_3 =$	$p_1 + \frac{1}{I_1} (\zeta_1 + \bar{K}_1 r_1 + E_1)$	$p_1 + \frac{1}{I_1} \times$ $\times \left[ \zeta_1 + K_1 \frac{r_1^2}{\frac{1}{2} \left( \frac{\beta_1 \zeta_1 + 1}{\beta_1 - \zeta_1} + \frac{1}{\beta_3} \right)} + E_1 \right]$

$$S_3 = S(\psi_3)$$

$$h_{03} = h_0(\psi_3)$$

$$E_1 = L_1(S_3 - S_1) - N_1(h_{03} - h_{01}).$$

#### Задача 4. Расчет угловой точки

При обтекании сверхзвуковым потоком угловой точки А (см. рис. 2) в ее бесконечно малой окрестности реализуется течение Прандтля — Майера.

Для характеристики первого семейства

$$\zeta_3 = \zeta_1 + I_{13}(p_3 - p_1). \quad (34)$$

Для характеристики второго семейства

$$\zeta_3 = \zeta_2 + I_{23}(p_3 - p_2). \quad (36)$$

Характеристика второго (первого) семейства, проходящая через угловую точку, вырождается в точку, а характеристики первого (второго) семейства выходят из этой точки пучком.

При переходе от одной характеристики пучка к другой, лежащей ниже по течению, можно задавать шаг изменения величины  $p$ . Из уравнения (35) или (36) определяется  $\zeta$ . Остальные параметры течения находятся из уравнений (13), (14), (15).

#### Задача 5. Расчет точки на свободной поверхности

Учитывая, что свободная поверхность является линией тока, запишем для нее дифференциальное уравнение:

$$dr = \zeta dz. \quad (37)$$

Для данной задачи необходимо рассмотреть два особых случая, как для пересечения со свободной поверхностью характеристики первого семейства, так и для пересечения характеристики второго семейства. Пусть со свободной поверхностью пересекается характеристика первого семейства (рис. 6, а).

Используя уравнения (8), (9), (37), получим:

	1 случай $\angle_{23} \cong 0, \zeta \cong 0$ $\angle_{13} \cong \frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$	2 случай $\angle_{23} \cong 0, \zeta \cong 0$ $\angle_{13} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$
$z_3 =$	$\frac{z_1 - \zeta_{23} \bar{m}_{13} z_2 - \bar{m}_{13} (r_1 - r_2)}{1 - \zeta_{23} \bar{m}_{13}}$	$\frac{r_2 - r_1 + m_{13} z_1 - \zeta_{23} z_2}{m_{13} - \zeta_{23}}$
$r_3 =$	$r_2 + \zeta_{23} (z_3 - z_2)$	
$\zeta_3 =$	$G_1 - \bar{K}_{13} (r_3 - r_1)$	$G_1 - K_{13} (z_3 - z_1)$
$\psi_3 =$	$\psi_1 + \bar{Y}_{13} (r_3 - r_1)$	$\psi_1 + Y_{13} (z_3 - z_1)$

$$S_3 = S(\psi_3)$$

$$h_{03} = h_0(\psi_3)$$

Здесь

$$G_1 = \zeta_1 - I_{13}(p_3 - p_1) + L_{13}(S_3 - S_1) - N_{13}(h_{03} - h_{01}).$$

На свободной поверхности давление равняется давлению в окружающей струе атмосфере ( $p_3 = p_n$ ).

Значение  $\psi_3 = \psi_{св. пов.}$  постоянно и задано. Вычисляя его по соответствующим формулам и сравнивая с заданным значением, получим ошибку вычисления.

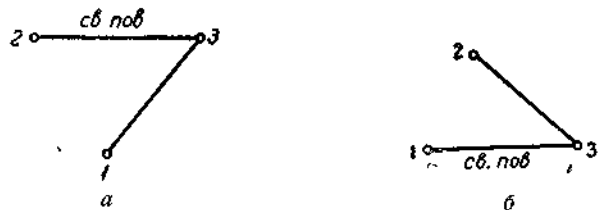


Рис. 6, а, б. К расчету точки на свободной поверхности.

Теперь рассмотрим пересечение характеристики второго семейства со свободной поверхностью (рис. 6, б).

Используя уравнения (10), (11), (37), получим:

	1 случай $\angle_{13} \cong 0, \zeta \cong 0$ $\angle_{23} \cong -\frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$	2 случай $\angle_{13} \cong 0, \zeta \cong 0$ $\angle_{23} \cong 0, \beta\zeta - 1 \cong 0$
$z_3 =$	$\frac{z_2 - \zeta_{13}\bar{n}_{23}z_1 - \bar{n}_{23}(r_2 - r_1)}{1 - \zeta_{13}\bar{n}_{23}}$	$\frac{r_1 - r_2 + n_{23}z_2 - \zeta_{13}z_1}{n_{23} - \zeta_{13}}$
$r_3 =$	$r_1 + \zeta_{13}(z_3 - z_1)$	
$\zeta_3 =$	$G_2 + \bar{Q}_{23}(r_3 - r_2)$	$G_2 + Q_{23}(z_3 - z_2)$
$\psi_3 =$	$\psi_2 - \bar{Z}_{23}(r_3 - r_2)$	$\psi_2 - Z_{23}(z_3 - z_2)$

$$S_3 = S(\psi_3)$$

$$h_{03} = h_0(\psi_3)$$

$$G_2 = \zeta_2 + I_{23}(p_n - p_2) - L_{23}(S_3 - S_2) + N_{23}(h_{03} - h_{02}).$$

Значения  $h_3, T_3, p_3, \beta_3, V_3$  определяются из формул (13), (14), (15) или (24).

**Задача 6. Расчет точки возникновения ударной волны**

Начало скачка, точка E (см. рис. 2), лежит на пересечении последней характеристики второго семейства (первого семейства веера волн разрежения, исходящего из угловой точки, с характеристикой второго (первого) семейства, отраженной от свободной поверхности.

Рассмотрим сначала пересечение характеристик второго семейства (рис. 7, а). В точках 1, 3, 5 последней характеристики веера волн разрежения и в точках 2, 4, 6 отраженной характеристики параметры известны. Если  $r_2 > r_1, r_4 > r_3$ , но  $r_6 < r_5$ , то характеристики пересекаются, и в точке пересечения возникает ударная волна.

При определении координат точки возникновения ударной волны рассмотрим три особых случая. Используя уравнения (10), (11), получим:

	1 случай $\angle_{35} = \angle_{46} \cong 0,$ $\beta\zeta - 1 \cong 0$	2 случай $\angle_{35} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0$ $\angle_{46} \cong 0, \beta\zeta - 1 \cong 0$	3 случай $\angle_{35} = \angle_{46} \cong \frac{\pi}{2},$ $\beta + \zeta \cong 0$
$z_7 =$	$\frac{r_3 - r_4 - n_{35}z_3 + n_{46}z_4}{n_{46} - n_{35}}$	$z_3 + \bar{n}_{35}(r_7 - r_3)$	$z_3 + \bar{n}_{35}(r_7 - r_3)$
$r_7 =$	$r_3 + n_{35}(z_7 - z_3)$	$\frac{r_1 - \bar{n}_{35}n_{46}r_3 - n_{46}(z_4 - z_3)}{1 - \bar{n}_{35}n_{46}}$	$\frac{\bar{n}_{46}r_4 - \bar{n}_{35}r_3 + z_3 - z_4}{\bar{n}_{46} - \bar{n}_{35}}$

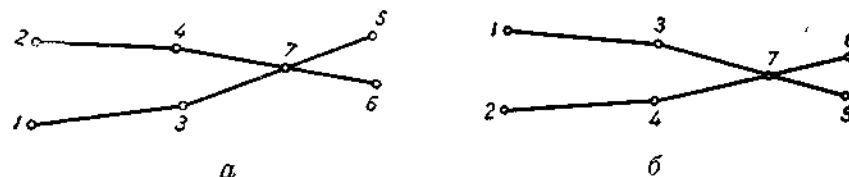


Рис. 7, а, б. К расчету точки возникновения ударной волны.

Пусть теперь пересекаются характеристики первого семейства (рис. 7, б). Формулы для определения координат точки возникновения ударной волны, полученные из уравнений (8), (9), имеют вид:

	1 случай $\angle_{35} = \angle_{46} \cong 0,$ $\beta\zeta + 1 \cong 0$	2 случай $\angle_{35} \cong -\frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$ $\angle_{46} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$	3 случай $\angle_{35} = \angle_{46} \cong -\frac{\pi}{2},$ $\beta - \zeta \cong 0$
$z_7 =$	$\frac{r_4 - r_3 + m_{35}z_3 - m_{46}z_4}{m_{35} - m_{46}}$	$z_3 + \bar{m}_{35}(r_7 - r_3)$	$z_3 + \bar{m}_{35}(r_7 - r_3)$
$r_7 =$	$r_3 + m_{35}(z_7 - z_3)$	$\frac{r_4 - \bar{m}_{35}m_{46}r_3 - m_{46}(z_4 - z_3)}{1 - \bar{m}_{35}m_{46}}$	$\frac{\bar{m}_{46}r_4 - \bar{m}_{35}r_3 + z_3 - z_4}{\bar{m}_{46} - \bar{m}_{35}}$

Параметры в точке 7 со стороны области I (до скачка уплотнения)  $T_7, \zeta_7, \psi_7, S_7, h_{07}$  находятся квадратичной интерполяцией по точкам 1, 3, 5. Остальные параметры определяются из формул (13), (14), (15). Температура со стороны области II (за скачком уплотнения)  $T_7$  находится квадратичной интерполяцией по точкам 2, 4, 6.

Для определения тангенса угла наклона скачка к оси  $z$  и параметров потока за скачком уплотнения воспользуемся уравнениями (21), (22), (14), (15).

#### Задача 7. Расчет точки на ударной волне

Дифференциальное уравнение ударной волны:

$$dr = \tau dz. \quad (42)$$

Рассмотрим два особых случая, как для пересечения с ударной волной характеристики первого семейства, так и для пересечения характеристики второго семейства. Пусть с ударной волной пересекается характеристика первого семейства (рис. 8, а). Алгоритм определения искомых параметров в точке 4 ударной волны аналогичен описанному в [31] и заключается в следующем. Продолжаем характеристику 9I в область II, игнорируя наличие разрыва. Из точки 2, используя параметры со стороны области I, проводим характеристику второго семейства до пересечения ее в точке 3 с характеристикой первого семейства, выходящей из точки 1 (см. задачу 1). Далее находим координаты точки 4. Формулы для определения координат, полученные из уравнений (8), (9), (42), имеют вид:

	1 случай $\angle_{24} \cong 0, \tau \cong 0$ $\angle_{14} \cong \frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \cong 0$	2 случай $\angle_{24} \cong 0, \tau \cong 0$ $\angle_{14} \cong 0, \beta\zeta + 1 \cong 0$	
$z_4 =$	$\frac{z_1 - \tau_{24} \bar{m}_{14} z_2 - \bar{m}_{14} (r_1 - r_2)}{1 - \tau_{24} \bar{m}_{14}}$	$\frac{r_2 - r_1 + m_{14} z_1 - \tau_{24} z_2}{m_{14} - \tau_{24}}$	(43)
$r_4 =$	$r_2 + \tau_{24} (z_4 - z_2)$		

В уравнениях (43) в первом приближении полагаем  $\tau_{24} = \tau_2$ .

Параметры потока в точке 4 со стороны области I найдем квадратичной интерполяцией по точкам 9, 1, 3. Для определения параметров потока в точке 4 со стороны области II воспользуемся уравнениями (25)–(29).

Из точки 4, используя параметры со стороны области II, проводим характеристику второго семейства до пересечения

ее в точке 5 с характеристикой первого семейства (см. задачу 1). В первом приближении при определении координат можно положить:  $m_{25} = m_{26}, \bar{m}_{25} = \bar{m}_{26}$ . Параметры в точке 5 находятся квадратичной интерполяцией по точкам 2, 6, 7.

Определив параметры в точке 5, проверяем, обращается ли с заданной точностью левая часть уравнения характеристики второго семейства 45 в нуль, т. е. выполняется ли условие

$$|\Phi| \leq \varepsilon, \quad (44)$$

где

$$\Phi = \begin{cases} \zeta_5 - \zeta_4 - I_{45}(p_5 - p_4) - Q_{45}(z_5 - z_4) + L_{45}(S_5 - S_4) - \\ - N_{45}(h_{05} - h_{04}), \text{ если } \angle_{45} \cong 0, \beta\zeta - 1 \cong 0, \\ \zeta_5 - \zeta_4 - I_{45}(p_5 - p_4) - \bar{Q}_{45}(r_5 - r_4) + L_{45}(S_5 - S_4) - \\ - N_{45}(h_{05} - h_{04}), \text{ если } \angle_{45} \cong \frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \cong 0, \end{cases}$$

$\varepsilon$  — наибольшая допустимая ошибка вычислений.

Если это условие не выполняется, то, положив  $\tau_4 = \tau_2 - \Delta\tau$ , проводим новый расчет. Последующие значения  $\tau_4$  можно выбирать по формуле:

$$\tau_4^{(i+1)} = \tau_4^{(i-1)} - \Phi^{(i-1)} \frac{\tau_4^{(i)} - \tau_4^{(i-1)}}{\Phi^{(i)} - \Phi^{(i-1)}}. \quad (45)$$

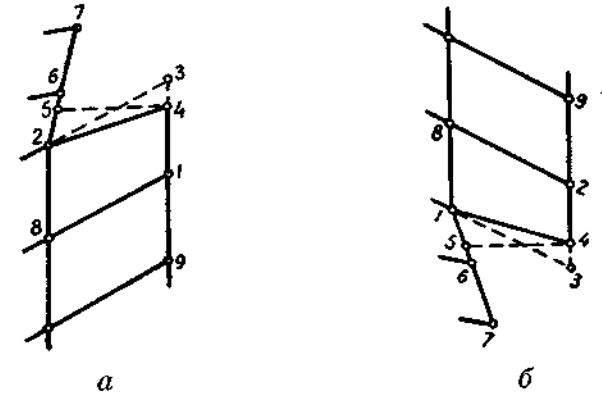


Рис. 8, а, б. К расчету точки на ударной волне.

Пусть теперь с ударной волной пересекается характеристика второго семейства (рис. 8, б). Алгоритм определения искомых параметров в точке 4 аналогичен вышеописанному. Для координат в данном случае с помощью уравнений (10), (11), (12) получим:

	1 случай $\angle_{14} \approx 0, \tau \approx 0$ $\angle_{24} \approx -\frac{\pi}{2}, \beta + \zeta \approx 0$	2 случай $\angle_{14} \approx 0, \tau \approx 0$ $\angle_{24} \approx 0, \beta - \zeta - 1 \approx 0$
$z_4 =$	$\frac{z_2 - \tau_{14} \bar{n}_{24} z_1 - \bar{n}_{24} (r_2 - r_1)}{1 - \tau_{14} \bar{n}_{24}}$	$\frac{r_1 - r_2 + \bar{n}_{24} z_2 - \tau_{14} z_1}{\bar{n}_{24} - \tau_{14}}$
$r_4 =$	$r_1 + \tau_{14} (z_4 - z_1)$	

(46)

Для характеристики первого семейства 45 запишем:

$$\Phi \equiv \begin{cases} \zeta_5 - \zeta_4 + I_{45} (p_5 - p_4) + K_{45} (z_5 - z_4) - L_{45} (S_5 - S_4) + \\ + N_{45} (h_{05} - h_{04}), \text{ если } \angle_{45} \approx 0, \beta \zeta + 1 \approx 0, \\ \zeta_5 - \zeta_4 + I_{45} (p_5 - p_4) + \bar{K}_{45} (r_5 - r_4) - L_{45} (S_5 - S_4) + \\ + N_{45} (h_{05} - h_{04}), \text{ если } \angle_{45} \approx -\frac{\pi}{2}, \beta - \zeta \approx 0. \end{cases}$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волконская Т. Г., Павлов Б. М., Попов Н. Н. Расчет процесса сжатия в поршневых установках. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. IV, М., изд-во МГУ, 1965.
2. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. — В кн.: „Вычислительные методы в гидродинамике“, М., „Мир“, 1967.
3. Ричардсон Д. Дж. Метод характеристик для решения уравнений гидродинамики двумерных неустановившихся течений. — В кн.: „Вычислительные методы в гидродинамике“, М., „Мир“, 1967.
4. Чушкин П. И. Метод характеристик для пространственных сверхзвуковых течений. М., ВЦ АН СССР, 1968.
5. Кацкова О. Н., Шмыглевский Ю. Д. Осесимметричное сверхзвуковое течение свободно расширяющегося газа с плоской переходной поверхностью. — В сб.: „Вычислительная математика“, № 2, М., изд-во АН СССР, 1957.
6. Кацкова О. Н., Шмыглевский Ю. Д. Таблицы параметров осесимметричного сверхзвукового течения свободно расширяющегося газа с плоской переходной поверхностью. М., изд-во АН СССР, 1962.
7. Кацкова О. Н. Об осесимметричном свободном расширении реального газа. „Ж. вычисл. матем. и матем. физ.“, № 2, 1961, 1.
8. Реслер Е. Л. Характеристики и скорость звука в неизэнтропических течениях газа с неравновесными термодинамическими состояниями. — В сб.: „Механика“, № 3, М., ИЛ, 1958.
9. Купцов В. М. Метод характеристик для равновесных осесимметричных течений реального газа. ИАН СССР, ОТН, „Механика и машиностроение“, № 2, 1960.
10. Кацкова О. Н. Расчет кольцевых сверхзвуковых сопел и диффузоров. — В сб.: „Вычислительная математика“, № 3, М., изд-во АН СССР, 1958.
11. Элерс Ф. Э. Метод характеристик для изэнтропических сверхзвуковых течений, приспособленный к быстродействующим вычислительным машинам. — В сб.: „Механика“, № 1, М., ИЛ, 1960.

12. Чушкин П. И. Затупленные тела простой формы в сверхзвуковом потоке газа. „Прикл. матем. и мех.“, 1960, т. XXIV, в. 5.
13. Кацкова О. Н., Наумова И. Л., Шмыглевский Ю. Д., Шулишина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., ВЦ АН СССР, 1961.
14. Чушкин П. И., Шулишина Н. П. Таблицы сверхзвукового течения около затупленных конусов. М., ВЦ АН СССР, 1961.
15. Росляков Г. С., Дроздова Н. В. Численный расчет обтекания ступенчатого конуса. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. II, М., изд-во МГУ, 1963.
16. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сandomирская И. Д. Метод характеристик для расчета двумерных вихревых течений равновесного и совершенного газа. — В сб.: „Вычислительные методы и программирование“, вып. VII, М., изд-во МГУ, 1967.
17. Кацкова О. Н., Крайко А. Н. Расчет осесимметричных изэнтропических течений реального газа. „Ж. вычисл. матем. и матем. физ.“, № 1, 1962, II.
18. Пирумов У. Г., Рубцов В. А., Суворова В. Н. Расчет осесимметричных сопел с учетом равновесных физико-химических превращений. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. II, М., изд-во МГУ, 1963.
19. Кацкова О. Н. Расчет равновесных течений газа в сверхзвуковых соплах. М., ВЦ АН СССР, 1964.
20. Наумова И. Н. Расчет сверхзвуковых равновесных течений воздуха. „Ж. вычисл. матем. и матем. физ.“, 1963, № 5, III.
21. Наумова И. Н. Метод характеристик для равновесных течений несовершенного газа. М., ВЦ АН СССР, 1964.
22. Кацкова О. Н., Крайко А. Н. Расчет плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений при наличии необратимых процессов. „Ж. прикл. мех. и техн. физ.“, 1963, № 4.
23. Кацкова О. Н., Крайко А. Н. Расчет плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений при наличии необратимых процессов. М., ВЦ АН СССР, 1964.
24. Дубинская Н. В., Гжеляк Р. А., Игонина И. В. Расчет течения Прандтля—Майера с учетом неравновесной диссоциации воздуха. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. IV, М., изд-во МГУ, 1965.
25. Гжеляк Р. А., Дубинская Н. В. Применение метода характеристик к расчету неравновесного обтекания затупленных конусов сверхзвуковым потоком воздуха. — В сб.: „Вычислительные методы и программирование“, вып. VII, М., изд-во МГУ, 1967.
26. Верешака Л. П., Галюн Н. С., Крайко А. Н., Стернин Л. Е. Результаты расчета методом характеристик течения газа с частицами в осесимметричных соплах и сравнение с результатами одномерного приближения. ИАН СССР, „Механика жидкости и газа“, 1968, № 3.
27. Росляков Г. С., Теленин Г. Ф. Обзор работ по расчету стационарных осесимметричных течений газа, выполненных в вычислительном центре МГУ. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. II, М., изд-во МГУ, 1963.
28. Росляков Г. С., Теленин Г. Ф. Обзор работ по численному исследованию внешних и внутренних задач аэродинамики, выполненных в Московском университете. — В сб.: „Вычислительные методы и программирование“, вып. XI, М., изд-во МГУ, 1968.
29. Wand C. J. and Peterson J. B. Spreading of supersonic jets from axially symmetric nozzles. Jet Propulsion, May, 1958, v. 28, № 5.
30. Eugene S. Love, Carl E. Gridsby, Loise P. Lee and Mildred J. Woodling. Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. NASA, Technical R — 6, 1959.
31. Волконская Т. Г. Расчет сверхзвуковых осесимметричных

струй. — В сб.: „Численные методы в газовой динамике“, вып. II. М., изд-во МГУ, 1963.

32. Емельянов В. М. Расчет осесимметричной сверхзвуковой струи, истекающей в слутный сверхзвуковой поток или покоящуюся среду. „Инженерный журнал“, т. 5, в. 3, 1965.

33. Ашратов Э. А. Расчет осесимметричной струи, вытекающей из сопла при давлении в струе, меньшем давления в окружающей среде. ИАН СССР, „Механика жидкости и газа“, 1966, № 1.

34. Ашратов Э. А., Волконская Т. Г., Дьяконов Ю. Н., Усков В. И. Исследование сверхзвуковых струй идеального газа. Аннотации докладов II Респуб. конфер. по аэрогидромеханике, теплообмену и массообмену. Киев, 1969.

35. Камзолов В. Н., Пирумов У. Г. Расчетное исследование сверхзвуковой струи, истекающей из отверстия с плоскими стенками. „Ж. прикл. мех. и техн. физ.“, 1967, № 2.

36. Юшенкова Н. И. Исследование структуры осесимметричной струи в вакууме. — В кн.: „Проблемы энергетики“, изд-во АН СССР, 1959.

37. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Истечение сверхзвуковой струи в вакуум. — В сб.: „Вычислительные методы и программирование“, вып. VII. М., изд-во МГУ, 1967.

38. Рахматуллин Х. А., Сагомоян А. Я., Бунимович А. И., Зверев И. Н. Газовая динамика. М., „Высшая школа“, 1965.

39. Лейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., „Энергия“, 1968.

40. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков. Л., „Энергия“, 1967.

41. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Машгиз, 1958.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ПАРОВОГО ПОТОКА, ИСТЕКАЮЩЕГО ИЗ СОПЛА ЭЖЕКТОРА В ВАКУУМ

Н. Н. Лисаков, А. Б. Цейтлин, Ф. Ф. Зенин

Пароэжекторные насосы, использовавшиеся ранее в основном для откачки конденсаторов паровых турбин, в последние годы нашли широкое применение в промышленности и технике для откачки металлургических, химических и различного рода физических установок, где требуется создание вакуума порядка  $10^{-2}$  мм рт. ст.

Следует отметить, что если для пароэжекторных насосов, работающих в области давлений выше 1 мм рт. ст., физика проходящих процессов в ступени насоса достаточно изучена [1, 2, 3] и существующие методы расчета [4, 5, 6] дают хорошие совпадения результатов расчета с опытом, то для насосов, работающих в области давлений  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  мм рт. ст., физика проходящих процессов изучена недостаточно, а существующие методы расчета не дают совпадения результатов расчета с опытом.

В настоящей статье описываются результаты исследования с помощью оптического метода общей картины истечения

парового потока из сопла в вакуум при работе сопла на влажном, сухом насыщенном и перегретом паре.

## Экспериментальная установка и методика исследований

Исследования процессов, происходящих при течении пара в сверхзвуковом сопле вакуумного эжектора, проводились на первой ступени 5-ступенчатой экспериментальной установки производительностью 1000 л/сек при давлении  $2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.

Метод исследования заключался в визуализации потока при различных режимах течения пара в сопле с регистрацией проходящих процессов на киноплёнку. С этой целью на первой ступени насоса было установлено стеклянное расширяющееся осесимметричное сопло Лавала размерами:

критический диаметр сопла  $d_{кр} = 2,5$  мм;

диаметр выходного сечения  $d_{вых} = 54$  мм;

угол конусности сопла  $\alpha = 19^\circ$ .

В приемной камере первой ступени было сделано смотровое окно и установлена лампа-подсветка (рис. 1). Устройство приемной камеры позволяло вести одновременно визуальные наблюдения и киносъемку процесса. Наблюдение и регистрация процессов осуществлялись с момента пуска пара в сопло до установления стационарной картины процесса. При этом одновременно фиксировались температура пара на входе в сопло и температура стенки сопла вблизи критического сечения, а также изменения остаточного давления в ступени насоса. Исследования проводились при работе сопла на влажном, сухом насыщенном и перегретом паре. При этом давление пара во всех опытах поддерживалось постоянным и равным 0,7 атм.

## Результаты исследований

### Истечение влажного пара

При подаче в сопло влажного пара со степенью сухости  $X = 0,65$  наблюдается образование вблизи критического сечения капелек жидкости, которые на расстоянии 25—30 мм

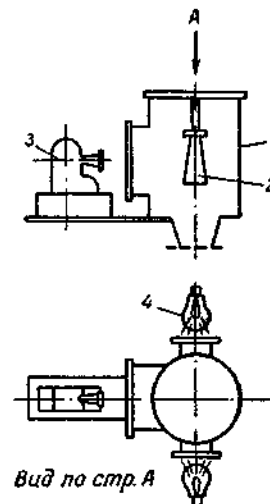


Рис. 1. Схема приемной камеры первой ступени экспериментальной пароэжекторной установки:

1 — камера; 2 — сопло; 3 — кинокамера; 4 — лампа-подсветка.

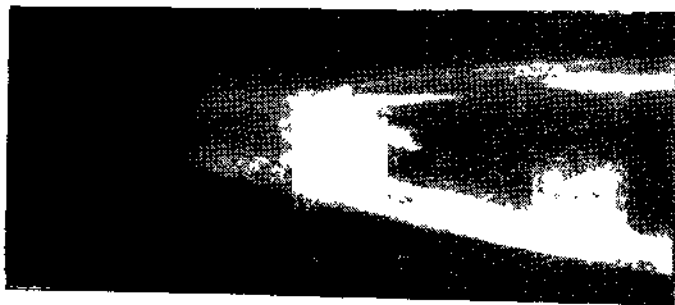


Рис. 2. Кинокадр, соответствующий моменту пуска влажного пара в сопло.

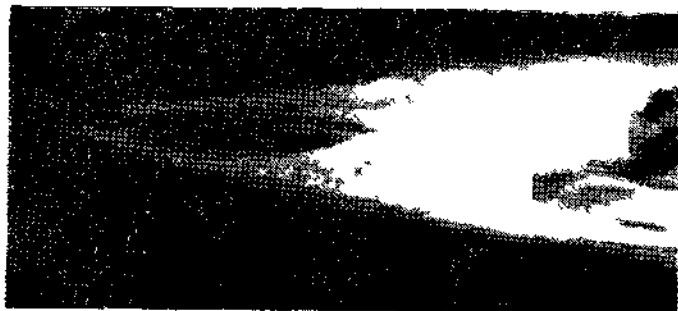


Рис. 3. Кинокадр, снятый через 5 минут после пуска влажного пара в сопло.



Рис. 4. Кинокадр, снятый через 25 минут после пуска влажного пара в сопло.

от критического сечения превращаются в кристаллики льда. Кристаллизация происходит как в объеме, так и на стенках сопла, быстро охватывая значительную часть потока на длине приблизительно 50—60 мм вдоль оси сопла. Картина потока с видимой областью кристаллизации в момент начала истечения влажного пара из сопла, снятая на киноленту, приведена на рис. 2.

Сразу же после пуска пара температура стенки сопла вблизи критического сечения равнялась  $30^{\circ}\text{C}$ . В дальнейшем с течением времени область кристаллизации охватывает все большую часть сопла. Через 1 минуту после пуска пара область кристаллизации охватывает уже около  $2/3$  длины сопла. Через 5 минут область кристаллизации распространяется на всю длину сопла (рис. 3). При этом наблюдается непрерывный унос кристаллов льда с потоком, испарение льда, образование новых кристаллов в объеме и на стенке сопла.

Иногда масса льда оказывается как бы взвешенной в потоке, охватывая некоторую область и за выходным сечением сопла (рис. 4).

Кинокадры на рис. 3 и 4 соответствуют картине установившегося процесса истечения влажного пара через сопло, которая не изменяется со временем работы сопла. Температура стенки сопла вблизи критического сечения через 25 минут после пуска влажного пара в сопле достигает  $80^{\circ}\text{C}$  и в дальнейшем колеблется в пределах  $75\text{--}80^{\circ}\text{C}$ . Остаточное давление при этом достигается порядка  $2,5 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. и колеблется до  $8 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст. Колебания остаточного давления наблюдаются в те моменты, когда происходят изменения картины кристаллизации пара в сопле: срывы кристаллов льда потоком, образование новых кристаллов.

#### Истечение сухого насыщенного пара

Картина истечения сухого насыщенного пара в первый момент после пуска его в сопло подобна картине истечения влажного пара (см. рис. 2—4).

Однако уже через 1—1,5 часа область кристаллизации начинает уменьшаться, смещаясь в сторону критического сечения, и в дальнейшем картина процесса практически не изменяется (рис. 5).

Температура стенки сопла, как и при работе на влажном паре, изменяется от 30 до  $80^{\circ}\text{C}$ . Однако колебания температуры уменьшаются до  $2\text{--}3^{\circ}\text{C}$ . Достижимый уровень остаточных давлений при работе на сухом насыщенном паре снижается до  $\sim 10^{-2}$  мм рт. ст. Однако давление продолжает колебаться от  $3 \cdot 10^{-2}$  до  $8 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. Колебание давлений также связано с изменениями в картине кристаллизации влаги в сопле, как и в случае истечения влажного пара.



Рис. 5. Кинокадр, снятый через 1,5 часа после пуска сухого насыщенного пара в сопло (установившийся процесс истечения)

### Истечение перегретого пара

При пуске перегретого пара в сопло в первый момент картина истечения оказывается подобной картине истечения влажного и сухого насыщенного пара. В момент пуска температура пара равна  $142^{\circ}\text{C}$ , а температура стенки сопла вблизи критического сечения —  $68^{\circ}\text{C}$ .

Сразу же после пуска пара остаточное давление в ступени снижается до  $2,5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. и колеблется до  $6 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. В дальнейшем область кристаллизации начинает сокращаться. Через 20 минут после пуска она уменьшается почти вдвое. При этом температура пара повышается до  $175^{\circ}\text{C}$ , а температура стенки сопла до  $105^{\circ}\text{C}$ . Остаточное давление в ступени снижается до  $2 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., но колеблется в пределах 2—3 делений по шкале прибора ВТ-2. Область кристаллизации продолжает сокращаться и, наконец, сопло очищается полностью от кристаллов льда. Температура пара достигает рабочей температуры  $190^{\circ}\text{C}$ , соответствующей перегреву  $76^{\circ}\text{C}$ , а температура стенки сопла —  $127^{\circ}\text{C}$ . Колебания температуры стенки сопла не наблюдаются. Остаточное давление снижается до  $1,5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. и поддерживается стабильно.

При установившейся работе сопла периодически наблюдается вынос в него из паропровода жидких капелек с паровым потоком. Однако капельки мгновенно испаряются, не образуя кристаллов льда.

### Выводы

Выявленная картина спонтанного образования льда при течении влажного и сухого насыщенного пара в сверхзвуковом сопле явилась в известной мере неожиданной. Имевшиеся

до сего времени сведения о работе сопла ограничивались представлениями о возникновении скачков конденсации с пересыщением пара и выпадением тумана. При этом не высказывались предположения о возможности образования льда в сверхзвуковом потоке в сопле и тем более о возможности почти полного его перекрытия. Выявленная картина процесса течения влажного и сухого насыщенного пара в связи с этим является новой и представляет несомненный теоретический и практический интерес. Описанные явления характерны для истечения пара в вакуум с переходом потока через тройную точку и поэтому никогда не наблюдались при высоких давлениях пара в потоке.

Обнаруженные явления позволяют объяснить неустойчивую работу эжекторной ступени на влажном и сухом насыщенном паре. Образование льда в сопле существенно изменяет структуру и параметры потока: загромождается сечение сопла, возникают скачки уплотнения при обтекании массы льда, скорость потока из сверхзвуковой может переходить в дозвуковую. Сопло не работает в нормальном режиме.

Следует отметить, что существующие методы расчета и конструирования парозежекторных насосов базируются на истечении из сопла сухого насыщенного или влажного пара. В связи с полученными результатами может быть сделан вывод о принципиальной невозможности применения этих методов к расчету истечения влажного или сухого насыщенного водяного пара из сверхзвуковых расширяющихся сопел в вакуум (давление ниже 1 мм рт. ст.).

Отсутствие образования льда в сопле при истечении перегретого пара в вакуум (давление ниже 1 мм рт. ст.) позволяет сделать вывод о необходимости рассчитывать вакуумные эжекторы с учетом работы на перегретом паре. При этом, как установлено, достаточной является степень перегрева порядка  $50\text{—}80^{\circ}\text{C}$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Циклаури Г. В. Исследование конфузорных течений влажного пара в суживающихся и расширяющихся осесимметричных соплах. Диссертация, М., МЭИ, 1964.
2. Дейч М. Е., Степанчук В. Ф. Экспериментальное и теоретическое исследование скачков конденсации. Доклады научно-технической конференции. МЭИ, М., 1965.
3. Салганов Г. А. Исследование волновой структуры потока влажного пара. Диссертация, М., МЭИ, 1965.
4. Рамм В. М. Пароструйные вакуум-эжекторные установки. М., Госхимиздат, 1949.
5. Соколов Е. А., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М., Госэнергоиздат, 1960.
6. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М., "Энергия", 1965.



# НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ДВУСЛОЙНОГО АНИЗОТРОПНОГО СВОДА

В. В. Субботин

В работах [1], [2], [3] рассматривался вопрос об изгибе анизотропных пластин и однослойного свода под влиянием температур. Однако в настоящее время в различных конструкциях все более широко используются многослойные панели и своды. В работе получено решение задачи о нестационарном температурном поле в бесконечном двуслойном своде. Решение может быть использовано для оценки температуры в различных конструктивных элементах, имеющих форму цилиндрического свода, и, в частности, в соответствующих элементах вакуумных устройств.

Задача сводится к решению уравнения

$$\rho c \frac{\partial t_i(r, \varphi, \tau)}{\partial \tau} = \lambda_r^{(i)} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial t_i(r, \varphi, \tau)}{\partial r} + \frac{\partial^2 t_i(r, \varphi, \tau)}{\partial r^2} \right) + \lambda_\varphi^{(i)} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t_i(r, \varphi, \tau)}{\partial \varphi^2} \quad (1)$$

$$(i = 1, 2); (0 \leq \tau < \infty, \\ R_1 \leq r \leq R_2, 0 \leq \varphi \leq \alpha)$$

при следующих условиях:

$$\begin{aligned} t_1(R_1, \varphi, \tau) &= T_B, \\ t_i(r, 0, \tau) &= t_i(r, \alpha, \tau) = T_B, \\ t_2(R_2, \varphi, \tau) &= T_H, \quad t_i(r, \\ \varphi, 0) &= f_i(r, \varphi), \quad (i = 1, 2), \end{aligned} \quad (2)$$

где коэффициенты теплопроводности  $\lambda_r^{(i)}$ ,  $\lambda_\varphi^{(i)}$  и температуры окружающих сред  $T_1$ ,  $T_2$  — величины постоянные,  $t_i(r, \varphi, \tau)$  —

Рис. 1. Расчетная схема.

температура в любой точке свода.

Представив решения  $t_i(r, \varphi, \tau)$  как

$$t_i(r, \varphi, \tau) = T_i(r, \varphi) + v_i(r, \varphi, \tau), \quad (3)$$

получим две системы уравнений:

$$k_{11}^{(i)} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial T_i(r, \varphi)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i(r, \varphi)}{\partial r^2} \right) + \frac{k_{22}^{(i)}}{r^2} \frac{\partial^2 T_i(r, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (4)$$

(при  $i = 1$ :  $R_1 \leq r \leq R_c$ ,  $0 \leq \varphi \leq \alpha$ , при  $i = 2$ :  $R_c \leq r \leq R_2$ ,  $0 \leq \varphi \leq \alpha$ ), где  $k_{11}^{(i)} = \frac{\lambda_r^{(i)}}{c\rho}$ ;  $k_{22}^{(i)} = \frac{\lambda_\varphi^{(i)}}{c\rho}$  — коэффициенты теплопроводности

$$T_1(R_1, \varphi) = T_B; \quad T_i(r, 0) = T_i(r, \alpha) = T_B; \quad T_2(R_2, \varphi) = T_H, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \vartheta_i(r, \varphi, \tau)}{\partial \tau} = k_{11}^{(i)} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta_i(r, \varphi, \tau)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta_i(r, \varphi, \tau)}{\partial r^2} \right) + k_{22}^{(i)} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vartheta_i(r, \varphi, \tau)}{\partial \varphi^2}, \quad (6)$$

$$(0 \leq \tau < \infty, R_1 \leq r \leq R_2, 0 \leq \varphi \leq \alpha)$$

$$\vartheta_i(r, \varphi, 0) = f_i(r, \varphi) - T_i(r, \varphi) = u_i(r, \varphi),$$

$$\vartheta_1(R_1, \varphi, \tau) = 0, \quad \vartheta_i(r, 0, \tau) = 0, \quad (7)$$

$$\vartheta_2(R_2, \varphi, \tau) = 0, \quad \vartheta_i(r, \alpha, \tau) = 0.$$

Решая (4) — (5), найдем выражения  $T_1(r, \varphi)$  и  $T_2(r, \varphi)$  для каждого слоя:

$$T_1(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n^{(1)} r^{\nu_n s_1} \left[ 1 - \left( \frac{R_1}{r} \right)^{2\nu_n s_1} \right] \sin \nu_n \varphi + T_B, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} T_2(r, \varphi) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n^{(2)} r^{\nu_n s_2} \left[ 1 - \left( \frac{R_2}{r} \right)^{2\nu_n s_2} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{4(T_H - T_B)}{\pi n} \left( \frac{R_2}{r} \right)^{\nu_n s_2} \right\} \sin \nu_n \varphi + T_B, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\nu_n = \frac{n\pi}{\alpha}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad s_i = \sqrt{\frac{k_{22}^{(i)}}{k_{11}^{(i)}}}, \quad (i = 1, 2);$$

$A_n^{(1)}$ ,  $A_n^{(2)}$  — пока еще не определенные коэффициенты.

Полагаем, что рассматриваемое тело имеет в каждой точке две поверхности тепловой симметрии и оси  $r$ ,  $\varphi$  являются главными осями проводимости. Поэтому условия теплового контакта слоев свода имеют вид:

$$t_1(R_c, \varphi) = t_2(R_c, \varphi); \quad \lambda_r^{(1)} \frac{\partial t_1}{\partial r} = \lambda_r^{(2)} \frac{\partial t_2}{\partial r}. \quad (10)$$

Используя эти условия, получим выражения для коэффициентов  $A_n^{(1)}$  и  $A_n^{(2)}$ :

$$A_n^{(1)} = \frac{4(T_H - T_B)}{\pi n} R_2^{\nu_n s_2} \left\{ \frac{R_c^{\nu_n (s_1 - s_2)} [\lambda_r^{(2)} s_2 - \lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_2} - R_2^{2\nu_n s_2}) (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1 - \lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1]}{\lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_2} - R_2^{2\nu_n s_2}) (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1 - \lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1} + 1 \right\}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} A_n^{(2)} &= 4 \frac{(T_H - T_B)}{\pi n} \cdot \frac{R_2^{\nu_n s_2} [\lambda_r^{(2)} s_2 - \lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1] \times}{\lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_2} - R_2^{2\nu_n s_2}) (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1 - \lambda_r^{(1)} (R_c^{2\nu_n s_1} + R_1^{2\nu_n s_1}) s_1} \times \\ &\quad \times (R_c^{2\nu_n s_1} - R_1^{2\nu_n s_1}), \end{aligned} \quad (12)$$

Решая (6) — (7), получим выражения  $\vartheta_1(r, \varphi, \tau)$  и  $\vartheta_2(r, \varphi, \tau)$ :

Е. Г. Шешуков, В. М. Фомин

$$\vartheta_1(r, \varphi, \tau) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{ni}^{(1)} Z_m(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi \cdot e^{-\lambda_{ni}^2 k_{11}^{(1)} \tau}, \quad (13)$$

$$\vartheta_2(r, \varphi, \tau) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{ni}^{(2)} Z_k(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi \cdot e^{-\lambda_{ni}^2 k_{11}^{(2)} \tau}, \quad (14)$$

где

$$Z_m(\lambda_{ni} r) = J_m(\lambda_{ni} r) Y_m(\lambda_{ni} R_1) - J_m(\lambda_{ni} R_1) Y_m(\lambda_{ni} r), \\ Z_k(\lambda_{ni} r) = J_k(\lambda_{ni} r) Y_k(\lambda_{ni} R_2) - J_k(\lambda_{ni} R_2) Y_k(\lambda_{ni} r),$$

$J_m(x)$ ,  $Y_m(x)$ ,  $Y_k(x)$ ,  $J_k(x)$  — функции Бесселя первого и второго рода действительного аргумента,  $m = \nu_n s_1$ ,  $k = \nu_n s_2$ .

Постоянные  $C_{ni}^{(1)}$  и  $C_{ni}^{(2)}$  являются коэффициентами Фурье разложения функций  $u_i(r, \varphi)$ , ( $i = 1, 2$ ) — в двойной ряд по собственным функциям  $Z_m(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi$  и  $Z_k(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi$ , соответственно, и определяются по формулам:

$$C_{ni}^{(1)} = \frac{2}{a} \cdot \frac{\int_0^a \int_0^c u_1(r, \varphi) \cdot Z_m(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi \cdot r dr d\varphi}{R_c^2 [Z'_m(\lambda_{ni} R_c)]^2 - R_1^2 [Z'_m(\lambda_{ni} R_1)]^2}, \\ Z'_p(\lambda_{ni} r) = \frac{dZ_p(\lambda_{ni} r)}{d(\lambda_{ni} r)}, \quad (15)$$

$$C_{ni}^{(2)} = \frac{2}{a} \cdot \frac{\int_0^a \int_0^c u_2(r, \varphi) \cdot Z_k(\lambda_{ni} r) \sin \nu_n \varphi \cdot r dr d\varphi}{R_2^2 [Z'_k(\lambda_{ni} R_2)]^2 - R_c^2 [Z'_k(\lambda_{ni} R_c)]^2}.$$

Для каждого фиксированного  $n$  величины  $\lambda_{ni}$ , ( $i = 1, 2, \dots$ ) являются корнями трансцендентного характеристического уравнения:

$$\lambda_r^{(2)} \times [J_m(\lambda_n R_c) Y_m(\lambda_n R_1) - J_m(\lambda_n R_1) Y_m(\lambda_n R_c)] [J'_k(\lambda_n R_c) Y_k(\lambda_n R_2) - \\ - J_k(\lambda_n R_2) Y'_k(\lambda_n R_c)] = \lambda_r^{(1)} [J_k(\lambda_n R_c) Y_k(\lambda_n R_2) - \\ - J_k(\lambda_n R_2) Y_k(\lambda_n R_c)] \cdot [J'_m(\lambda_n R_c) Y_m(\lambda_n R_1) - J_m(\lambda_n R_1) Y'_m(\lambda_n R_c)]. \quad (16)$$

Это уравнение получаем из условий на стыке (10). Используя методику решения задачи для двуслойного свода, можно получить решение для  $n$ -слойного свода.

Положив в (13) и (14)  $\tau = \infty$ , получим стационарное распределение температуры в двуслойном своде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян С. А., Дургарьян С. М. Некоторые нестационарные температурные задачи для ортотропной пластинки. Изв. АН СССР ОИИ, Механика и машиностроение, № 3, 1962.
2. Уздалев А. И. Некоторые задачи термоупругости анизотропного тела. Изд. Саратовского ун-та, 1967.
3. Bert Charles W. Analysis of Nonhomogeneous Polarorthotropic Circular Disks of Varying Thickness. Eng. Experim. Stat. Bull. Ohio State Univ. 31, № 2, 1962.

В данной работе — нелинейные уравнения, описывающие фильтрацию жидкости, не подчиняющуюся линейному закону Дарси, сведены к линейным. Рассмотрены частные случаи нелинейного закона, когда система уравнений движения переходит в систему Коши — Римана. Дано решение одной краевой задачи. Полученные результаты могут найти применение при исследовании двухфазных течений. Некоторые подобные результаты были получены ранее проф. С. Н. Нумеровым, но не опубликованы в печати.

#### Метод решения задач теории фильтрации при нелинейном законе определенного вида

Рассмотрим установившееся движение грунтовых вод под гидротехническими сооружениями, когда закон фильтрации записан в виде, предложенном С. А. Христиановичем [1],

$$\text{grad } H = - \frac{\Phi(w)}{w} \vec{w},$$

или

$$\frac{\partial H}{\partial x} = - \frac{\Phi(w)}{w} u, \quad \frac{\partial H}{\partial y} = - \frac{\Phi(w)}{w} v, \quad (w = \sqrt{u^2 + v^2}), \quad (1.1)$$

где  $H$  — напор,  $w$  — скорость фильтрации,  $\Phi(w)$  — гидравлический уклон,  $x$  и  $y$  — независимые координаты.

Считая жидкость несжимаемой, уравнение неразрывности запишем в виде

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (1.2)$$

Уравнения (1.1) и (1.2) образуют замкнутую систему уравнений для нахождения  $H$ ,  $u$  и  $v$ .

Введем в рассмотрение функцию тока  $\psi$  формулами

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (1.3)$$

Тогда

$$\frac{\partial H}{\partial x} = - \frac{\Phi(w)}{w} \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (1.4) \\ \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\Phi(w)}{w} \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Эта система уравнений нелинейна.

Переходя к новым независимым переменным  $w$  и  $\theta$  ( $\theta$  — угол наклона вектора скорости к оси  $x$ ), получим линейную систему уравнений<sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H}{\partial w} &= \frac{\Phi(w)}{w^2} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial H}{\partial \theta} &= -\frac{\Phi^2(w)}{w} \frac{d\Phi(w)}{dw} \frac{\partial \psi}{\partial w}.\end{aligned}\quad (1.5)$$

Полученная система уравнений оказывается аналогичной системе уравнений С. А. Чаплыгина в газовой динамике [3], и для ее решения могут быть использованы методы газовой динамики (см., напр., [4]).

Система (1.5) может быть преобразована к симметричному виду:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H}{\partial s} &= V\bar{T} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial H}{\partial \theta} &= -V\bar{T} \frac{\partial \psi}{\partial s},\end{aligned}\quad (1.6)$$

где

$$ds = \sqrt{\frac{w}{\Phi} \frac{d\Phi}{dw} \frac{dw}{w}}, \quad (1.7)$$

$$V\bar{T} = \frac{\Phi}{w \sqrt{\frac{w}{\Phi} \frac{d\Phi}{dw}}}. \quad (1.8)$$

Зная решение системы (1.6), переход к физической области течения осуществляется по формуле

$$dz = dx + i dy = \frac{e^{i\theta}}{w} \left[ -\frac{w}{\Phi(w)} dH + i d\psi \right]. \quad (1.9)$$

Рассмотрим некоторые нелинейные законы фильтрации, при которых система уравнений (1.6) может быть приведена к системе Коши — Римана.

а) Пусть  $V\bar{T} = k^{-1} = \text{const.}$  Тогда из (1.1) и (1.8) видно, что этот случай соответствует законам фильтрации вида

$$|\nabla H| = \Phi = \frac{w}{k \sqrt{1 + \left(\frac{w}{m}\right)^2}} \quad (0 \leq w < \infty) \quad (1.10)$$

и

$$|\nabla H| = \Phi = \frac{w}{k \sqrt{1 - \left(\frac{w}{m}\right)^2}} \quad (0 \leq w < m). \quad (1.11)$$

<sup>1</sup> Впервые такой подход к задачам нелинейной фильтрации был применен Ф. Энгелундом [2].

Произвольные постоянные  $k$  и  $m$  имеют размерность скорости.

Заметим, что закон фильтрации (1.11) был впервые рассмотрен В. В. Соколовским [5]. При  $m = \infty$  получаем обычный линейный закон фильтрации.

Если вместо  $H$  ввести функцию  $\varphi = -k(H - H_0)$ , где  $H_0$  — постоянная, то уравнения движения (1.6) перейдут в следующие:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi}{\partial s} &= -\frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} &= \frac{\partial \psi}{\partial s},\end{aligned}\quad (1.12)$$

причем

$$s = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{1 \pm \left(\frac{w}{m}\right)^2} - 1}{\sqrt{1 \pm \left(\frac{w}{m}\right)^2} + 1} \right| + s_0, \quad (1.13)$$

где  $s_0$  — постоянная, а знаки  $+$  и  $-$  соответствуют законам фильтрации (1.10) и (1.11).

б) Пусть  $V\bar{T} = (As + B)^2$ , где  $A$  и  $B$  — некоторые постоянные. Закон фильтрации, соответствующий этому случаю, будем искать в параметрической форме:  $\Phi = \Phi(s)$ ,  $w = w(s)$ . Для нахождения этих зависимостей служат уравнения (1.7) и (1.8), которые приведем к виду, удобному для расчета:

$$V\bar{T} \cdot \frac{1}{\Phi} + \frac{d\left(\frac{1}{w}\right)}{ds} = 0, \quad (1.14)$$

$$\frac{1}{w} + V\bar{T} \cdot \frac{d\left(\frac{1}{\Phi}\right)}{ds} = 0.$$

Решением этой системы при  $V\bar{T} = (As + B)^2$  будут функции

$$\Phi = \frac{As + B}{C_1 e^{-s} + C_2 e^s}, \quad (1.15)$$

$$w = [C_1(As + B + A)e^{-s} - C_2(As + B - A)e^s]^{-1}, \quad (1.16)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — произвольные постоянные интегрирования.

При  $A = 0$ , исключая из (1.15) и (1.16) переменную  $s$ , получаем закон фильтрации для ранее рассмотренного случая  $V\bar{T} = \text{const.}$

Систему уравнений (1.6) приведем к виду

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( \sqrt{T} \frac{\partial \psi}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sqrt{T} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (1.18)$$

где  $\varphi = -H$ .

Если вместо  $\psi$  ввести функцию  $\bar{\Psi} = \bar{\Psi}_0 + \sqrt[4]{T}\psi$ , где  $\bar{\Psi}_0$  — постоянная (не уменьшая общности, можно положить  $\bar{\Psi}_0 = 0$ ), то (1.18) переходит в уравнение

$$\frac{\Delta \bar{\Psi}}{\bar{\Psi} - \bar{\Psi}_0} = \frac{\Delta \sqrt[4]{T}}{\sqrt[4]{T}}. \quad (1.19)$$

Так как в нашем случае  $\sqrt[4]{T} = As + B$ , то

$$\Delta \bar{\Psi} = 0. \quad (1.20)$$

Введем в рассмотрение функцию  $\bar{\Phi}$ , сопряженную с  $\bar{\Psi}$ , т. е. удовлетворяющую соотношениям

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial s} = -\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \theta} = \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial s}. \quad (1.21)$$

Связь между  $\varphi$  и  $\bar{\Phi}$ ,  $\bar{\Psi}$  осуществляется формулой

$$d\varphi = (As + B) d\bar{\Phi} - A\bar{\Psi} d\theta. \quad (1.22)$$

Для данного случая формула перехода к физической области течения в комплексном виде будет:

$$dz = dx + i dy = e^{i\theta} \left\{ \frac{(As + B) d\bar{\Phi} - A\bar{\Psi} d\theta}{\bar{\Phi}} + \frac{i}{\omega} \left[ \frac{d\bar{\Psi}}{As + B} - \frac{A\bar{\Psi}}{(As + B)^2} \right] \right\}. \quad (1.23)$$

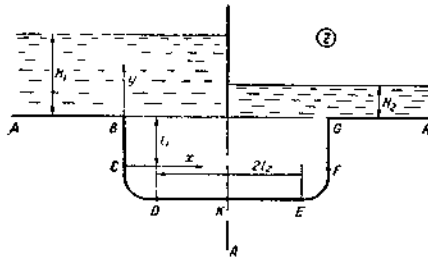


Рис. 1. Физическая область фильтрации.

ка  $DE$  и двух участков  $CD$  и  $EF$  постоянной скорости  $w_*$  ( $AB$  и  $GA$  — соответственно нижний и верхний бьефы)<sup>1</sup>. Ввиду симметрии течения будем рассматривать только левую часть области фильтрации.

<sup>1</sup> В случае линейного закона Дарси данная задача была рассмотрена в работе [6].

Область изменения комплексной переменной  $s - i\theta$  представляет собой полуполосу (рис. 2). Соответствующие точки на рисунках обозначены одинаковыми буквами. Величина  $s_*$  — значение функции  $s$  при  $w = w_*$ ,  $s_B$  и  $s_K$  — значение  $s$  в точках  $B$  и  $K$ .

С помощью функции

$$s - i\theta = -\frac{i}{2} \arcsin \left[ 1 + 2 \frac{\xi - d}{d - c} \right] + s_* + \frac{\pi i}{4} \quad (2.1)$$

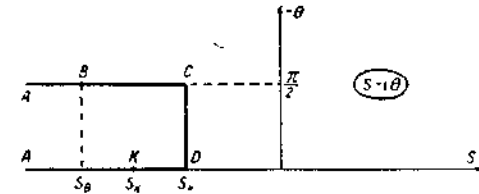


Рис. 2. Область изменения переменного  $s - i\theta$ .

произведем отображение полуполосы на нижнюю полуплоскость (рис. 3). Параметры  $c$  и  $d$  связаны с  $s_B$  и  $s_K$  по формулам

$$s_B = s_* - \frac{1}{2} \ln |b + \sqrt{b^2 - 1}|,$$

$$s_K = s_* - \frac{1}{2} \ln |k_0 + \sqrt{k_0^2 - 1}|,$$

где

$$b = 1 + 2 \frac{1+d}{c-d}, \quad k_0 = 1 - 2 \frac{1-d}{c-d}.$$

В нижней полуплоскости переменного  $\xi$  по граничным условиям

$$\bar{\Phi} = \bar{\Phi}_B \text{ при } \xi < -1,$$

$$\bar{\Psi} = 0 \text{ при } -1 < \xi < +1,$$

$$\bar{\Phi} = 0 \text{ при } \xi > 1,$$

решая смешанную краевую задачу, находим аналитическую функцию  $\bar{\Phi} + i\bar{\Psi}$ :

$$\bar{\Phi} + i\bar{\Psi} = -\frac{\bar{\Phi}_B}{\pi} \arcsin \zeta + \frac{1}{2} \bar{\Phi}_B. \quad (2.2)$$

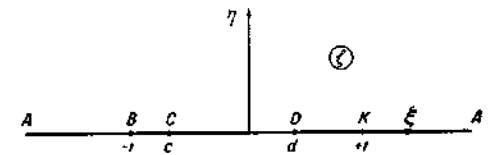


Рис. 3. Область изменения переменного  $\xi$ .

Исключая переменное  $\zeta$  из (2.1) и (2.2), получаем формулу, дающую решение нашей задачи:

$$s - i\theta = -\frac{i}{2} \arcsin \left\{ 1 - \frac{2}{d-c} \left[ \sin \frac{\pi}{\Phi_B} \left( \bar{\Phi} - \frac{1}{2} \bar{\Phi}_B + i\bar{\Psi} \right) + d \right] \right\} + s_* + \frac{\pi i}{4}. \quad (2.3)$$

Теперь обратимся к уравнениям (1.23) и (1.15) и учитывая, что вдоль подземного контура  $\bar{\Psi} = 0$ , представим его следующим образом

$$dz = dx + i dy = e^{i\theta} [c_1 e^{-s(\bar{\Phi})} + c_2 e^{s(\bar{\Phi})}] d\bar{\Phi}. \quad (2.4)$$

Отсюда для геометрических размеров области фильтрации  $l_1$  и  $l_2$  ( $\theta = -\frac{\pi}{2}$  на  $BC$  и  $\theta = 0$  на  $DK$ ) имеем

$$l_1 = - \int_{\bar{\Phi}_C}^{\bar{\Phi}_B} [C_1 e^{-s(\bar{\Phi})} + C_2 e^{s(\bar{\Phi})}] d\bar{\Phi}, \quad (2.5)$$

$$l_2 = \int_{\bar{\Phi}_D}^0 [C_1 e^{-s(\bar{\Phi})} + C_2 e^{s(\bar{\Phi})}] d\bar{\Phi}. \quad (2.6)$$

Входящие сюда параметры  $\bar{\Phi}_C$  и  $\bar{\Phi}_D$  определяются по формулам:

$$\bar{\Phi}_C = -\frac{\bar{\Phi}_B}{\pi} \arcsin c + \frac{1}{2} \bar{\Phi}_B,$$

$$\bar{\Phi}_D = -\frac{\bar{\Phi}_B}{\pi} \arcsin d + \frac{1}{2} \bar{\Phi}_B.$$

Уравнение контура  $CD$  постоянной скорости получим из (2.4) при  $s = s_*$ , изменяя  $\bar{\Phi}$  от  $\bar{\Phi}_C$  до  $\bar{\Phi}_D$ :

$$\begin{aligned} x &= (C_1 e^{-s_*} + C_2 e^{s_*}) \int_{\bar{\Phi}_C}^{\bar{\Phi}} \cos \theta(\bar{\Phi}) d\bar{\Phi}, \\ y &= (C_1 e^{-s_*} + C_2 e^{s_*}) \int_{\bar{\Phi}_C}^{\bar{\Phi}} \sin \theta(\bar{\Phi}) d\bar{\Phi}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

В решение данного примера входят три параметра  $\bar{\Phi}_B$ ,  $c$ ,  $d$ , для нахождения которых имеем два уравнения (2.5) и (2.6).

Третье уравнение найдем, воспользовавшись формулами (1.22), (2.1) и (2.2). Откуда имеем

$$\bar{\Phi}_B = -\frac{\pi}{2} \frac{H_1 - H_2}{\int_{-1}^{+1} \left\{ A \left[ -\frac{i}{2} \arcsin \left( 1 + 2 \frac{\xi - d}{d - c} \right) + s_* + \frac{\pi i}{4} \right] + B \right\} \frac{d\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}}}. \quad (2.8)$$

При проведении числовых расчетов удобнее задаваться параметрами  $-1 < c < d$  и  $c < d < +1$ . Тогда из (2.8) находится  $\bar{\Phi}_B$ , а по формулам (2.5) и (2.6) геометрические размеры подземного контура  $l_1$  и  $l_2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Христианович С. А. Движение грунтовых вод, не следующее закону Дарси. ПММ, т. IV, вып. 1, 1940.
2. Englund F. On the laminar and turbulent flows of ground water through homogeneous sands. Trans. of the Danish Academy of Technical Sciences, 1953, № 3, p. 3-105.
3. Чаплыгин С. А. О газовых струях. Собр. соч., т. II, 1948.
4. Домбровский Г. А. Метод аппроксимации адиабаты в теории плоских течений газа. М., «Наука», 1964.
5. Соколовский В. В. О нелинейной фильтрации грунтовых вод. ПММ, т. XIII, вып. 5, 1949.
6. Кочина И. Н., Полубаринова-Кочина П. Я. О применении плавных контуров основания гидротехнических сооружений. ПММ, т. XVI, вып. 1, 1952.

## СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ РАБОЧИХ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА С ПОМОЩЬЮ ПАРОМАСЛЯНЫХ НАСОСОВ

М. Л. Алашкевич, В. И. Мириманова, Г. С. Карнович

Несмотря на то, что в последние годы для создания высокого вакуума находят все большее применение электрофизические, сорбционные и криогенные методы откачки, интерес к использованию для этой цели паромасляных насосов не только не ослабевает, а наоборот — усиливается.

Это обусловлено прежде всего простотой конструкции этих насосов, а также надежностью работы и относительно дешевой эксплуатацией. Комплекс этих преимуществ паромасляных насосов привлекает внимание исследователей и практиков к пароструйным насосам и при решении проблемы создания сверхвысокого вакуума.

Известно, что степень достигаемого вакуума при помощи паромасляных диффузионных насосов в хорошо отработанной системе зависит от упругости пара рабочей жидкости и продуктов ее термического разложения, проникающих в откачиваемый объем.

В зарубежной практике наиболее широкое применение нашли сверхвысоковакуумные жидкости на основе полифениловых эфиров (конвалекс-10, монсанто — OS-124, сантовак-5, сантовак-6 и др.), а также кремнийорганические (силиконовые) соединения (ДС-705, ДС-704, MS-705, SO-66 и др.). Применяются также жидкости на основе нефтяных продуктов (диффелен-ультра, апиэзон С и др.).

Полифениловые эфиры общей формулы



обладают исключительно термической стойкостью и низкой упругостью пара.

Так, например, пятикольчатый эфир ( $n=3$ ) имеет температуру термического разложения порядка  $440-450^\circ C$  [1, 2] и обладает упругостью пара при  $20^\circ C$  порядка  $10^{-14}$  мм рт. ст. [3].

Оказалось, что для получения сверхвысокого вакуума пригодны эфиры весьма высокой степени очистки, причем с метанизомерами получается более глубокий вакуум, чем со смесями изомеров [3].

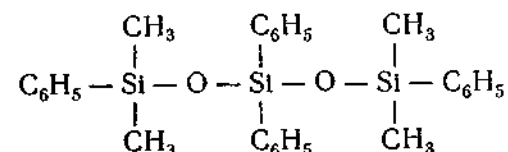
Полифениловые эфиры по сравнению с другими рабочими жидкостями обладают малой скоростью обратного потока ( $3 \cdot 10^{-9}$  мг/см<sup>2</sup>·мин) в откачиваемый объем [4].

Следует иметь в виду, что применение сверхвысоковакуумных рабочих жидкостей на основе полифениловых эфиров требует повышенных мощностей подогрева кипятильника насоса.

Кремнийорганические (силиконовые) жидкости по термической стабильности уступают полифениловым эфирам, однако за ними остается преимущество по термоокислительной стойкости. Так, например, жидкость SO-66 (фирма „Лейбольд“, ФРГ), по данным фирмы [5], позволяет достигать предельного вакуума низкого значения за одно и то же время даже после 500 напусков воздуха в систему с работающим насосом.

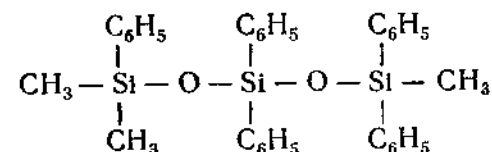
Из кремнийорганических жидкостей наиболее широкое распространение за рубежом получили полифенилметилсилоксаны ДС-704 и ДС-705 (фирма „Dow Corning“, США).

Жидкость ДС-704 представляет собой тетрафенилтетраметилтрисилоксан [6], который имеет следующую структуру:



Эта жидкость имеет упругость пара  $8 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. при  $20^\circ C$ . Применение этой жидкости позволяет получать вакуум порядка  $10^{-8}$  мм рт. ст. без средств глубокого охлаждения.

Жидкость ДС-705 [7] является пентафенилтриметилсилоксаном [6] следующей структуры:



Обладая низкой упругостью пара (при  $20^\circ C$  до  $2 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст.) эта жидкость применяется для получения вакуума порядка  $10^{-9}$  мм рт. ст. без средств глубокого охлаждения.

Следует отметить, что для достижения более низких давлений в системах с масляной откачкой не обязательно охлаждать ловушку жидким азотом, а вполне достаточно умерен-

ное охлаждение. Так, например, при охлаждении ловушки лишь до  $-40^{\circ}\text{C}$  на ДС-704 был получен предельный вакуум  $5 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. [8].

Одним из важных условий получения сверхвысокого вакуума в системах с масляной откачкой является отсутствие загрязнений в рабочих жидкостях. По литературным данным [9], одна миллионная доля определенного типа загрязнений существенно изменяет эффективную упругость пара рабочей жидкости и тем самым может намного повысить значение предельного вакуума.

Не менее важным условием является эффективная очистка рабочих жидкостей от примесей и загрязнений непосредственно в самом насосе. Было установлено [10], что в модифицированных насосах с хорошей эффективностью очистки возможно получать вакуум порядка  $2 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. с применением лишь водоохлаждаемых ловушек. Рабочими жидкостями этих насосов служат сверхвысоковакуумные масла ДС-705 и конвалекс-10.

Значительную роль в создании сверхвысокого вакуума в системах масляной откачки и в поддержании его на длительный период играют различного рода маслоотражатели и ловушки, которые препятствуют вылету масла в откачиваемый объем. В качестве примера можно указать на работу Толми [11], который проводил исследования по изучению состава остаточных газов в сверхвысоковакуумной системе, состоящей из двух (основного и вспомогательного) паромасляных диффузионных насосов, работающих на силиконовой жидкости ДС-705.

Над основным насосом монтировались две шевронные ловушки, одна из которых, прифланцованная к насосу, охлаждалась водой, а другая могла охлаждаться до умеренно низких температур порядка  $-40^{\circ}\text{C}$ . Такая комбинация ловушек не только создавала дополнительный антимиграционный барьер для проникновения масла на сторону высокого вакуума, но и давала возможность проводить обезгаживание прогревом высоковакуумной части аппаратуры при водяном охлаждении ловушки, прифланцованной к основному насосу. Тем самым значительно уменьшалась вероятность загрязнения системы во время прогрева.

Итак, для достижения давления в системе менее  $1 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. необходимо после предварительной тренировки рабочей жидкости в насосах (около недели) провести обезгаживание прогревом высоковакуумной части, включая и верхнюю ловушку, в течение 32 часов при температуре  $200^{\circ}\text{C}$ .

Сочетая длительную тренировку рабочей жидкости в насосах с прогревом данной системы (в общей сложности 4 дня при температуре  $200^{\circ}\text{C}$ ), можно получить "безмасляный" вакуум, который удерживается в течение 11 дней после

охлаждения системы, а затем в спектре остаточных газов появляется единственный пик углеводорода, относящийся к бензолу (масса 78), имеющий парциальное давление не более  $5 \cdot 10^{-12}$  мм рт. ст.

Таким образом, применение сверхвысоковакуумных рабочих жидкостей в насосе позволяет в хорошо оттренированных системах получать вакуум  $10^{-8} - 10^{-10}$  мм рт. ст. с применением лишь водоохлаждающих ловушек и  $10^{-10} - 10^{-11}$  мм рт. ст. с применением средств глубокого охлаждения. Как показано многочисленными исследователями, достигнутый вакуум в системах удерживается продолжительное время (от 10 дней до нескольких недель).

Получение сверхвысокого вакуума с помощью органических рабочих жидкостей уже вышло из рамок лабораторных исследований.

В настоящее время за рубежом применение в паромасляных диффузионных насосах в качестве рабочих жидкостей полифениловых эфиров и силиконов типа ДС-705 считается одним из технических способов создания сверхвысокого вакуума.

Это подтверждается также и тем, что зарубежные фирмы по производству вакуумного оборудования за последние годы стали поставлять пароструйные насосы в комплекте со сверхвысоковакуумными рабочими жидкостями, гарантируя достижение насосами сверхвысокого вакуума.

Вот несколько примеров.

Западногерманская фирма „Лейбольд“ [12] поставляет паромасляные диффузионные насосы в сверхвысоковакуумном исполнении с любой из указанных в таблице жидкостью, обеспечивающей соответствующий предельный вакуум.

Таблица

Масло	Предельный вакуум в мм рт. ст. в ловушке, охлаждаемой		Упругость пара при $29^{\circ}\text{C}$ в мм рт. ст.
	водой	жидким азотом	
Диффел-н-ультра . . .	$2 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$
ДС-704 . . . . .	$2 \cdot 10^{-8}$	меньше, чем $4 \cdot 10^{-11}$ *	$2,3 \cdot 10^{-8}$
ДС-705 . . . . .	$8 \cdot 10^{-10}$		$3,4 \cdot 10^{-10}$
Конвалекс-10 . . . . .	$3 \cdot 10^{-9}$	неизвестно	$2,0 \cdot 10^{-10}$

Английская фирма „Эдвардс“ комплектует свои насосы наряду с высоковакуумными жидкостями — нефтяными и силиконовыми (ДС-702), а также и сверхвысоковакуумными — ДС-704 и ДС-705. Указывается, что при использовании жид-

\*) Эти данные вызывают сомнения.

кости ДС-705 фирма гарантирует получение поставляемыми насосами разрежения  $5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст.

Американская фирма „консолидейтед вакуум корпорейшн“ [14] рекомендует использовать свои насосы с сверхвысоковакуумными рабочими жидкостями конвалекс-10, ДС-705, конвойл-20, на которых диффузионные насосы фирмы достигают разреженности до  $10^{-9}$  мм рт. ст. без охлаждения ловушек до низких температур и около  $10^{-10}$  мм рт. ст. при охлаждении ловушек жидким азотом.

Немецкая фирма „Гераус“ (Heraeus) [15] для получения на поставляемых фирмой насосах сверхвысокого вакуума рекомендует применять нефтяное сверхвысоковакуумное масло кат. № 66310, на котором при температуре ловушки  $+15^{\circ}\text{C}$  достигается разреженность  $2 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст., а при температуре ловушки  $-35^{\circ}\text{C}$  и  $-196^{\circ}\text{C}$  давление можно понизить до  $6 \cdot 10^{-10}$  и  $2 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. соответственно.

Среди отечественных сверхвысоковакуумных рабочих жидкостей можно назвать: масло ВМ-5 — узкую фракцию нефтяного масла, полифениловый эфир 5Ф4Э (ПФЭ) и находящуюся в стадии разработки жидкость ФМ-1, на основе кремний-органических соединений, являющуюся аналогом жидкости ДС-705.

Масло ВМ-5 выпускается промышленностью. Оно обеспечивает получение предельного вакуума  $10^{-8}$  мм рт. ст. без охлаждения ловушки жидким азотом. Это масло хорошо известно. Оно нашло широкое применение в вакуумной технике. Использование его вместо высоковакуумного масла ВМ-1 (аналогичного происхождения) позволяет не только получать более глубокий вакуум при соответствующих условиях подготовки системы, но и достигать высокого вакуума за более короткое время. Кроме того, следует подчеркнуть, что спектр остаточных газов в случае применения масла ВМ-5 взамен ВМ-1 содержит меньше углеводородов как по составу, так и по их относительному содержанию.

Проведенные исследования и испытания ряда партий жидкости 5Ф4Э, полученных в процессе освоения промышленного производства, показали:

1. Упругость пара жидкости лежит в пределах  $10^{-10}$ — $10^{-12}$  мм рт. ст.
2. Вязкость при  $50^{\circ}\text{C}$  — 128—135 сст.
3. Температура застывания  $+4$ — $+5^{\circ}\text{C}$ .
4. В системах на металлическом уплотнении (алюминиевые кольца), состоящих из технологического колпака, маслоотражателя и ловушки, насосом Н-1С-2 после прогрева высоковакуумной системы при  $280$ — $300^{\circ}\text{C}$  в течение 24 часов достигается предельный вакуум  $(2 \div 3) \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. при охлаждении ловушки водой с температурой (на входе)  $+20^{\circ}\text{C}$ .

При этом следует указать на то, что:

а) предельный вакуум неизменно сохраняется на протяжении всего опыта, длившегося непрерывно в течение недели;

б) после двух-, трехсуточного пребывания установки в нерабочем состоянии (под вакуумом) прежнее значение предельного вакуума достигается через 4—6 часов работы насоса после прогрева системы;

в) без предварительного прогрева системы давление  $10^{-7}$  мм рт. ст. достигается уже через 2,5—3,0 часа работы насоса;

г) спектр остаточных газов (при общем давлении по омегатрону  $2,8 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст.) в основном состоит из следующих газов:

$\text{H}_2$ —	парциальное давление	$1,6 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст.
$\text{CH}_4$ —	„	$5,7 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст.
$\text{H}_2\text{O}$ —	„	$5,0 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст.
$\text{CO}$ —	„	$1,5 \cdot 10^{-10}$ мм рт. ст.

Сумма углеводородов — парциальное давление меньше  $5 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст.

д) охлаждение ловушки жидким азотом уменьшает общее давление в системе в полтора — два раза;

е) оптимальные значения предельного вакуума достигаются при мощности подогрева насоса 650—700 ватт (против номинальной 500 ватт);

ж) предельный вакуум не изменяется при повышении давления на форвакууме с  $10^{-6}$  до  $10^{-2}$  мм рт. ст.;

з) кратковременный прорыв воздуха в систему с горячим насосом до атмосферного давления не ухудшает вакуумных характеристик жидкости.

5. По физико-химическим свойствам и вакуумным характеристикам полифениловый эфир 5Ф4Э (ПФЭ) близок к коммерческому эфиру конвалекс-10.

## Выводы

1. В современной вакуумной технике широко применяется метод получения сверхвысокого вакуума паромасляными диффузионными насосами с использованием специальных сверхвысоковакуумных жидкостей. Этот метод стал одним из технических способов создания сверхвысокого вакуума.

2. Зарубежные вакуумные фирмы широко применяют сверхвысоковакуумные рабочие жидкости, обеспечивающие получение сверхвысокого вакуума паромасляными насосами порядка  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  мм рт. ст. без применения охлаждаемых ловушек. Большое распространение получили жидкости на основе полифениловых эфиров (конвалекс-10, ОС-124 и др.),



силиконовые жидкости (ДС-705, МС-705 и др.) и нефтяные масла (диффелен-ультра, апиезон С, конвойл-20 и др.).

3. Отечественные сверхвысоковакуумные жидкости ВМ-5 и 5Ф4Э по своим вакуумным свойствам не уступают зарубежным маслам, аналогичным по составу, и обеспечивают получение вакуума без охлаждаемых ловушек  $10^{-8}$  и  $10^{-9}$  мм рт. ст.

4. В большинстве случаев технического создания сверхвысокого вакуума наиболее целесообразно применять метод, основанный на использовании паромасляных диффузионных насосов с применением сверхвысоковакуумных жидкостей, как наиболее простой, дешевый и надежный в эксплуатации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. S. Blake, W. K. Hamman, J. W. Edwards, T. E. Reichard, R. O. Morris. Journ. of Chem. and Engineering Data, 1961, 6, № 1, 87—98.
2. Журнал „Химия и технология полимеров“, сб. пер. из ин. период. лит., 1966, № 2.
3. K. C. D. Hickman, Nature, 1960, № 4, 735.
4. W. M. Langdon, E. G. Fochtman, Trans. 10—th Nat. Vac. Symp. Amer. Vac. Soc., 1963.
5. Каталог фирмы Leybold (ФРГ), Information № 6.
6. A. R. Huntress, A. S. Smith, D. D. Power, N. T. Dennis, Trans. 4—th Nat. Vac. Symp. Amer. Vac. Soc., 1957, 104.
7. D. I. Grawley, E. D. Tolmie, A. R. Huntress, Trans. 9—th Nat. Vac. Symp. Amer. Vac. Soc., 1962, 399.
8. K. A. Haefler, I. Hengevoss, Vakuuum — Technik, 1960, 8.
9. A. R. Huntress, W. R. Schmock, Trans. 22—th Nat. Vac. Symp. Amer. Vac. Soc. не напечатано (см. аннотации докладов 12 симпозиума американского вакуумного общества, Journ. of Vac. Sci. and Techn., 1965, v. 2, 5).
10. A. R. Huntress, W. R. Schmock. Trans. 13—th Nat. Vac. Symp. Amer. Vac. Soc., 1966.
11. E. D. Tolmie. Journ. Sci. Instr., 1966, 43, 12, 954.
12. Каталог фирмы Leybold, Information № 1 (испанский филиал), 1965 г.
13. Каталог фирмы Edwards, № 9C 171/2, № 9114/2, 1963.
14. Проспект фирмы Consolidated Vacuum Corporation (CVC — филиал в ФРГ).
15. Каталог фирмы Heraeus, вып. 3, часть А.

#### БЕЗМАСЛЯНЫЕ СРЕДСТВА ОТКАЧКИ

*М. И. Виноградов, М. Н. Ефимов*

Безмасляная откачка вакуумных установок не является чем-то совершенно новым. До изобретения механических насосов с масляным уплотнением и пароструйных насосов, работающих на парах масел, все вакуумные системы были безмасляными. Уже в то время были известны и применялись на практике почти все принципы, лежащие и сейчас в основе работы безмасляных

насосов — адсорбция, конденсация, электросорбция. Однако после появления паромасляных насосов, обладавших бесспорными техническими и эксплуатационными преимуществами, прочие средства откачки отошли на второй план и длительное время не развивались. Возрождение их, уже на новой технической основе, произошло в 50-х годах и было вызвано следующими связанными между собой причинами:

1) обнаруженным в ряде случаев отрицательным влиянием паров масел и продуктов их разложения на эмиссионные, изоляционные и др. свойства рабочих поверхностей вакуумных приборов;

2) необходимостью получения сверхвысокого вакуума;

3) возможностью реализации в сверхвысоковакуумной диапазоне очень высокой скорости откачки, недостижимой для пароструйных насосов [1, 2].

Если не считать безмасляных механических и пароструйных (например, парортутных) насосов, которые здесь не рассматриваются, безмасляные насосы можно разделить на конденсационные (криогенные) и сорбционные, а последние, в свою очередь, на адсорбционные и геттерные (или геттерно-ионные). Название этих насосов уже определяет их принцип действия.

**Конденсационные насосы** [3, 4, 5, 6] основаны на том, что даже в высоком вакууме при очень низкой температуре рабочей поверхности  $20^{\circ}\text{K}$  происходит конденсация почти всех содержащихся в вакуумной системе газов. Исключение составляют водород, неон и гелий. Для откачки водорода и неона требуется еще более низкая температура  $4^{\circ}\text{K}$ , гелий вообще не откачивается конденсационным насосом.

Конденсационные насосы сравнительно несложно устроены, не загрязняют откачиваемый объем и обладают прекрасными вакуумными характеристиками. Основная трудность заключается в охлаждении их рабочей поверхности до достаточно низкой температуры.

Наиболее экономное техническое решение состоит в применении для этой цели жидкого водорода с дистанционной подачей его от криогенной машины или получением в индивидуальном ожижителе, установленном непосредственно на конденсационном насосе. Серьезным недостатком жидкого водорода является его взрывоопасность, поэтому чаще в качестве хладоагента используется газообразный гелий с температурой  $16\text{—}20^{\circ}\text{K}$  или жидкий гелий. Машины для глубокого охлаждения гелия сложны в обслуживании и пока недостаточно надежны, что и ограничивает распространение конденсационных насосов.

**В сорбционных насосах**, где откачка газа осуществляется путем поглощения его адсорбентом, достаточно прочное связывание поглощенных молекул газа происходит при значительно более высоких температурах — от  $77^{\circ}\text{K}$  (температура жидкого азота) до комнатной. Используется как низкотемпературная

обратимая сорбция газа — в адсорбционных насосах с пористым сорбентом, так и необратимая хемосорбция газа распыляемым геттером.

Рассмотрим в общих чертах отдельные виды сорбционных насосов.

Наиболее прост по конструкции адсорбционный насос [7, 8]. Он представляет собой сосуд, заполненный пористым сорбентом (обычно цеолитом или активированным углем) и погруженный в дьюар с жидким азотом. Цеолит обладает высокой сорбционной емкостью при давлении от 760 до  $\sim 10^{-2}$  мм рт. ст. (более 100 нсм<sup>3</sup> воздуха на 1 г цеолита), и по этой причине цеолитовые адсорбционные насосы с успехом применяются для предварительной откачки вакуумных установок. В высоковакуумной области сорбционная емкость цеолита падает приблизительно пропорционально уменьшению давления, что затрудняет достижение высокого вакуума с помощью цеолитового насоса. Эта трудность обходится последовательным включением ряда цеолитовых насосов, отсоединяемых друг от друга вакуумными вентилями, но и в этом случае применение адсорбционных насосов для получения и длительного поддержания высокого и сверхвысокого вакуума в общем случае недостаточно эффективно.

Для безмасляного получения сверхвысокого вакуума при умеренных требованиях к скорости откачки чаще всего используются магнитоэлектрические насосы [9, 10, 11] — один из видов геттерно-ионных насосов, в котором распыление геттера происходит путем бомбардировки его ионами откачиваемого газа, образующимися в высоковольтном разряде в магнитном поле. Магнитоэлектрические насосы запускаются при давлении  $\sim 10^{-2}$  мм рт. ст. и устойчиво работают в широком диапазоне давления от  $10^{-5}$  до  $10^{-9}$  мм рт. ст., некоторые виды насосов, в частности, насосы с охлаждаемыми электродами — в диапазоне давлений от  $10^{-3}$  до  $10^{-11}$  мм рт. ст.

В качестве геттера в магнитоэлектрических насосах, как и во многих типах геттерных насосов вообще, используется титан, образующий прочные соединения с большей частью присутствующих в вакуумной аппаратуре газов. Инертные газы откачиваются благодаря внедрению образованных в разряде ионов в нераспыляемые участки поверхности электродов насоса. Быстрота откачки инертных газов магнитоэлектрическими насосами обычной конструкции невелика — для аргона 1—2% от скорости откачки азота. Специальным исполнением насоса (с триодной схемой расположения электродов) удается повысить быстроту откачки аргона до 25—30% от скорости откачки азота.

Сочетание адсорбционных насосов предварительного разрежения и магнитоэлектрических насосов решает проблему получения полностью безмасляной откачной аппаратуры с быстротой откачки в области высокого и сверхвысокого вакуума до  $10^3$ — $10^4$  л/сек, однако магнитоэлектрические насосы с быстротой от-

качки  $\geq 10^3$  л/сек довольно громоздки и тяжелы (0,25—0,5 кг веса насоса на 1 л/сек быстроты откачки). Естественно поэтому, что магнитоэлектрические насосы такой производительности применяются лишь в небольшом числе крупных установок, где наряду с отсутствием масла от вакуумной системы требуется повышенная надежность и долговечность, а также простота эксплуатации. В тех же случаях, когда основное значение имеет высокая быстрота откачки при малых размерах и весе насоса, применяются испарительные геттерные или геттерно-ионные насосы.

В испарительных насосах [12, 13, 14, 16] геттерный материал, как правило, титан, нагревается до температуры 1200—2500°С (в зависимости от требуемой скорости испарения и типа испарителя). Обычно различают насосы с твердофазными и жидкофазными испарителями титана. Твердофазные испарители просты по устройству, но рассеивают в виде тепла большую мощность и применяются в геттерных насосах с водяным охлаждением поверхности конденсации. Жидкофазные испарители (электронно-лучевые и дуговые) значительно сложнее, но при равной с твердофазными скорости испарения титана выделяют в десятки раз меньше тепла и используются в насосах с охлаждением поверхности конденсации жидким азотом или в очень мощных насосах, где необходимо иметь высокую скорость испарения титана.

Разработаны испарительные насосы с быстротой откачки до  $5 \cdot 10^4$  л/сек, причем нет принципиальных затруднений в изготовлении насосов со значительно большей быстротой откачки, однако из дальнейшего станет ясной нецелесообразность таких конструкций.

Здесь мы сталкиваемся с одной из важнейших особенностей геттерных насосов: наряду с конденсационными, они являются насосами поверхностного действия. Откачивающим элементом служит в них поверхность, покрытая слоем распыленного геттера и поддерживаемая при определенной температуре. Легко понять преимущества насосов поверхностного действия — тонкая откачивающая панель заменяет в них сравнительно сложные устройства, характерные для механических, пароструйных или тех же магнитоэлектрических насосов. Быстроту откачки геттерных и конденсационных насосов можно повышать, увеличивая размеры активной поверхности и обеспечивая при этом свободный доступ к ней откачиваемого газа. Следует оговориться, что преимущества насосов поверхностного действия проявляются в полной мере только при очень низких давлениях ввиду ограниченной сорбционной емкости активных поверхностей. При давлении откачиваемого газа  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. действие этих насосов кратковременно и применение их в этих условиях ограничено специальными случаями.

Конденсационные и испарительные геттерные насосы с охлаждением геттерирующей поверхности до температуры жидкого

азота отличаются также очень высокими, по большинству газов близкими к 1, значениями «вакуум-фактора» или, если относить это понятие к откачивающей поверхности, коэффициента прилипания к ней молекул газа  $K_n$  ( $K_n$  представляет собой отношение числа поглощенных молекул газа к общему их количеству, упавшему на поглощающую поверхность). При значениях  $K_n \approx 1$  наилучшие условия для откачки газа будут осуществлены, если поместить активную поверхность непосредственно в откачиваемый объем. Малая толщина откачивающих панелей позволяет выполнить это условие. Именно по этой причине не разрабатываются очень крупные конденсационные и испарительные насосы с отдельным корпусом.

Если вакуумную камеру облицевать изнутри откачивающими панелями с  $K_n \approx 1$ , можно получить условия, при которых лишь малая доля молекул газа, покидающих расположенные внутри камеры предметы, возвращается к ним. Понятие быстроты откачки для таких камер теряет смысл из-за неравномерности состояния газа и заменяется величиной коэффициента возврата  $K_v$ , равного отношения числа молекул, вернувшихся на расположенный внутри камеры предмет, к общему числу покинувших его молекул газа [15].

Сравнивая характеристики испарительных сорбционных и конденсационных насосов, можно заметить, что максимально достижимый коэффициент прилипания по большинству наиболее распространенных газов для обоих типов насосов близок к 1, а предельное разрежение  $10^{-11}$  —  $10^{-13}$  мм рт. ст.

В сорбционных насосах требуется непрерывное или прерывистое испарение геттера и периодическая чистка рабочей поверхности, но зато для их охлаждения применяется вполне доступный жидкий азот или вода, они выдерживают значительные тепловые потоки от откачиваемой аппаратуры и могут непрерывно работать длительное время в условиях сверхвысокого вакуума.

Конденсационные насосы, не нуждаясь в запылении рабочей поверхности, являются в этом отношении идеальными, однако для их охлаждения требуется гелий с температурой ниже  $20^\circ \text{K}$  или неохотно применяемый из-за своей взрывоопасности жидкий водород. К тому же вследствие очень малой теплоемкости гелия рабочая поверхность конденсационных гелиевых насосов крайне чувствительна к тепловым потокам и в реальных установках их приходится защищать жалюзийными экранами, охлаждаемыми жидким азотом и уменьшающими вакуум-фактор рабочей поверхности насоса с 1 до  $\sim 0,25$ .

Оценка возможностей рассматриваемых насосов показывает, что в установках длительного действия объемом 0,1—10 м<sup>3</sup> при установившемся газовыделении из откачиваемой аппаратуры до  $10^{-2}$  л. мм рт. ст./сек в настоящее время целесообразнее применять геттерные насосы, при газовыделении 1 л. мм рт. ст./сек и выше — конденсационные насосы.

Рассматривая конденсационные и сорбционные насосы, мы замечаем избирательность их действия по отношению к различным газам. Конденсационные насосы с температурой рабочей поверхности  $20^\circ \text{K}$  не откачивают гелий, неон и водород, эти же газы крайне слабо откачиваются адсорбционными насосами с пористым сорбентом, охлажденным до температуры жидкого азота. Геттерные насосы совершенно не поглощают инертные газы. Избирательность насосов иногда используется на практике, например, для течеискания, большей же частью она нежелательна.

В какой-то мере можно улучшить положение, комбинируя сорбционный насос с конденсационным [17, 18, 19], но этот путь пока приемлем лишь для очень крупных установок или хорошо оснащенных лабораторий. Обычно конденсационные и сорбционные насосы применяют в сочетании с пароструйными, турбомолекулярными или ионными. Однако быстрота откачки этих вспомогательных насосов мала по сравнению с насосами поверхностного действия сопоставимых размеров, что ограничивает возможности откачки смесей со значительным содержанием инертных газов.

Откачка инертных газов, особенно гелия и неона, с большими скоростями в условиях сверхвысокого вакуума и без применения крайне низких температур представляет собой сложную задачу. Часто применяемая ионная откачка, имеющая место также в магниторазрядных насосах, пока не позволяет получить очень высокие значения быстроты откачки и сопровождается так называемой «памятью» насоса, т. е. выделением при ионной бомбардировке деталей насоса ранее откачанных им газов. Подавление «памяти» геттерно-ионных насосов, препятствующей их применению в ряде приборов, в частности, масс-спектрометрах и течеискателях — другая серьезная задача в области безмасляной откачки.

Среди проблем, стоящих перед техникой безмасляной откачки, можно назвать также: создание простого и надежного испарителя титана (или другого подходящего геттерного материала) с малым тепловым излучением для сорбционных насосов; предотвращение отслаивания напыленных пленок титана в сорбционных насосах; разработка надежных и простых в эксплуатации криогенных машин как высокой, так и небольшой производительности для конденсационных насосов; создание несложного безмасляного форвакуумного насоса, не требующего жидкого азота и дающего разрежение  $\sim 10^{-2}$  мм рт. ст., достаточное для запуска высоковакуумных насосов. Слабо изучены также процессы, ограничивающие получение предельного давления существенно ниже  $10^{-12}$  —  $10^{-13}$  мм рт. ст., явления, возникающие при откачке газовых смесей, и эффекты сорбционной «памяти» насосов, процесс миграции геттерного материала.

Можно полагать, что если имеющаяся тенденция по освоению в лабораториях, а затем и в промышленности все более высокого вакуума сохранится и в дальнейшем, сфера применения безмасляных насосов, особенно насосов с высокой скоростью откачки в сверхвысоковакуумном диапазоне, существенно расширится.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eschback H. L. Math-phys Semesterbar, 1967, 14, № 1, 50—67.
2. Roberts M. Science, 147, № 3665, 1965, 1529—1542.
3. Wiss Z. Techn. Univ. Dresden, 1966, 15, № 1, 11—19.
4. Klipping G., Mascher W. Электроника, № 37, 1962, № 260.
5. Environmental Quarterly, 1967, 11, № 3, 18.
6. Elderkin, Bradford, Environmental. Science, Dec. 1965, 11—15.
7. Research/Development, 17, 1966, № 4, 54.
8. Read P. L. Vacuum, 13, № 7, 1963, 271—275.
9. Hall L. D. Res. Scien. Inst., 29, 367, 1958.
10. Контор Е. И., Рудницкий Е. М. Вопросы радиоэлектроники, Серия IV, 6, 57, 1965.
11. Пипко А. И. и др. Оборудование для откачки электровакуумных приборов, М., «Энергия», 1966.
12. Herb R. G. и др. Phys. Rev., 1953, 89, № 4, 897.
13. Бирюкова Н. Е. и др. ПТЭ, 1967, № 3, 135—138.
14. Назаров А. С. и др. ПТЭ, 1963, № 5, 157—161.
15. Giorgi T. A., Pisani C. Vacuum, 16, 1966, № 12, 669—675.
16. Ross R., Herb R. G. Rev. Sci. Inst., 1965, 36, № 1, 1—6.
17. Мартинсон Е. Н., Мызников К. Н. Вопросы радиоэлектроники, Сер. I, выпуск 12, 1961, 83—95.
18. Turner F. T. G. Vac. Sci. Techn., 3, 1966, № 5, 252—257.
19. Research/Development, 18, 1967, № 7, 42—44.

#### ВАКУУМНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ТОНКОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ ВУТП-2

М. А. Валидов, Э. Т. Тальдаев, А. А. Абуков, И. М. Булатов,  
А. Е. Банникова

Установка ВУТП-2 предназначена для нанесения тонкослойных оптических покрытий из диэлектрических, полупроводниковых и металлических материалов методом термического испарения с одновременным контролем оптической толщины слоев в процессе нанесения. На установке можно изготавливать многослойные интерференционные оптические фильтры, отражающие, просветляющие, светоделительные, защитные и другие покрытия.

#### Конструкция установки

Вакуумная установка ВУТП-2 состоит из следующих основных узлов (рис. 1): каркаса, вакуумной системы, подъемника, пульта управления, измерительного блока, колпака.

Каркас 1 представляет сварную конструкцию из угловой стали, на верхней плоскости которого крепится плита 2. На ней размещены узлы и механизмы: планетарного вращения образцов, перевода контрольного образца, трех испарителей с питателями, ионизатор, фотометрическое устройство и нагреватель образцов. Внутри каркаса расположены: вакуумная система с насосом и клапанами, подъемник с электроприводом 3, отсчетное устройство 4, электрические элементы управления установкой и системы охлаждения. На лицевой стороне каркаса размещены маховички и рукоятки: затвора рычажно-эксцентрикового типа 5 (рис. 2), игольчатого клапана 6, переключателя вакуумного 7, переключателя электрического 8, автотрансформатора 9, оптической приставки. Механический насос вынесен за каркас и подсоединяется к входному фланцу вакуумной системы через электромагнитный клапан. Назначение последнего — перекрыть вакуумпровод и напустить воздух в механический насос с целью устранения проникновения масла в вакуумную систему при остановке двигателя механического насоса.

С правой стороны на верхней плоскости каркаса расположен пульт управления установкой 10. В него вмонтированы сигнальные лампочки и переключатели электрического управления установкой.

Переключателями с пульта управляются: питатели (рис. 3) и заслонки испарителей, нагрев и выбор режимов на испарителях, напряжение на ионизаторе, накал лампочки фотометрирования, механизм поворота контрольного образца, нагрев вакуумной ловушки, нагрев паромасляного насоса, включение паромасляного и механического насосов и общая сеть.

Измерительный блок с отсчетным устройством для контроля толщины слоев интерференционным методом, амперметром 11 и вольтметром 12 расположен на верхней плоскости каркаса



Рис. 1. Вакуумная установка ВУТП-2.

установки. В нижней части измерительного блока размещена панель вакуумметра 13.

Колпак 14 с вакуумной плитой 2 уплотняется вакуумной резиновой прокладкой. Для защиты внутренней поверхности колпака от напыления применяется составной быстротъемный экран со смотровыми окнами. На колпаке предусмотрены два смотровых окна 15, а с наружной поверхности припаяна трубка, по которой циркулирует вода. Сверху колпак имеет декоративный кожух. Установка с трех сторон снабжена легкоъемными дверками, а с задней стороны — металлическими листами на винтах. Дверки блокируют общее электропитание.

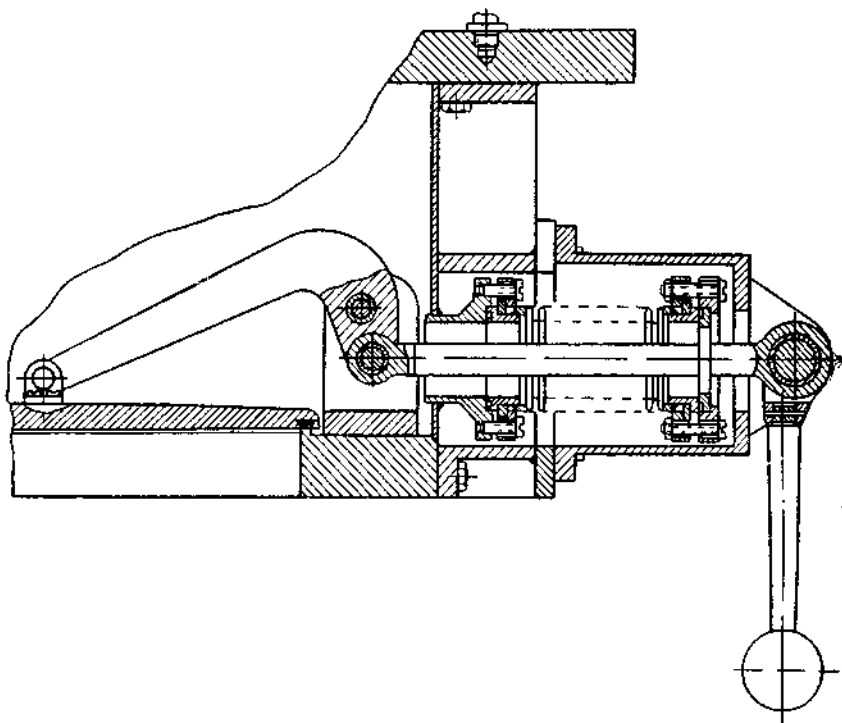


Рис. 2. Затвор рычажно-эксцентриковый.

**Вакуумная система установки** (рис. 4) включает: колпак 1, вакуумную канализацию, ловушки 2, 3, 4, паромасляный насос 5, переключатель 6, вентили 7, 8, форбаллон 9, клапан электромагнитный 10 и механический насос 11.

Вакуумная система позволяет производить откачку в такой последовательности:

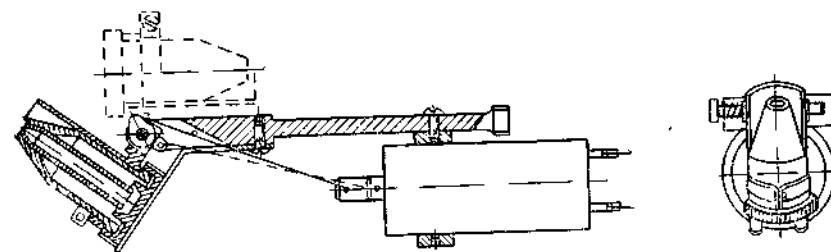


Рис. 3. Питатель испарителя.

1. Откачка механическим насосом 11 из вакуумного объема 1, рукоятка переключателя «колпак» — в положении «открыто».

2. Откачка из паромасляного насоса 5 механическим насосом 11, рукоятка переключателя «паромасляный насос» — в положении «открыто», остальные — «закрыто».

3. Откачка механическим насосом 11 из вакуумного объема 1 через паромасляный насос 5, рукоятки «затвор» и «паромасляный насос» — в положении «открыто», остальные — «закрыто».

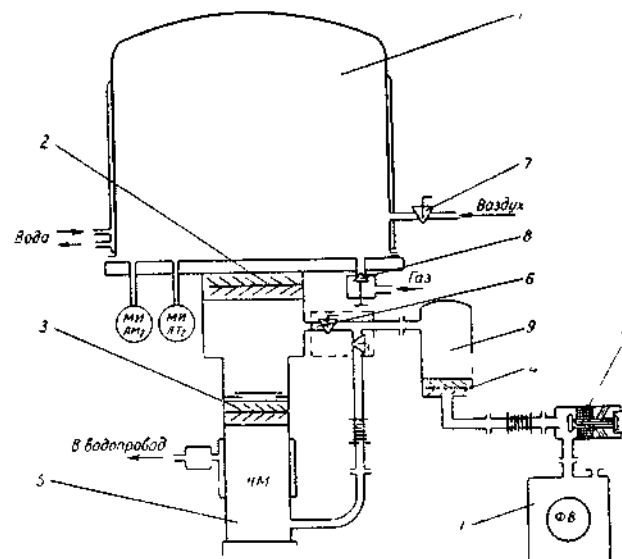


Рис. 4. Вакуумная система установки.

4. Механический 11 и паромасляный 5 насосы выключены, все клапаны перекрыты, открыт вентиль 7 напуска воздуха в вакуумный объем 1. Замер вакуума ионизационными лампами по вакуумметру.

## Техническая характеристика

Вакуум в рабочем объеме (при условии охлаждения ловушки водой)  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. за 12 мин; создается насосом Н-2Т. Предварительное разрежение осуществляется механическим насосом ВН-2МГ до  $10^{-2}$  мм рт. ст. за 4 минуты.

### Размеры колпака:

Высота . . . . .	630 мм
Внутренний диаметр . . . . .	550 мм
Наружный диаметр . . . . .	650 мм
Объем . . . . .	162 л

Подъем и опускание колпака производятся винтом, вращающимся от электродвигателя. Число пар испарителей — 3 шт. Испарители нагреваются переменным током:

36в/100а, 24в/150а, 12в/300а, 6в/600а.

Образцы могут иметь два вида вращения: одиночное и планетарное. В случае одиночного вращения максимальный диаметр обрабатываемых деталей — 450 мм, в случае планетарного — 165 мм.

Температура нагрева изделий пещью сопротивления — 200° С. Питание установки производится от сетей:

- 1) электрической 3-фазной переменного тока с нулевым проводом, напряжение 220/380 в;
- 2) водопроводной общего назначения — расход 300 л/час.

### Габаритные размеры

Длина . . . . .	1375 мм
Ширина . . . . .	775 мм (без механического насоса)
Ширина . . . . .	1250 мм (с механическим насосом)
Высота . . . . .	1636 мм
Высота с поднятым колпаком . . . . .	2210 мм
Площадь, занимаемая установкой . . . . .	1,06 м <sup>2</sup>
Вес установки с механическим насосом	837 кг
Вес установки без механического насоса	650 кг

\* \*  
\*

Из таблицы 1, где представлены сравнительные данные различных вакуумных установок, видно, что зарубежные вакуумные установки имеют более качественное откачное оборудование. Некоторые технические возможности вакуумной установки

Таблица 1

Технические данные	ВУП-2	ВА-510 (Бальперс)	Speedivac (Эдвардс)
Назначение	Для нанесения тонкослойных покрытий на оптические детали	Для нанесения тонких слоев в оптике, электронике, общей технике	Для нанесения тонких пленок в высоком вакууме
Предельный вакуум в объеме, мм рт. ст.	$3-5 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$ в чистом, пустом колпаке, с лов. охл. водой	$5 \cdot 10^{-7}$
Время разрежения	С атм. до $10^{-5}$ мм рт. ст. 16 мин.	С ловушкой, охл. водой, $10-5$ мм рт. ст. 5-7 мин.	10-15 мин. $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.
Пропроводимость механического насоса, л/сек	7,15	7,8	7,5
Производит. паромасляного насоса, л/сек	1500	1400	1500
Температура нагрева образцов, °С	200	300	250-300
Количество испарителей, шт.	3	3	6
Ловушки	Охлаждение водой, сорбционная ловушка	Охлаждение водой, жидким азотом	Жидким азотом
Расход охлаждаемой воды	200 л/час		3-6 л/мин
Размеры колпака, мм	$\varnothing 550 \times 630$	$\varnothing 505 \times 650$	$\varnothing 483 \times 625$
Габариты, мм	Высота 1636/2210 Площадь 1335×765	Высота 1775/2400 Площадь 1040×1420	Высота 1740/2286 Площадь 1290×832
Питание, частота, рабочая мощность	$3 \times 220/380$ в 50 гц	$3 \times 380/220$ в, 50 гц 3 квв 4/8/16/32 в	$3 \times 220/380$ в 50 гц 7 квт
Общий вес, кг	650 без механ. насоса	850	

ВУТП-2 снижаются из-за плохого откачного оборудования и контрольно-измерительных приборов.

Механический вакуумный насос ВН-2МГ, установленный на ВУТП-2, часто выходит из строя, дает большие вибрации и шум, грохоток и имеет малую производительность. Паромасляный вакуумный насос Н-2Т, производительность которого по паспортным данным 2000 л/сек, а действительная — 1500 л/сек, имеет большие габариты и длительное время разогрева — 40 мин. Вакуумметр ВИТ-1А имеет большое время разогрева ламп ~15 мин. и множество различных переключателей. Клапаны вакуумные магнитные типа «МК» не обеспечивают герметичности вакуумной системы от попадания в нее масла при остановке механического насоса. Получение чистого вакуума также затруднено из-за отсутствия материалов вакуумной плавки, устойчивых материалов для уплотнительных прокладок и масел для паромасляных насосов с низким парциальным давлением. Однако, несмотря на описанные недостатки ВУТП-2, существуют некоторые преимущества ее перед приведенными зарубежными: возможность планетарного вращения образцов дает более равномерные покрытия; механизированная, дозированная подсыпка, без нарушения вакуума в объеме; устройство электромагнитного перевода контрольного образца.

В настоящее время изготовлены два опытных образца вакуумной установки ВУТП-2, на которых проводится изготовление тонкослойных покрытий.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. Пер. с англ. под ред. М. И. Меньшикова. М., «Мир», 1964.
2. Черепнин Н. В. Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М., «Советское радио», 1966.
3. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М., «Мир», 1966.
4. Карпов Ю. А., Контор Е. И., Таленский О. Н. Магнитные электроразрядные насосы с холодными катодами. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 1964.

#### ОСОБЕННОСТИ ИСПЫТАНИЯ СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНОЙ ПЕЧИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 800°С

*А. И. Кондратьев, М. Н. Ковалев, Э. Н. Мармер*

Большое внимание уделяется в настоящее время созданию сверхвысоковакуумных электропечей с рабочим давлением  $10^{-7}$  —  $10^{-9}$  мм рт. ст., полученным с применением безмасляных средств откачки.

Первый образец сверхвысоковакуумной печи, разработанный и изготовленный предприятиями электротермического оборудования, испытывался в лаборатории сверхвысокого вакуума отдела электронагрева в вакууме ВНИИЭТО.

Сверхвысоковакуумная камерная электропечь сопротивления предназначена для длительных испытаний различных материалов и изделий в условиях вакуума до  $10^{-9}$  мм рт. ст. с возможностью их нагрева до 800°С.

Электропечь, схема которой показана на рис. 1, состоит из следующих основных узлов: вакуумной камеры с нагревателем и экранами; откачного и измерительного вакуумного оборудования; силового и измерительного электрооборудования; системы водоохлаждения печи.

Вакуумная камера представляет собой цилиндр с толщиной стенки 5 мм, изготовленный из нержавеющей стали 1Х18Н9Т, диаметром 500 мм и длиной 1500 мм. Корпус имеет патрубки для подсоединения вакуумного откачного оборудования, датчиков давления, высоковольтных и низковольтных вводов и смотровых окон. Водяное охлаждение корпуса осуществляется при помощи змеевика, изготовленного из профилированной медной трубки и приваренного с наружной стороны камеры.

Уплотнения всех разъемных элементов конструкции предусматривают форму уплотнения «канавка — зуб» и сжатие плоского кольца, изготовленного из листовой меди сорта МО или М1, имеющего толщину 0,5 мм. Применение металлических уплотнений обусловлено необходимостью прогрева корпуса до температуры 350—400°С.

Прогрев корпуса обеспечивается нихромовым нагревателем, расположенным с внешней стороны корпуса. Нагреватель окружен асбестовой теплоизоляцией для уменьшения тепловых потерь. Внутренняя поверхность камеры обработана до чистоты 7.

Внутри вакуумной камеры помещен нагреватель и три теплоизоляционных молибденовых экрана. Нагреватель — однофазный, представляет собой разрезной цилиндр из листового молибдена толщиной 0,1 мм, длиной 1000 мм и диаметром 360 мм. Питание нагревателя осуществляется через высокоамперный охлаждаемый токоввод.

Температура на внутреннем нагревателе, экранах и корпусе контролируется X—А термопарами, которые вводятся через 9-итырьковые керамические вводы, установленные на боковом фланце печи.

Для загрузки испытуемых образцов внутри нагревателя размещалась подвеска, выполненная из листового молибдена толщиной 1 мм. Подвеска закреплялась на торцевых экранах.

Вакуумная система печи включает в себя систему предварительной откачки, состоящую из двух насосов ВН-2МГ и цеолитового агрегата ЦВА-1-2. Система высоковакуумной откачки со-

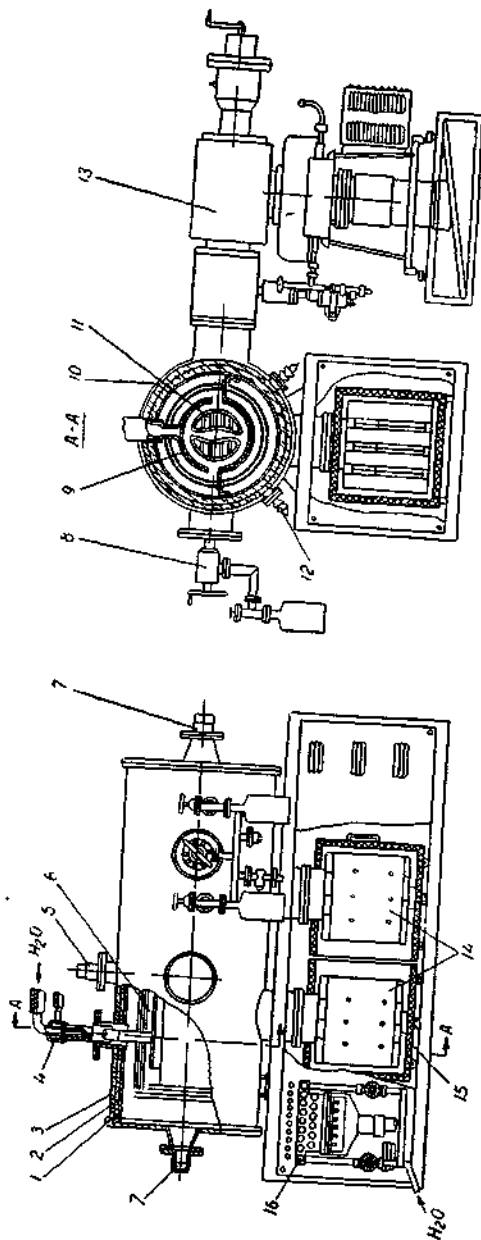


Рис. 1. Сверхвысоковакуумная камерная электропечь:  
1 — корпус; 2 — змеевик водоохлаждения; 3 — нагреватель для прогрева корпуса печи;  
4 — токоподвод; 5 — вакуумный датчик ИМ-12-7; 6 — экранная теплоизоляция; 7 — смотровое  
окно; 8 — цеолитовый агрегат ЦВА-1-2; 9 — нагреватель; 10 — наружные кожухи; 11 — при-  
способление для загрузки испытываемых образцов; 12 — высоковольтные вводы; 13 — вакуум-  
ный агрегат НЭМ-300-1; 14 — электроразрядные магнитные насосы НЭМ-300-1; 15 — печь для  
прогрева насосов НЭМ-300-1; 16 — водоохлаждаемая камера.

стоит из двух электроразрядных насосов НЭМ-300 и высоко-  
вакуумного агрегата ВА-05-5. Измерение давления в диапазоне  
 $10^{-1} — 10^{-7}$  мм рт. ст. обеспечивается вакуумметром ВИТ-1А  
от датчиков ЛТ-2 и ЛМ-2 и вакуумметром ВИ-12 в диапазоне  
 $10^{-6} — 10^{-9}$  мм рт. ст. от датчиков ИМ-12.

Электрическая часть печи состоит из трансформатора  
ОСУ-40/05 для питания внутреннего нагревателя; автотрансфор-  
матора АОСК-25/0,5 для регулирования температуры нагрева-  
теля; внешнего нагревателя, который питается от сети с напря-  
жением в 220 вольт; пульта управления, в котором установлены  
электроизмерительные приборы, вакуумметры и потенциометры  
для регистрации и записи температуры.

### Испытание печи

Цель испытаний печи ОКБ-8039 заключалась в определении  
величины предельного давления при различных температурах  
на нагревателе.

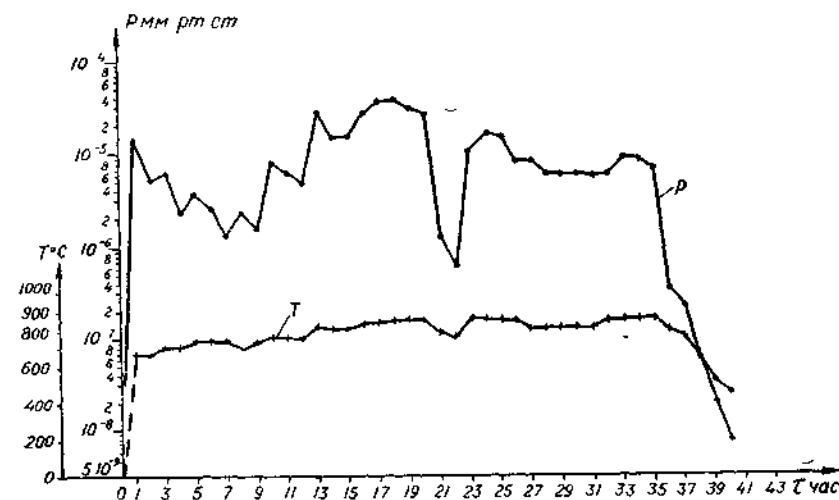


Рис. 2. Изменение давления и температуры от времени при откачке  
двумя насосами НЭМ-300.

Включение вакуумных насосов производилось в следующем  
порядке: для проверки герметичности печи использовались на-  
сосы ВН-2МГ и агрегат ВА-05-5. После устранения неплотностей  
взамен масляных насосов включался цеолитовый агрегат  
ЦВА-1-2. При давлении  $10^{-2} — 10^{-3}$  мм рт. ст. после обезгажи-  
вания печи начиналась откачка насосами НЭМ-300.

В процессе испытаний предельное давление в печи, достигну-  
тое в холодном состоянии, составляло  $3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Оно



было получено после 20-часового обезгаживания корпуса печи и насосов НЭМ-300 при температуре 400—450° С. Натекание при этом давлении —  $6 \cdot 10^{-4}$  л. мк рт. ст./сек.

С целью определения оптимального времени обезгаживания проводился длительный прогрев внутреннего нагревателя до температуры 800—900° С и сравнивалось давление при различном времени обезгаживания.

На рис. 2 представлена зависимость величины предельного давления от температуры нагревателя и времени при первом цикле нагрева печи. Обезгаживание нагревателя при температуре 850—900° С длилось не более 20 часов.

Анализируя эту зависимость, можно установить, что при повышении температуры до 900° С в первоначальный период в течение 18 часов имеет место значительное ухудшение вакуума

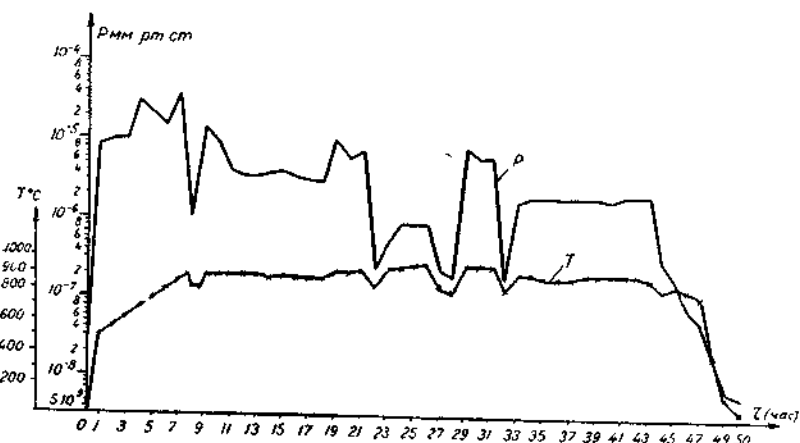


Рис. 3. Изменение давления в печи при нагреве в зависимости от времени выдержки. Откачка двумя насосами НЭМ-300.

с  $3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. при 20° С до  $6 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. при 900° С. В дальнейшем вакуум улучшается и после 39 часов при температуре 800° С достигает величины  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.

При дальнейшей выдержке на этой температуре вакуум практически не изменялся.

Рис. 2 показывает, что после обезгаживания нагревательной камеры при температуре 900° С в течение 20 часов предельное давление в печи при температуре 800° С —  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Был проведен второй цикл нагрева, когда обезгаживание при температуре нагревателя 900° С длилось около 30 часов. Периодически проводилось снижение температуры до 800° С и измерялось давление в печи. Зависимость давления в печи от температуры и длительности нагрева показана на рис. 3.

Таким образом, после двух циклов нагрева (в перерыве между ними печь находилась под вакуумом), длительность которых составила 87 часов, в печи было получено давление  $7 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. при температуре 800° С. При этом обезгаживание нагревателя при температуре 900° С проводилось в течение 50 часов. Предельное давление при температуре в печи 20° С понизилось до  $7 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст.

Для улучшения предельного давления в печи была проведена аргонная обработка НЭМов, которая была описана в работе [4].

Технология проведения аргонной обработки следующая.

Камера печи откачивалась насосами НЭМ-300 до давления  $10^{-6}$  —  $10^{-7}$  мм рт. ст. После этого через натекаль подавался аргон до давления  $10^{-2}$  —  $10^{-3}$  мм рт. ст. при одновременной откачке его цеолитовыми насосами. Подача аргона длилась 1,5 часа, при этом происходило активирование поверхностей тигановых пластин насосов НЭМ-300. Через 1,5 часа подача аргона прекращалась; цеолитовые насосы откачивали печь до давления  $10^{-3}$  мм рт. ст., после чего откачку продолжали только насосы НЭМ-300.

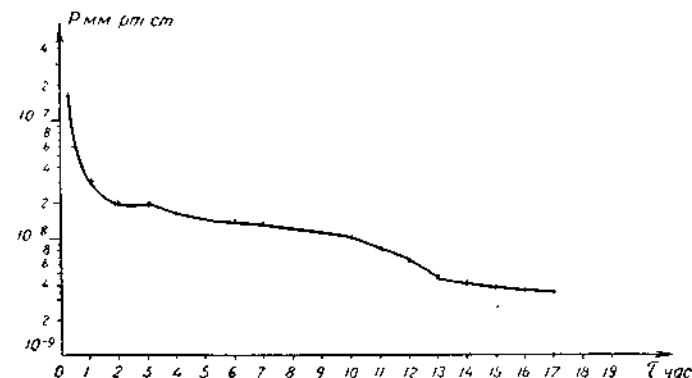


Рис. 4. Изменение давления от времени при откачке печи после аргонной обработки насосов НЭМ-300.

После проведения аргонной обработки электроразрядных насосов давление печи в холодном состоянии уменьшалось до величины  $3,5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. На рис. 4 представлена зависимость изменения давления от времени после аргонной обработки НЭМов при температуре в печи 20° С.

После аргонной обработки НЭМов проводился третий цикл нагрева печи ( $\tau=42$  часа). Обезгаживание при  $T=900$ — $950$ ° С длилось 16 часов. Давление в печи составило  $7 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. при температуре 800° С. График изменения давления представлен на рис. 5.

Таблица 1

Давления в печи ОКБ-8039, полученные после нескольких циклов нагрева при различных температурах нагревателя, мм рт. ст.

Длительность нагрева, час	Температура нагревателя, °С			
	20	200	400	600
40	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-8}$
47	$7 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$
42	$4 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$
(после аргон- ной обработки НЭМ)				
Длительность нагрева, час	Температура нагревателя, °С			
	700	750	800	900
40	$6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-6}$
47	$4 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$
42	$4 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$
(после аргон- ной обработки НЭМ)				

Сравнивая циклы нагрева, проведенные до аргонной обработки (рис. 3) и после нее (данные по изменению давления от

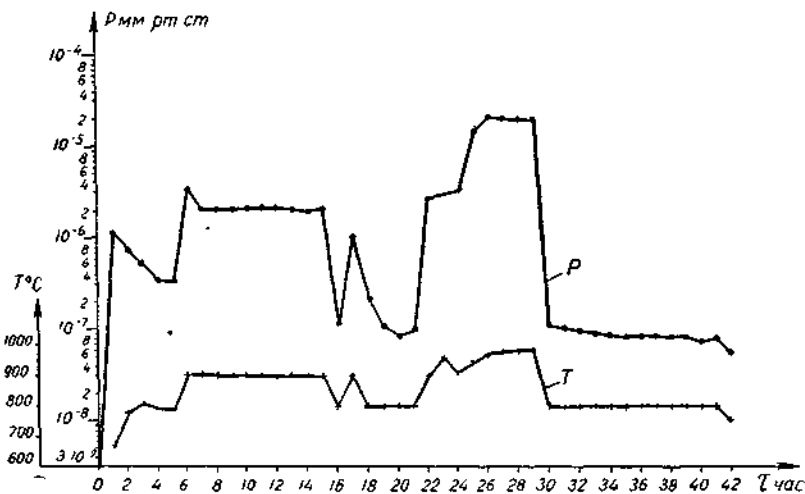


Рис. 5. Изменение давления и температуры от времени при откачке двумя насосами НЭМ-300 после аргонной обработки.

температуры сведены в табл. 1), следует отметить, что предельное давление в печи при температуре 800°С практически не изменилось —  $6 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст., но то же давление после аргонной обработки получено при значительно более коротком цикле обезгаживания нагревателя (16 часов против 50 часов до аргонной обработки).

Из табл. 2 следует, что увеличение температуры нагревателя до 800°С дает возрастание скорости газоотделения в 3 раза, даже после 40-часового обезгаживания нагревателя при температуре 900°С.

Удельная скорость газовой выделения системы «нагреватель — экраны», полученная при температуре 20°С, достаточно хорошо совпадает с данными [1, 2, 4]. Ниже приведены технические характеристики печи ОКБ-8039.

Предельное давление в печи

при температуре 20° . . . . .  $7 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст.

при температуре 800°С . . . . .  $6 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.

Рабочая температура . . . . .  $800^{\circ}\text{C} \pm 10^{\circ}\text{C}$

Мощность установленная . . . . . 35 кВт

в том числе:

камеры нагревательной при температуре 800°С . . . . . 13 кВт

прогрева корпуса и крышек . . . . . 15 кВт

электропечи для прогрева насосов НЭМ-300-1 . . . . . 7 кВт

Число тепловых зон . . . . . 1

Расход охлаждающей воды . . . . .  $1,5 \text{ м}^3/\text{час}$

Расход жидкого азота . . . . . 10 л/час

Размеры рабочего пространства печи:

диаметр . . . . . 300 мм

длина . . . . . 700 мм

Габариты электропечи:

длина . . . . . 3620 мм

ширина . . . . . 3400 мм

высота . . . . . 2000 мм

Вес установки . . . . . 3000 кг

Можно отметить, что аргонная обработка улучшает величину предельного давления только в холодном состоянии, в горячем состоянии вакуум не изменяется. Это объясняется, видимо, тем, что в процессе прогрева нагревателя и экранов происходит нагрев электродной системы насосов НЭМ-300 до температур, превышающих  $T_{\text{раб}}$ , и эффективность аргонной обработки пропадает (табл. 2).

Таблица 2

Вакуумные характеристики печи ОКБ-8039, полученные при различных температурах нагревателя\*

Температура нагревателя, °С	20°	500°	600°	700°	800°**
Предельное давление, мм рт. ст. . . . .	$7 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$
Натекание, лмк/сек. . .	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Удельная скорость газоотделения системы "нагреватель — экраны", лмм рт. ст./сек. см <sup>2</sup> . . .	$4,2 \cdot 10^{-12}$	$8,0 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$

### Выводы

1. Для ускорения получения предельного разрежения целесообразно проводить обезгаживание при температурах, превышающих рабочую температуру, так как газоотделение при более высоких температурах происходит значительно быстрее, в результате сокращается время предварительного обезгаживания.
2. Для улучшения предельного давления печи рекомендуется проводить аргоновую обработку насосов НЭМ-300, которая позволяет улучшить предельный вакуум в холодном состоянии на величину до одного порядка. При температуре 800°С эффект улучшения вакуума за счет аргоновой обработки практически не наблюдается.
3. В процессе эксплуатации было выяснено, что отдельные элементы печи недостаточно охлаждались.
4. Для высоковакуумных электрических печей, требующих безмасляного вакуума, нельзя предусматривать масляное откачное оборудование, так как даже применение специальных маслозащитных устройств (азотные и сорбционные ловушки, маслоотражатели) малоэффективно к предотвращению миграции масла.

\* Данные табл. 2 получены после проведения аргоновой обработки НЭМ

\*\* Данные, полученные после 40-часовой выдержки при температуре 800°С.

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИФфуЗИОННОГО СОЕДИНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ БЕСШТЕНГЕЛЬНОЙ ОТКАЧКЕ ЭВП

Г. В. Конюшков, В. И. Ерекин, М. И. Федоров

Одним из основных факторов, определяющих безотказность действия и длительный срок службы электровакуумных приборов, является высокая степень разрежения в рабочем пространстве прибора. При давлении около  $10^{-6}$  мм рт. ст. работа ряда электровакуумных приборов (ЭВП) ухудшается: увеличиваются шумы, происходит отравление катода, снижается выходная мощность, значительно уменьшается долговечность и надежность приборов.

Как показали исследования последних лет, ответственные ЭВП получают надежными, если их откачивать до давления  $10^{-9}$  мм рт. ст.

Наиболее перспективным путем улучшения предельного вакуума, сокращения технологического цикла изготовления приборов является применение бесштенгельной откачки.

Бесштенгельная откачка ответственных ЭВП может быть успешно внедрена в производство только при условии герметизации приборов способом, позволяющим получать вакуумно-плотные механически прочные термостойкие вибростойкие швы. Способ соединения не должен также вызывать испарение молекул металлов и не вносить дополнительный газ в прибор.

Тщательное рассмотрение возможности применения всех известных способов сварки металлов для герметизации металло-керамических ЭВП при бесштенгельной откачке показывает, что только диффузионное соединение может найти успешное применение [1].

Однако для герметизации отдельных типов приборов, работающих при вакууме  $10^{-5} - 10^{-6}$  мм рт. ст., при бесштенгельной откачке применяют также пайку [2].

С целью выяснения эффективности применения этих видов соединения при бесштенгельной откачке ответственных ЭВП, требующих для своей работы вакуума порядка  $10^{-9} - 10^{-10}$  мм рт. ст., были проведены сравнительные исследования.

Для этого были изготовлены два типа макетов приборов с корпусом из меди МВ, позволяющих производить замер вакуума в макете во время бесштенгельной откачки, в момент герметизации и после охлаждения прибора.

В качестве датчика для измерения вакуума в макетах приборов первого типа применялась ионизационная манометрическая лампа ЛМ-2. Измерение вакуума в макете в процессе откачки и обезгаживания производилось вакуумметром ВИТ-1А по обычной схеме.

В качестве датчика для измерения вакуума в макетах второго типа использовался внутриламповый манометр, позволяющий

измерять вакуум в пределах от  $10^{-3}$  до  $10^{-8}$  мм рт. ст. Замер вакуума в макете приборов во время откачки и обезгаживания, герметизации и после отпая прибора производился с помощью вакуумметра ВИ-12.

Взаимное положение частей прибора во время откачки показано на рис. 1.

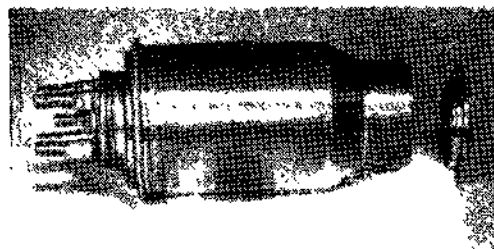


Рис. 1. Взаимное расположение частей макета прибора с внутриламповым манометром при откачке.

Отработка режимов диффузионного соединения и определение оптимальной конфигурации и размеров свариваемых кромок производились первоначально на корпусах макетов приборов без внутренней арматуры.

Н. Шопине и П. Дюмоном за критерий термомеханической надежности сварного соединения была принята способность сохранения вакуумной плотности после нагрева до температур, превышающих максимальную рабочую температуру, и после вибрационных нагрузок седьмой степени жесткости (частота — 8 гц, ускорение — 2,5 g). Соединение считалось вполне надежным, если оно выдерживало не менее 10 термоударов (нагрев в электропечи до  $750^{\circ}\text{C}$ , выдержку 10—15 мин. и охлаждение в струе сжатого воздуха 2—3 мин.) вибра- нагрузки и оставалось вакуумноплотным.

Наилучшие результаты по термомеханической прочности имели образцы из меди, сваренные по кольцевой плоскости при режимах сварки: температура  $650^{\circ}\text{C}$ , давление 1,2—2 кг/мм<sup>2</sup>, время выдержки 40 мин., вакуум  $1 \cdot 10^{-6}$  —  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст., чистота обработки  $\nabla 7$ .

На рис. 2 приведены кривые откачки двух макетов приборов с герметизацией диффузионной сваркой. Как видно из графиков, к концу откачки в макетах был получен вакуум  $4 \cdot 10^{-6}$  (внутриламповый манометр № 8) и  $2,2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. (ЛМ-2 № 5).

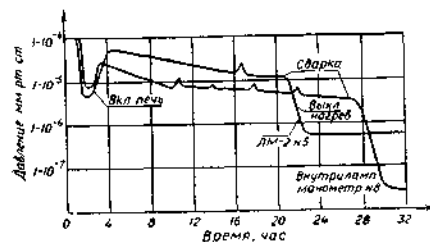


Рис. 2. Кривые откачки макетов приборов с герметизацией диффузионным соединением.

Таблица 1

Тип манометра	№ макетов	Вакуум, мм рт. ст.				
		в печи обезгаживания	в приборе в момент герметизации	в приборе в течение		
				суток	недели	месяца
Внутриламповый манометр	1	$5 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$
	3	$8,6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$
	6	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-8}$
	8	$1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$
	9	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$7,6 \cdot 10^{-8}$
	10	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$
Ионизационная манометрическая лампа ЛМ-2	2	$7 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$
	3	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$8,4 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$
	5	$6 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$
	8	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$

Вакуум в камере обезгаживания был соответственно  $1 \cdot 10^{-6}$  и  $6 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

В табл. 1 приведены данные, характеризующие состояние вакуума в макетах, загерметизированных диффузионной сваркой.

По данным таблицы и графиков видно, что вакуум в приборах при герметизации диффузионной сваркой в момент отпая — герметизации не ухудшается, а после охлаждения становится лучше на 1,5—2 порядка при откачке манометров обоих типов. Это объясняется тем, что отпай — герметизация приборов диффузионным соединением производится в горячем состоянии, без какого-либо газоотделения, а при охлаждении прибора за счет адсорбции и абсорбции остаточных газов предельное разрежение в приборе существенно улучшается.

При выборе припоя для герметизации приборов мы исходили из условия, что, во-первых, его температура плавления должна быть ниже температуры плавления припоя ПСР-72, так как в противном случае прибор при герметизации может распаяться и натечь, и, во-вторых, припой должен плавиться при температуре, соответствующей оптимальной температуре диффузионной сварки меди МВ.

В наших экспериментах применялся припой вакуумной плавки ПСРМФ 15 (Silfos) ГОСТ 8190-56 с температурой плавления  $641$ — $704^{\circ}\text{C}$ .

Кривые откачки макетов приборов ЛМ-2 внутрилампового манометра с герметизацией пайкой показаны на рис. 3. В табл. 2

Таблица 2

Тип манометра	№ макетов	Вакуум, мм рт. ст.				
		в печи обезгаживания	в приборе в момент герметизации	в приборе в течение		
				суток	недели	месяца
Внутриламповый манометр	12	$1 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
	13	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-7}$
	16	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$
	18	$5,4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
	19	$3 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$
Ионизационная манометрическая лампа ЛМ-2	10	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$
	12	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$
	13	$4 \cdot 10^{-5}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$
	16	$1 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$

приведены результаты, характеризующие состояние вакуума в макетах.

Из таблицы видно, что вакуум в приборах после обезгаживания и откачки перед герметизацией ухудшается на 1—1,5 порядка за счет газовыделения из припоя при расплавлении. Вакуум в печи обезгаживания ухудшается при этом на 0,3—0,5 порядка.

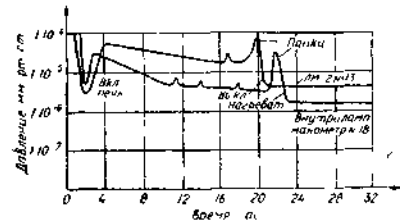


Рис. 3. Кривые откачки макетов приборов с герметизацией пайкой.

Выдержка припоя в расплавленном состоянии приводит, с одной стороны, к обезгаживанию припоя, но, с другой, — увеличивает количество молекул металла, вылетающих из припоя, ухудшая качество приборов.

Существенный интерес представляет сравнение полученных результатов, характеризующих состояние вакуума в макетах при бесштенгельной откачке, с герметизацией диффузионным соединением и пайкой друг с другом и с данными по состоянию

Предельный вакуум в приборе после охлаждения улучшается, но все же остается на 1,5—2 порядка хуже, чем в приборах, загерметизированных диффузионной сваркой.

Некоторый разброс в величине остаточного вакуума при герметизации пайкой объясняется, видимо, различными моментами закрытия прибора после расплавления припоя.

вакуума в образцах, откачанных через медные штенгели большого диаметра и отпаянных холодной сваркой.

Диффузионное соединение материалов в вакууме возникает при максимальном сближении чистых поверхностей за счет взаимной диффузии в поверхностных слоях. Качественное соединение образуется без применения припоев, флюсов, электродов и расплавления основного металла. При диффузионной сварке нет дополнительных источников газоотделения и испарения металла. При герметизации же приборов пайкой из припоя интенсивно

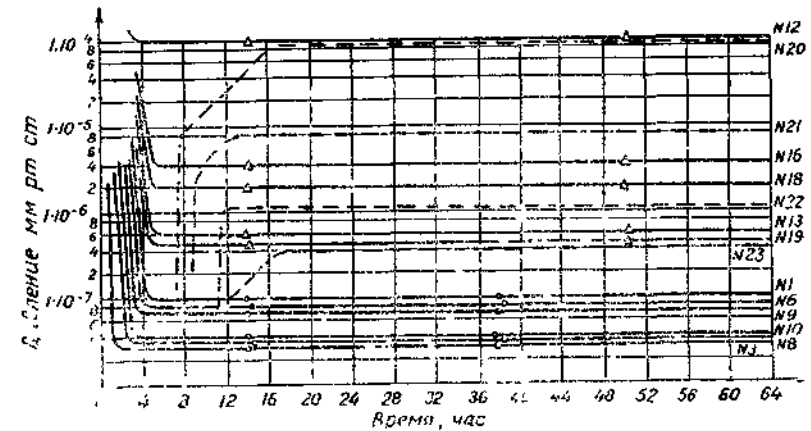


Рис. 4. Характеристика состояния вакуума во внутриламповых манометрах, герметизированных диффузионным соединением (макеты 1, 3, 6, 8, 9, 10), пайкой (макеты 12, 13, 16, 18, 19), и в образцах, отпаянных холодной сваркой (макеты 20—23).

испаряются молекулы металлов и газов, которые, попадая во внутреннюю полость прибора, ухудшают остаточный вакуум. Поэтому начальный вакуум, при котором происходит герметизация приборов, при диффузионной сварке лучше на 1—1,5 порядка, чем при пайке.

Остаточный вакуум в приборах, загерметизированных пайкой, на 1,5—2 порядка хуже, чем в приборах после герметизации их диффузионной сваркой. Данные, характеризующие состояние вакуума во внутриламповых манометрах, убедительно подтверждают этот вывод (рис. 4).

На этом же рисунке проведены по данным работы [3] графики, характеризующие состояние вакуума в образцах, откачанных через штенгель и отпаянных холодной сваркой.

Макеты 20, 21 характеризуют вакуум в образцах, откачанных через недостаточно обезгаженный штенгель, макеты 22, 23 — через тщательно обезгаженный штенгель. Вакуум в первых образцах при отпайке ухудшался на 2—3 порядка, а при обезгаженных штенгелях — на 1—1,5 порядка. Авторы объясняют

ухудшение вакуума в образцах, отплавляемых холодной сваркой, выделением газов, абсорбированных в толще металла при деформации кристаллов металла штенгеля, причем отмечают, что «полностью освободиться от выделений газа весьма затруднительно», несмотря на самое тщательное обезгаживание штенгеля.

При диффузионной сварке имеет место лишь незначительная пластическая деформация неровностей на контактных поверхностях свариваемых деталей, не приводящая к газоотделению в вакуумную полость прибора.

Применение для откачки ЭВП штенгелей увеличенного диаметра не освобождает существующие режимы откачки от традиционного недостатка — охлаждения прибора перед отпайкой, что приводит к ухудшению состояния обезгаженной поверхности оболочки и электродов прибора. При остывании обезгаженный прибор работает как насос. Засасываемые в прибор газы сорбируются остывающими поверхностями оболочки и электродов, а при работе прибора частично выделяются, ухудшая вакуум и отравляя катод.

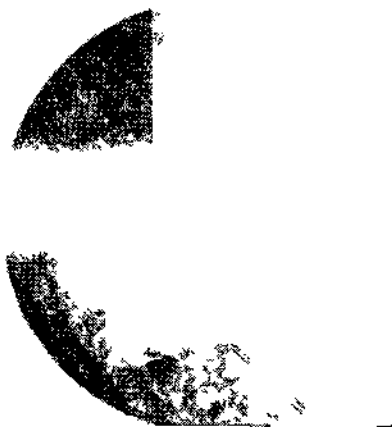


Рис. 5. Зона диффузионного соединения медь — медь (ув. 450).

Внутренняя поверхность штенгеля как наиболее холодная часть прибора, являясь своеобразной ловушкой для газов и расплывающихся веществ, загрязняется в процессе откачки. Отплавляемые в холодном состоянии приборы не всегда устойчиво работают или обладают необходимыми параметрами, хотя при откачке они их имели [4]. Предельный вакуум  $1 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. при холодной сварке штенгелей большого диаметра достигается после охлаждения приборов при температуре 80—100° С.

Применение диффузионного соединения узлов ЭВП при бесштенгельной откачке позволяет производить отпай приборов под вакуумной печью в горячем состоянии при температурах 600—700° С.

Откачка приборов через штенгели увеличенного диаметра с герметизацией холодной сваркой обладает и другим существенным недостатком по сравнению с бесштенгельной откачкой при герметизации диффузионной сваркой. Для деформации и холодной сварки трубок большого диаметра необходимо резкое возрастание усилия сварки. Так, для сварки штенгеля 16—18 мм необходимо усилие 4000 кг, а для сварки штенгеля 37—40 мм — 20 000 кг. Это вызывает необходимость ограничить диаметры отплавляемых штенгелей даже мощных приборов до 40—45 мм, хотя с вакуумной точки зрения желательно применение штенгелей диаметром 80—85 мм [4].

При бесштенгельной откачке отдельных типов ЭВП возможна откачка через все сечение прибора.

Существенный интерес представляет сравнение микроструктур зоны соединения деталей приборов, выполненных диффузионной сваркой (рис. 5) и пайкой (рис. 6).

Диффузионный слой медных деталей большей частью является продолжением зерен меди одной из них. Физическая гра-



Рис. 6. Паяный шов (ув. 140, уменьшение 1/2).

ница раздела между ними не обнаруживается. Это позволило сохранять предельный вакуум в приборах без изменения в течение года.

Паяный шов отличается неоднородностью. В структуре шва отчетливо видны усадочные трещины, являющиеся реальной опасностью для вакуумной плотности оболочки прибора.

При герметизации пайкой возможно испарение молекул припоя в вакуумную полость приборов, так как давление насыщенных паров большинства серебряных припоев, применяемых для пайки ЭВП, составляет  $9 \cdot 10^{-6}$  —  $3 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. уже при температуре 600° С. Осаждение их на керамических деталях влечет за собой появление утечек, на металлических — изменение

поверхностных свойств деталей, на катоде — его отравление. В отдельных макетах было отмечено появление утечек по керамике между катодом и сеткой.

### Выводы

1. Существенное улучшение предельного вакуума в ЭВП может быть достигнуто путем применения диффузионного соединения узлов приборов при бесштенгельной откачке.

2. Герметизация металлокерамических ЭВП диффузионным соединением позволяет получать качественное, надежное соединение.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Казаков Н. Ф. Способ диффузионного соединения различных металлов, сплавов и материалов в вакууме и устройства для осуществления этого способа. Автореферат диссертации на соискание ученой степени д. т. н. Киев, 1962.

2. Жолобов С. П., Саратовкин В. Д. Изучение бесштенгельной откачки металлокерамических приборов. — В сб. «Электронная техника», серия V, вып. 1, 1966.

3. Любимов М. Л., Мишкин А. Г., Федченко Г. Ф. Отпайка медных штенгелей большого диаметра. — В сб. «Электроника», № 3, 1958.

4. Белоусов А. А. Совмещенные режимы откачки. — В сб. «Электроника», № 11, 1958.

## ТУРБОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ ВЫСОКОВАКУУМНЫЕ НАСОСЫ И АГРЕГАТЫ

Л. А. Беляев, Ю. М. Тузанкин

В последнее время отмечается рост интереса специалистов по вакуумной технике к турбомолекулярным насосам. Это объясняется в основном двумя обстоятельствами.

Во-первых, весьма высокими эксплуатационными качествами этих насосов: устойчивая работа при давлении  $10^{-8}$  —  $10^{-9}$  мм рт. ст., достижение давления  $10^{-10}$  —  $10^{-12}$  мм рт. ст. без применения охлаждаемых устройств, высокая скорость откачки всех без исключения газов и малый расход электроэнергии [1].

Во-вторых, продолжающимся ростом требований к «чистоте» получаемого вакуума. В этом отношении турбомолекулярные насосы оказались наиболее подходящим средством создания сверхвысокого вакуума в объемах ускорителей частиц, имитаторах космических условий, в установках для нанесения тонких пленок и получения чистых металлов и других работ, в которых высокие эксплуатационные качества этих насосов и их особенности нашли наиболее полное использование [2].

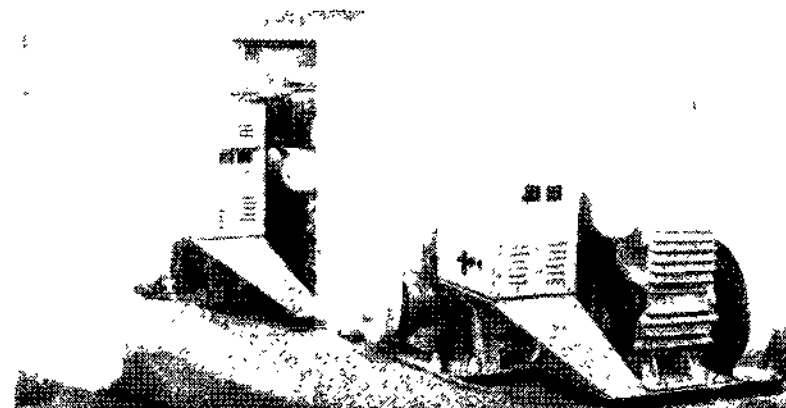


Рис. 1. Агрегаты ТВА-500М и ТВА-200М.

В статье описываются особенности конструкции ряда отечественных турбомолекулярных высоковакуумных насосов типа ТВН и агрегатов на их базе типа ТВА.

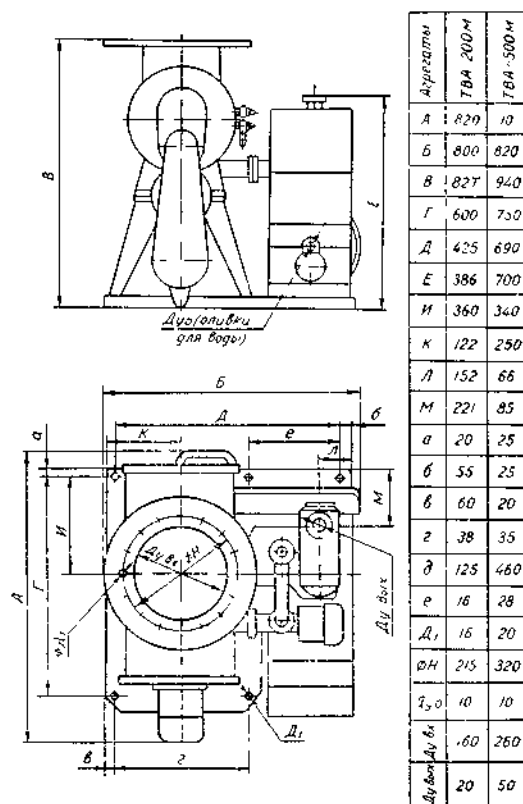
На рис. 1 показана линия из двух агрегатов ТВА-500М, немного различающихся приводной частью, и ТВА-200М (на заднем плане). Их технические характеристики приведены в табл. 1.

Таблица 1

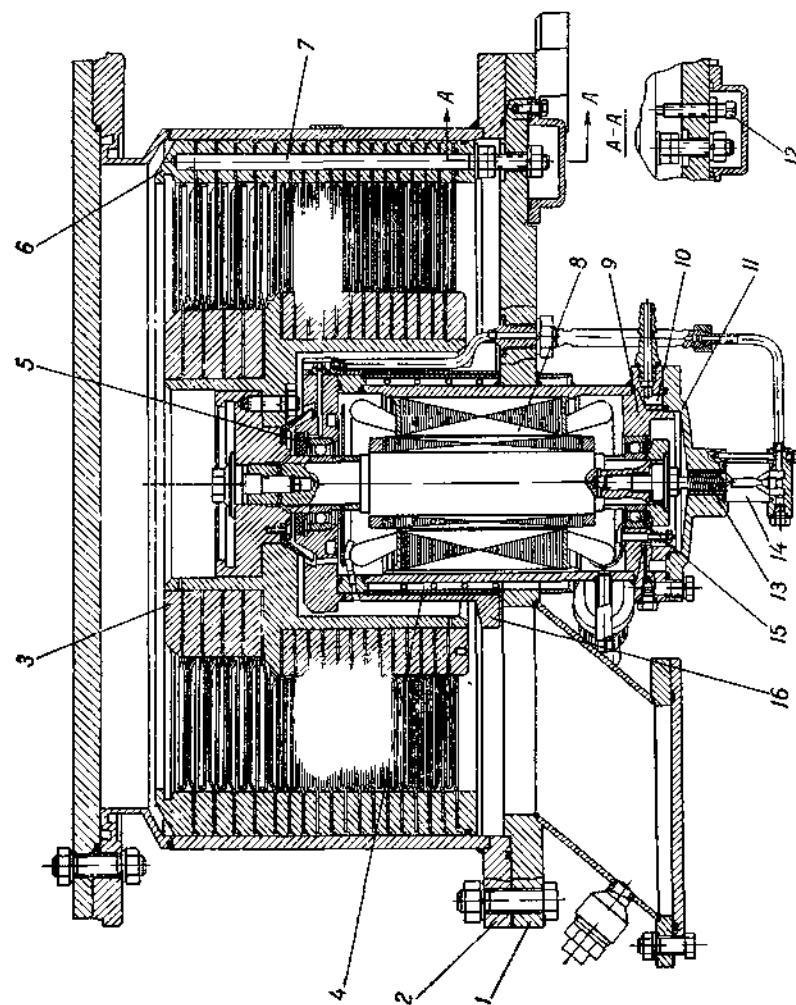
Характеристика	ТВА-200М	ТВА-500М
Быстрота откачки воздуха в интервале давлений $10^{-4}$ — $10^{-8}$ мм рт. ст., л/сек. . . . .	250	600
Остаточное давление, измеренное в заглушенном входном патрубке, не более, мм рт. ст.	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$
Тип турбомолекулярного насоса . . . . .	ТВН-200М	ТВН-500М
Тип насоса предварительного разрежения . .	ВНЗ-2	ВН20-2
Суммарная мощность электродвигателей, кВт	1,2	2,5
Электропитание . . . . .	Сеть трехфазового тока 220/380 в, 50 гц	
Число оборотов ротора, об/мин. . . . .	16000	12000
Расход воды на охлаждение агрегата, л/час .	60	60
Масло для смазки подшипников турбонасоса .	ТМ1 (ВТУ МЗ-11-61)	
Вес, кг . . . . .	290	500

На рис. 2 приведены габаритные и присоединительные размеры агрегатов ТВА-200М и ТВА-500М.

Состав агрегатов однотипен. Основу их составляют ТВН соответствующей быстроты откачки с электродвигателем и меха-







1 — корпус привода, 2 — корпус, 3 — ротор, 4 — рубашка охлаждения, 5 — лабиринт, 6 — статор, 7 — шпилька, 8 — статор ЭШ, 9 — корпус подшипника, 10 — канал охлаждения, 11 — крышка, 12 — винт, 13 — маслонасос, 14 — указатель потока масла, 15 — подшипник, 16 — корпус подшипника

Рис 3 Насос вакуумный турбомолекулярный ТВН-1000:

охлаждающей воды в рубашку 4 и каналы в корпусах 9 и 16 подшипников.

Ротор 3 с приводом и статор 6 установлены на плите корпуса привода 1 и закрыты цилиндрическим корпусом 2. С помощью шести винтов 12 и шпилек 7 выполняется регулировка осевого зазора между статором и ротором. Диски ротора и статора штампуются из тонкого листового материала. Этот насос, мало отличающийся по габаритам от ТВН-500М, рассчитан на скорость откачки воздуха свыше 1000 л/сек.

Компоновка агрегата на базе ТВН-1000 предусмотрена в двух вариантах. Один аналогичен вышеописанным агрегатам. В другой введена промежуточная ступень из диффузионного насоса, находящаяся на самостоятельной ветви коммуникаций и включаемая по желанию оператора для некоторого повышения вакуума. Опытный образец этого агрегата в настоящее время находится на доводочных испытаниях.

Несколько образцов описанных агрегатов проходят опытную эксплуатацию на различных предприятиях. Положительные результаты этой эксплуатации и полученные производственные отзывы позволяют рекомендовать их к более широкому производству и использованию.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Becker W. Die Turbomolekularpumpe, *Vakuum-Technik*, 1966, 15, № 10.
2. Gerbier K, Muel J. Emploi d'une turbopompe sur un accélérateur électrostatique, *Vide*, 1966, vol. 21, № 124.
3. Беляев Л. А. О зависимости параметров молекулярного турбонасоса от некоторых элементов его конструкции, ВРЭ, IV, 1965, 9.
4. Беляев Л. А. Двухпоточный вакуумный турбомолекулярный насос. Авт. свид. № 174752. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 18, 1965.
5. Беляев Л. А. Рабочая лопатка для турбомолекулярного насоса. Авт. свидетельство № 182842. Там же, № 12, 1966.
6. Беляев Л. А., Тузанкин Ю. М. Диск турбомолекулярного насоса. Авт. свидетельство № 243770. Там же, № 17, 1969.

#### РАДИАЛЬНЫЙ ТУРБОМОЛЕКУЛЯРНЫЙ НАСОС

Ю. М. Тузанкин, Л. А. Беляев

В последнее десятилетие на смену классическим молекулярным вакуумным насосам [1] пришли турбомолекулярные насосы с осевым [2—3] и радиальным [4] потоками откачиваемых газов. Как показали расчеты, насосы с радиальным потоком при равных габаритах имеют большую быстроту откачки за счет большей площади рабочих сечений насоса.

При конструировании первого образца радиального насоса оказалось необходимым экспериментально проверить работоспособность элементов конструкции и исследовать влияние

различных факторов на коэффициент компрессии и быстроту откачки. Для этих целей был изготовлен и испытан действующий макет радиального турбомолекулярного насоса.

Основные детали экспериментальной модели радиального насоса показаны на рис. 1 и 2. Модель состоит из шести ступеней, образованных тремя барабанами ротора и барабанами статора с выполненными в них вдоль оси под углом к радиусу рабочими каналами. Барабаны статора и ротора чередуются между собой, размещаясь один в другом.

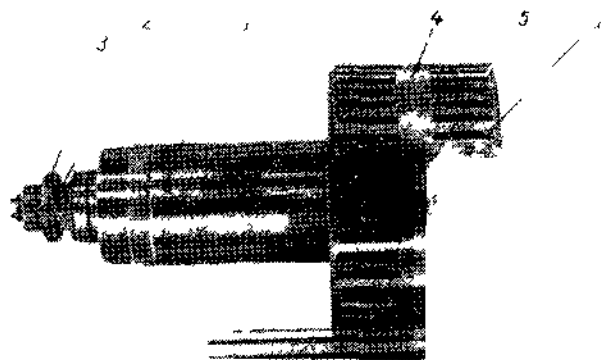


Рис. 1 Ротор

На рис. 1 показан ротор насоса. Он состоит из дюралевого вала 1 со стальными цапфами 2 на концах. На цапфы надеты высокоточные шарикоподшипники 3. Дюралевые барабаны 4 напрессованы на среднюю часть вала и связаны между собой с помощью утолщенных посадочных поясков. С целью повышения прочности рабочие каналы  $\alpha$  изготовлены короткими. Для тангенциальной и осевой фиксации барабанов применены радиальные штифты 5.

Ротор устанавливается в цилиндрический корпус, съемные фланцы которого служат опорами для подшипников.

Устройство статора показано на рис. 2. Для лучшего обзора барабаны статора 1, 2 выдвинуты из барабанов ротора 3.

В описываемой конструкции статор состоит из двух половин. Барабаны статора напрессованы один на другой по посадочным поясам вне полостей барабанов ротора и объединены с помощью вакуумноплотных дисковых обоев 4 и 5. В рабочем положении обоев фиксируются в цилиндрическом

корпусе соосно ротору, обеспечивая между роторными и статорными барабанами зазоры: радиальный 2 мм и торцевой 0,5 или 2,5 мм.

Внешний диаметр наибольшего барабана 18 см, наименьшего — 12,4. Толщина роторных барабанов 4 мм, статорных — 3 мм. Угол наклона рабочих каналов к радиусу  $55^\circ$  и  $62^\circ$  соответственно. Каналы прорезаны дисковой фрезой толщиной 3 мм. Длина каждого канала около 4 см. Число каналов на барабанах, начиная с большего, — 45, 36, 36, 30, 30, 30. Соот-

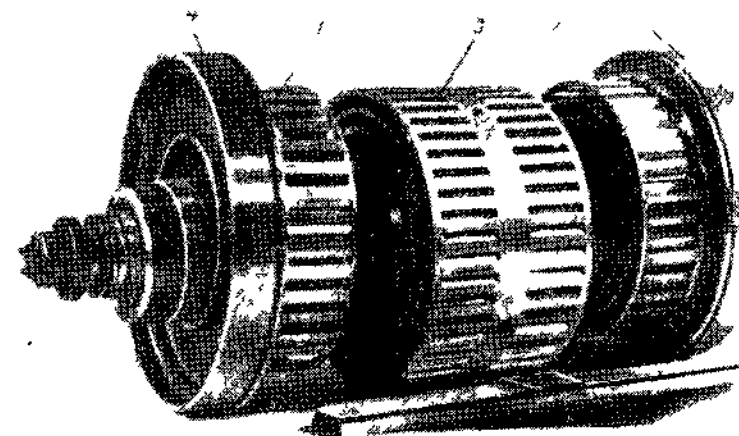
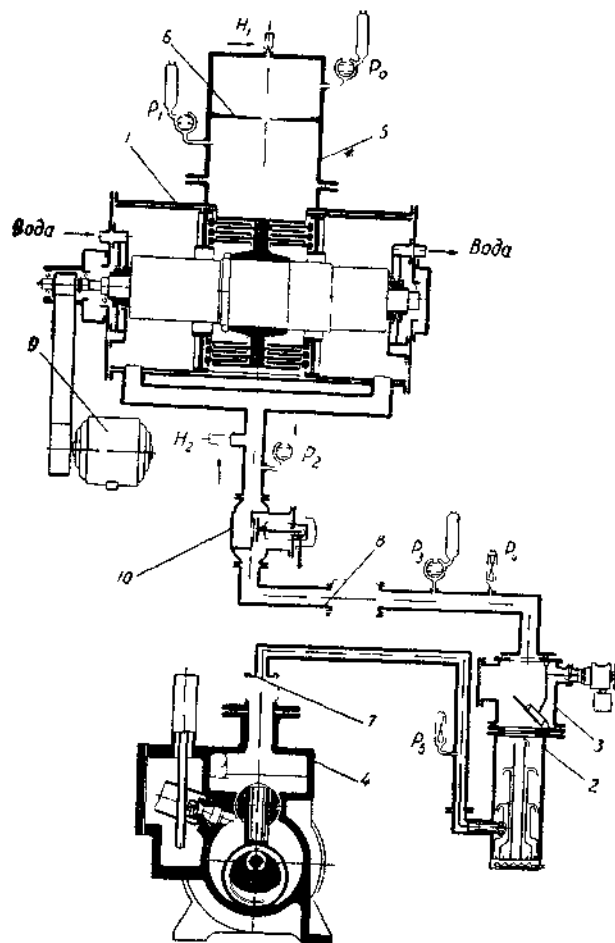


Рис. 2 Ротор и статор

ветствующие суммарные площади входа в рабочие каналы — 102, 98, 79, 82, 68, 82 см<sup>2</sup>.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 3. Модель радиального турбомолекулярного насоса работала в качестве высоковакуумной ступени системы, состоящей кроме нее из диффузионного 2 и форвакуумного 4 насосов. Насосы сообщены между собой трубопроводами 7 и 8 с вентилем 10 и затвором 3, служащими для отключения модели насоса от форвакуума. На вход модели насоса установлен измерительный колпак 5 с двумя манометрическими лампами  $P_1$  и  $P_0$ , разделенными диафрагмой 6 с отверстием расчетной проводимости.

Обороты ротора изменялись от 9000 до 17000 об/мин с помощью ременной передачи и сменных шкивов, устанавливаемых на вал электродвигателя 9.



Р и с. 3. Схема экспериментальной установки.

Испытываемый газ (аргон, воздух, гелий) напускался в измерительный колпак и на выход из модели насоса с помощью натекателей  $H_1$  и  $H_2$ .

Давления  $P_0$ ,  $P_1$ ,  $P_2$  измерялись взаимнооттарированными манометрическими лампами ЛМ-2 с азотными ловушками.

Для контроля давления в форвакуумных трубопроводах  $P_3$ ,  $P_4$ ,  $P_5$  манометрические лампы тарировке не подвергались.

Скорость откачки  $S_1$  определялась по известной формуле:

$$S_1 = U_0 \left( \frac{P_0}{P_1} - 1 \right),$$

где  $U_0$  — проводимость отверстия в диафрагме;  
 $P_0$  — давление газа, измеренное над диафрагмой;  
 $P_1$  — давление газа, измеренное под диафрагмой (на входе в макет насоса).

Коэффициент компрессии  $K$  определялся из отношения

$$K = \frac{P_2}{P_1},$$

где  $P_2$  — давление газа, измеренное на выходе из модели насоса.

При скорости ротора 16800 об/мин и направлении потока от периферии к центру зарегистрированы следующие значения максимального коэффициента компрессии модели: 25 — для аргона, 20,3 — для воздуха и 18,3 — для гелия. Средний коэффициент компрессии одного барабана составляет при этом 1,72; 1,65; 1,62 соответственно. Эти результаты немного ниже полученных ранее данных [5] для осевого турбомолекулярного насоса с рабочими каналами сходной геометрии. Разница, видимо, объясняется влиянием своего рода центробежных эффектов (кривизны барабанов) на переход молекул от барабана к барабану. При откачке газа от центра к периферии можно ожидать некоторого повышения коэффициента компрессии.

Характер изменения коэффициента компрессии по скорости ротора в исследованном интервале близок к экспоненциальному. Для ряда испробованных газов логарифм коэффициента компрессии изменяется прямо пропорционально корню квадратному из молекулярного веса откачиваемого газа. Быстрота откачки несколько растет с повышением оборотов ротора и уменьшением молекулярного веса газа.

Однако из-за малой пропускной способности форвакуумного трубопровода в этих экспериментах не достигнута максимально возможная быстрота откачки модели.

Полученные экспериментальные данные обобщены по отношению скоростей  $\frac{V}{c}$ , где  $V$  — окружная скорость ротора, а  $c$  — средняя тепловая скорость откачиваемого газа.

Обобщенные данные напоминают коэффициенты Клаузинга для пропускной способности трубопроводов с той разницей, что они зависят не только от геометрии, но и от скорости рабочих каналов, поперечной направлению потока откачиваемого газа. Для каждой скорости рабочего канала существует два таких коэффициента, характеризующих прямую  $U_{12}$  и обратную  $U_{21}$  динамические проводимости движущегося канала.

Расчет обобщенных зависимостей выполнен по уравнениям (1—4):

$$U_{21} = \frac{S_{1\max} - V_s}{(P_2/P_1)_{\max} - 1}, \quad (1)$$

$$U_{12} = S_{1\max} + U_{21}, \quad (2)$$

$$K_{21} = \frac{4 U_{21}}{c F_{\text{вых}}}, \quad (3)$$

$$K_{12} = \frac{4 U_{12}}{c F_{\text{вх}}}, \quad (4)$$

где  $U_{12}$ ,  $U_{21}$  — прямая и обратная динамические проводимости (пропускные способности) рабочих каналов барабана;

$K_{12}$ ,  $K_{21}$  — соответствующие коэффициенты динамической проводимости, эквивалентные коэффициентам Клаузинга;

$S_{1\max}$  — измеренное максимальное значение быстроты откачки на входе в барабан при  $P_2/P_1 = 1$ ;

$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{\max}$  — измеренное максимальное значение коэффициента компрессии при  $S_1 = 0$ ;

$F_{\text{вх}}$ ,  $F_{\text{вых}}$  — площади входного и выходного сечений рабочих каналов барабана;

$V_3$  — встречный объемный расход газа через зазор при  $P_1$ .

Результаты эксперимента свидетельствуют о достаточной эффективности турбомолекулярного насоса с радиальным потоком.

Характер изменения откачных параметров радиального насоса в зависимости от скорости ротора и молекулярного веса газа примерно соответствует данным осевых турбомолекулярных насосов. Удельные значения этих параметров (в расчете на один канал) оказываются ниже при потоке от периферии к центру и, видимо, выше при обратном направлении потока.

В основу предварительного расчета радиального насоса могут быть положены имеющиеся данные для облопаченных дисков соответствующей геометрии. Поправочные коэффициенты при этом близки к единице и могут быть определены для каналов ряда геометрий из подробных результатов настоящей работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М., „Мир“, 1964.
2. Becker W. Zur Theorie der Turbomolekularpumpe, *Vakuum-Technik*, 1961, 10 № 7.
3. Kruger Ch., Shapiro A. Vacuum pumping with a bladed axial-flow turbomachine, Seventh national symposium on vacuum technology transactions, 1960, Pergamon Press.
4. Тузанкин Ю. М., Беляев Л. А. Молекулярный вакуумный насос. Авторское свидетельство № 174314. Бюллетень изобретений и товарных знаков, № 17, 1965.
5. Беляев Л. А. О расчете параметров молекулярных турбонасосов. — В сб. „Вакуумная техника“, вып. I, Казань, Таткнигиздат, 1968.

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНЕЙ СЖАТИЯ ПО СТУПЕНЯМ ПАРОВОДЯНОГО ЭЖЕКТОРНОГО НАСОСА

В. Г. Жаринов, А. Н. Спектор, Э. Д. Кожевникова

Широкое применение в качестве откачного оборудования нашли пароводяные эжекторные насосы. Для осуществления больших степеней сжатия откачиваемого газа используют многоступенчатые насосы. Насос состоит из последовательно соединенных эжекторных ступеней с промежуточными конденсаторами (рис. 1). Общая степень сжатия в насосе создается последовательным сжатием в эжекторных ступенях. В связи с этим большое значение приобретает вопрос об оптимальном распределении степеней сжатия по ступеням.

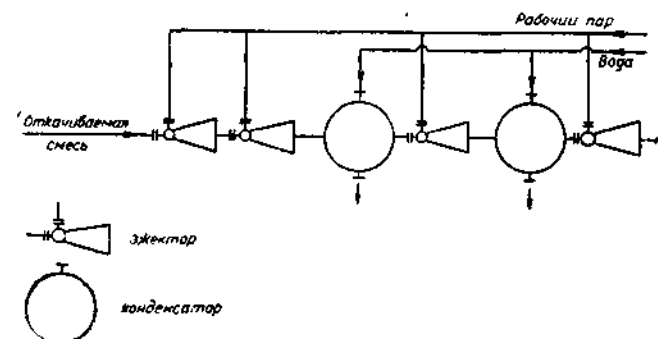


Рис. 1. Условная схема пароводяного эжекторного насоса.

Распределение давлений по ступеням можно производить, принимая степени сжатия во всех ступенях одинаковыми [1], [2]. От такого распределения, однако, часто приходится отступать, так как нужно учитывать условия работы конденсаторов.

В работе [3] предлагаются номограммы, позволяющие упростить расчет многоступенчатого пароструйного насоса, приводится пример расчета трехступенчатого насоса. Выбор степеней сжатия по ступеням производится путем вариантных расчетов.

Ввиду сложности расчета многоступенчатых пароводяных эжекторных насосов вопрос об оптимальном распределении степеней сжатия по ступеням в настоящее время не может быть решен теоретически. Приходится рассчитывать большое число различных вариантов, чтобы выбрать из них оптимальный.

В данной работе приводится численное решение задачи. Расчеты производились на ЭВМ „Урал-2“. За основу принята методика расчета пароводяных эжекторов, изложенная в [1].

## Расчетные уравнения

Общий расход пара для ступеней без промежуточных конденсаторов (рис. 2), отнесенный к 1 кг/час отсасываемой смеси первой ступени, можно определить из уравнения:

$$G = b_1 + \sigma \cdot \sum_{i=2}^n b_i \cdot \prod_{j=1}^{i-1} (1 + b_j), \quad (1)$$

$n$  — число ступеней;  
 $b_i, b_j$  — удельные расходы пара на  $i$  и  $j$  ступени;

$$\sigma = \begin{cases} 0 & \text{при } n = 1, \\ 1 & \text{при } n \geq 2. \end{cases}$$

Если отсасывается воздух или паровоздушная смесь, то удельный расход рабочего пара ступени, т. е. отношение расхода рабочего пара к расходу эжектируемого газа, может

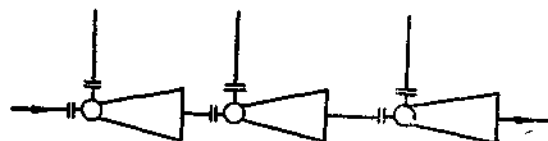


Рис. 2. Эжекторные ступени без промежуточных конденсаторов.

быть найден по диаграмме [1] в зависимости от степени расширения  $E$  (отношения давления рабочего пара к давлению эжектируемой смеси) и степени сжатия  $K$  (отношения давления на выходе из ступени к давлению эжектируемой смеси). На основе этой диаграммы можно составить таблицу значений по двум переменным  $E$  и  $K$ .

Однако вводить в память машины значения функций в виде таблиц очень невыгодно. Поэтому была получена приближенная аналитическая формула, позволяющая определять при заданных  $E$  и  $K$  значение  $b$  с погрешностью не более 5%:

$$\lg b = \left( 2,75 + \frac{\lg E - 1}{0,1 - 0,4515 \cdot \lg E} \right) [\lg K - \lg (0,0892 + \lg E + 1,28)] - 0,00775 \cdot K - 0,17937. \quad (2)$$

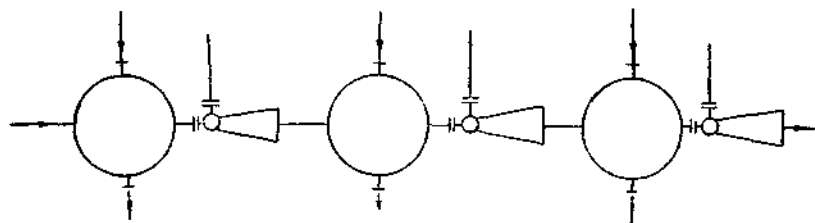


Рис. 3. Эжекторные ступени с промежуточными конденсаторами.

Значения  $b$  для заданного  $K$  при  $E > 5000$  приняты постоянными и равными значению при  $E = 5000$ .

При определении расхода пара на ступень, следующую за конденсатором (рис. 3), необходимо знать количество смеси на выходе из конденсатора.

Объемная доля пара в паровоздушной смеси, поступающей в конденсатор,

$$r_n = \frac{\frac{G_{n1}}{18}}{\frac{G_{n1}}{18} + \frac{1}{29}}, \quad (3)$$

где  $G_{n1}$  — вес пара, отнесенный к 1 кг/час воздуха.

Парциальное давление пара в конденсаторе

$$p_n = r_n \cdot p_k, \quad (4)$$

$p_k$  — давление в конденсаторе.

Давление  $p_k$  при заданной температуре охлаждающей воды  $t_{в1}$  обычно выбирается из условия, чтобы температура насыщенного пара, соответствующая  $p_k$ , на  $10 \div 12^\circ \text{C}$  превосходила  $t_{в1}$ . Будем принимать эту разницу равной  $10^\circ \text{C}$ .

Температура выходящей воды из конденсатора обычно принимается равной

$$t_{в2} = t_n - \Delta t, \quad (5)$$

где  $t_n$  — температура насыщенного пара, соответствующая  $p_n$ ,

$$\Delta t = 3 + 5^\circ \text{C}.$$

Будем принимать  $\Delta t = 4^\circ \text{C}$ .

Для определения  $t_n$  используем уравнение кривой упругости водяного пара, приведенное в [4].

Количеством воздуха, поступающего через неплотности и вносимого с охлаждающей водой в конденсаторы смешения, будем пренебрегать.

Температура паровоздушной смеси на выходе из конденсатора определяется по формуле:

$$t_2 = t_{в1} + 4^\circ \text{C} + 0,1 (t_{в2} - t_{в1}). \quad (6)$$

Весовая доля пара в смеси на выходе из конденсатора:

$$g_{n2} = \frac{0,622 \cdot \frac{p_{n2}}{p_k - p_{n2}}}{1 - 0,622 \cdot \frac{p_{n2}}{p_k - p_{n2}}}, \quad (7)$$

где  $p_{n2}$  — давление насыщенного пара, соответствующее  $t_2$ .

Вес паровоздушной смеси на выходе из конденсатора

$$G_2 = \frac{1}{1 - g_{n2}}. \quad (8)$$

Общий расход пара на ступень, следующую за первым конденсатором, равен

$$G = G_2 \cdot b. \quad (9)$$

Общий расход пара на ступени с промежуточными конденсаторами, отнесенный к 1 кг/час воздуха на входе в первый конденсатор

$$G = \sum_{i=1}^n G_{2i} \cdot b_i, \quad (10)$$

где  $G_{2i}$  — количество смеси на входе в  $i$ -ую ступень, отнесенное к 1 кг/час воздуха на входе в первый конденсатор.

### Ступени без промежуточных конденсаторов

Задача состоит в том, чтобы найти такое распределение степеней сжатия по ступеням, при котором общий расход пара будет минимальным.

Примем, что минимальная степень сжатия, создаваемая одной ступенью, равна 1,8, максимальная — 10.

Отсюда, в частности, следует, что если  $1,8 < K < (1,8)^2$ , то минимальное и максимальное число ступеней равно 1.

Если  $K > (1,8)^2$ , то максимальное возможное число ступеней может быть найдено следующим образом. Общая степень сжатия

$$K = (1,8)^{n-1} \cdot K_n,$$

где для  $n$ -ой ступени должно быть

$$1,8 \leq K_n \leq (1,8)^2.$$

Используя эти выражения, можно записать систему неравенств:

$$n + 1 > \frac{\lg K}{\lg 1,8} \geq n. \quad (13)$$

При решении этой системы необходимо иметь в виду, что  $n$  — число целое.

Минимально возможное число ступеней находится из условия:

$$K = (10)^{n-1} \cdot K_n,$$

где  $1,8 \leq K_n \leq 10$ .

Отсюда следует, что

$$n \geq \lg K \geq n + \lg 1,8 - 1. \quad (14)$$

Здесь также надо иметь в виду, что  $n$  — число целое.

Расчет производится следующим образом. Задаются общая степень сжатия  $K$  и степень расширения первой ступени  $E_1$ . Предполагается, что давление рабочего пара по всем ступеням одинаково. Определяется минимально возможное  $n_{\min}$  и максимально возможное  $n_{\max}$  число ступеней. Выбирается промежуточное число ступеней  $n_{\min} < n < n_{\max}$ . Далее решение задачи производится для каждого заданного  $n$ . Выбирается общая степень сжатия первых двух ступеней. Задаются степени сжатия остальных ступеней:  $K_3, K_4, \dots, K_n$ . При этих фиксированных значениях степеней сжатия общий расход пара на все ступени, определяемый по формуле (1), является однозначной функцией  $K_1$ . Перебирая все возможные значения  $K_1$ , найдем минимальный расход пара. Задавая затем различные значения  $K_3$ , мы получим ряд значений минимальных расходов пара, производя для каждого из зна-

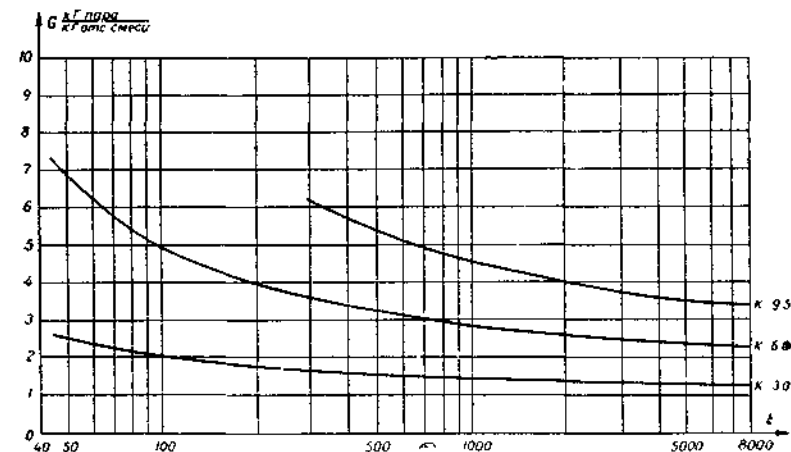


Рис. 4. Значения расходов пара на одну ступень без предшествующего конденсатора.

чений  $K_3$  варьирование  $K_1$ . Из полученного ряда выбираем наименьшее значение расхода пара. Перебираем все возможные значения  $K_4$ . Для каждого из значений  $K_4$  получаем свое значение расхода пара. Из этого ряда выбираем наименьшее значение расхода. Затем задаем возможные значения  $K_5$  и т. д. Перебирая таким образом все возможные значения  $K_1, K_2, \dots, K_n$ , мы получим для заданных  $E_1, K, n$

минимальное значение расхода пара. Аналогично может быть найдено максимальное значение расхода пара.

На рис. 4, 5, 6 приведены результаты расчетов соответственно для одно-, двух- и трехступенчатого вариантов при различных значениях  $E_1$  и  $K$ .

Кроме вариантов, соответствующих минимальным и максимальным значениям расходов пара, были получены также

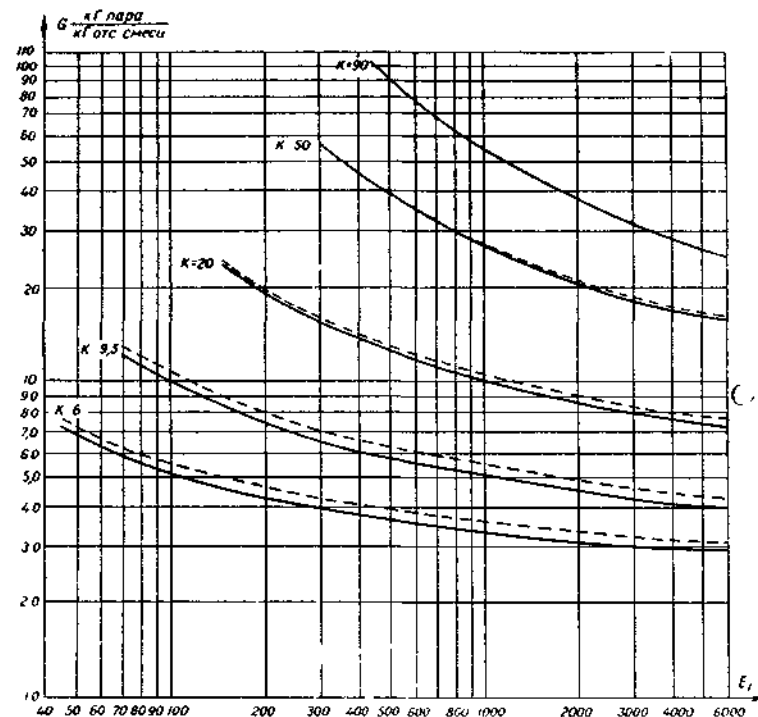


Рис. 5. Значения расходов пара на две ступени без промежуточных конденсаторов.  
— расход пара при оптимальном распределении степеней сжатия,  
--- максимальный расход пара.

результаты расчетов с равномерным распределением степеней сжатия по ступеням ( $K_i = \sqrt[n]{K}$ ). Расходы пара при равномерном распределении степеней сжатия во всех случаях, за исключением вариантов со степенями сжатия 90 и 500 для трехступенчатой схемы, практически совпали с минимальными значениями. В указанных вариантах имеется небольшое различие, не превышающее 5%.

Анализ полученных данных показывает, что для ступеней без промежуточных конденсаторов наилучшим является вариант с минимально возможным числом ступеней. Для при-

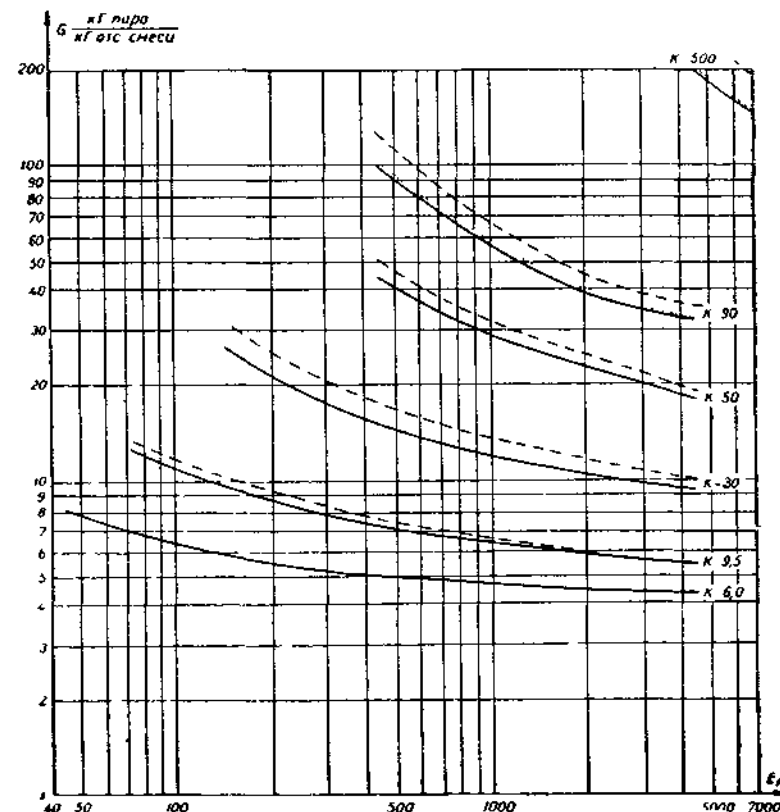


Рис. 6. Значения расходов пара на три ступени без промежуточных конденсаторов.  
— расход пара при оптимальном распределении степеней сжатия,  
..... расход пара при равномерном распределении степеней сжатия,  
--- максимальный расход пара.

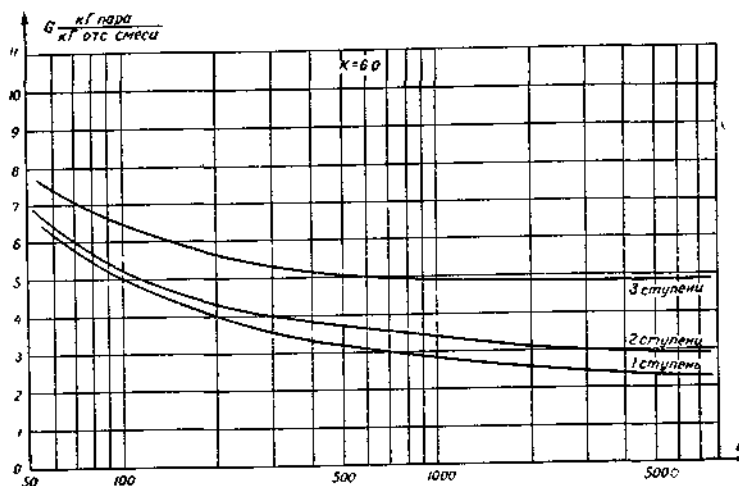


Рис. 7. Значения минимальных расходов пара для одно-, двух- и трехступенчатых схем без промежуточных конденсаторов.

мера на рис. 7 приведены значения минимальных расходов пара для трех различных схем при одной и той же общей степени сжатия  $K=6$ .

### Ступени с промежуточными конденсаторами

Задаваясь различными степенями сжатия  $K$ , получаем давление в первом конденсаторе  $p_k = \frac{1,2}{K}$ . Выбираем минимально и максимально возможное число ступеней. Перебирая все возможные значения степеней сжатия, аналогично предыдущему случаю, находим минимальное и максимальное значения расходов пара.

При определении величины общего расхода пара на ступени используются формулы (3) — (10).

Общий расход пара рассчитывается на 1 кг/час воздуха, поступающего в первый конденсатор.

На рис. 8, 9, 10 приведены результаты расчетов соответственно для одно-, двух- и трехступенчатого вариантов при различных значениях  $K$ ,  $E_1$ ,  $t_{в1}$ .

Кроме вариантов, соответствующих минимальным и максимальным значениям расходов пара, были получены также результаты расчетов с равномерным распределением степеней сжатия по ступеням. Расходы пара в последнем случае, с точностью до 5—8%, совпадают с минимальными значениями расходов пара.

Анализ полученных данных показывает, что для ступеней с промежуточными конденсаторами наилучшим является вариант с максимально возможным числом ступеней.

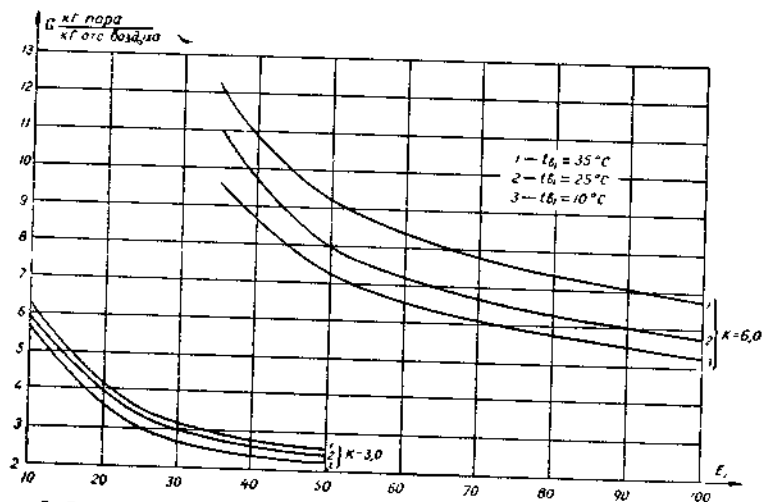


Рис. 8. Расход пара на одну ступень с предшествующим конденсатором.

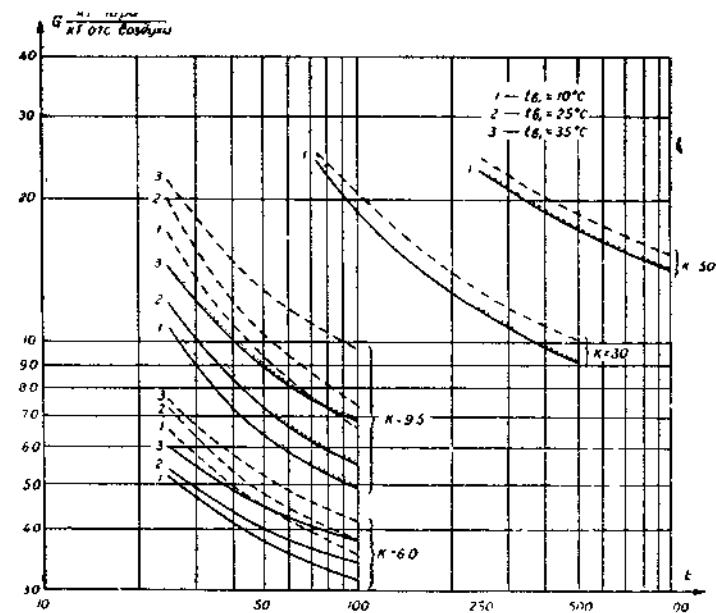


Рис. 9. Расход пара на две ступени с промежуточными конденсаторами.

— расход пара при оптимальном распределении степеней сжатия,  
 ..... расход пара при равномерном распределении степеней сжатия,  
 --- максимальный расход пара.

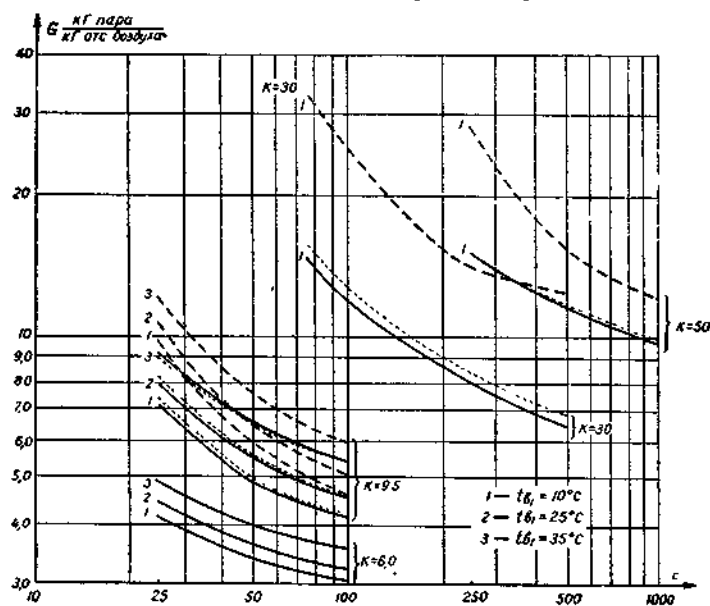


Рис. 10. Расход пара на три ступени с промежуточными конденсаторами.

— расход пара при оптимальном распределении степеней сжатия,  
 ..... расход пара при равномерном распределении степеней сжатия,  
 --- максимальный расход пара.



Для примера на рис. 11 приведены значения минимальных расходов пара для трех различных схем при одной и той же общей степени сжатия  $K=6$ .

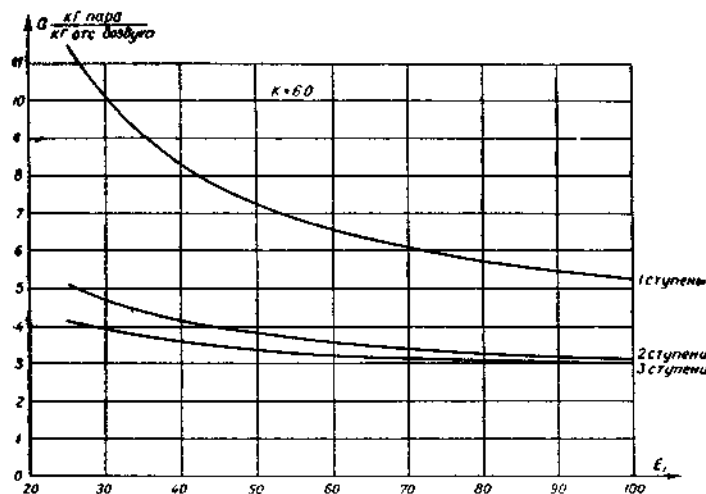


Рис. 11. Расход пара на одну, две, три ступени с предшествующими конденсаторами ( $K=6$ ,  $t_{в.} = 10^\circ \text{C}$ ).

### Выбор схемы насоса

Предыдущие результаты расчетов могут быть использованы для выбора схемы насоса и распределения степеней сжатия по ступеням всего насоса, включая ступени с промежуточными конденсаторами и без них.

Зная давление на входе и выходе из насоса, определяем общую степень сжатия  $K$ . Находим минимальное давление в первом конденсаторе, исходя из условия, чтобы температура насыщенного пара, соответствующая  $p_{k \text{ min}}$  на  $10-12^\circ \text{C}$ , превосходила заданную величину  $t_{в.}$ . Определяем минимальную степень сжатия до первого конденсатора  $K_{\text{min}}$ .

Задаем ряд значений  $K' > K_{\text{min}}$ . Для каждого выбранного  $K'$  находим минимальное число ступеней до первого конденсатора  $n$ . Выбирая равномерное распределение степеней сжатия по этим ступеням ( $K_n = \sqrt[n]{K'}$ ), определяем расход пара при известных давлении рабочего пара и расходе отсасываемой паровоздушной смеси.

Задавая различное число ступеней с промежуточными конденсаторами и выбирая равномерное распределение степеней сжатия ( $K_m = \sqrt[m]{\frac{K}{K'}}$ ), находим расход рабочего пара на эти ступени. Определяем также расход воды на конденсаторы.

Исходя из тех или иных соображений, например, из условия наименьшей стоимости пара и воды, выбираем схему насоса с соответствующим распределением степеней сжатия по ступеням.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Рамм В. М. Пароструйные вакуум-эжекционные установки. М., Гос. научн.-техн. изд-во хим. литературы, 1949.
2. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л., «Энергия», 1965.
3. Робожев А. В. Применение номограмм для расчета многоступенчатых эжекторов. «Энергомашиностроение», № 8, 1965.
4. Вукалович М. П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Гос. научн.-техн. изд-во машиностроительной лит-ры, 1958.

### ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА ПРИ ПОМОЩИ СИСТЕМЫ ПАРОМАСЛЯНЫХ НАСОСОВ

Ф. Д. Путиловский, И. Г. Хисамеев, Е. Г. Сидоров

Для получения сверхвысокого вакуума часто применяют откачную систему, состоящую из двух последовательно соединенных диффузионных насосов [1, 2]. Однако данных о том, как работает такая система, состоящая из паромасляных насосов отечественного производства, в литературе нет.

Настоящая статья посвящена изучению системы, состоящей из двух последовательно соединенных паромасляных насосов Н-7С-Н и Н-1С-2, работающих на масле ВМ-1, и количественного влияния вспомогательного насоса Н-1С-2 на предельный вакуум основного насоса.

Возможность получения давления ниже  $1 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст с помощью паромасляных высоковакуумных насосов зависит от следующих причин:

- 1) особенностей конструкции и качества насоса, отражающих и ловушек, устанавливаемых над насосом;
- 2) чистоты и герметичности системы;
- 3) качества рабочей жидкости;
- 4) обезгаживания конденсата, стекающего по стенкам корпуса в кипятильник;
- 5) крекинга масла при соприкосновении с нагретыми деталями паропровода и кипятильника насоса;
- 6) противодиффузии со стороны форвакуума.

Значительное влияние на предельный вакуум паромасляного насоса оказывает обезгаживание конденсата, стекающего по стенкам корпуса в кипятильник. В современных конструкциях насосов обезгаживание осуществляется за счет создания в нижней части корпуса необходимой зоны с темпера-

турой стенок 100—150°С и иногда с помощью винтовых канавок, удлиняющих путь конденсата, стекающего в кипятильник.

Наиболее эффективное обезгаживание конденсата может быть получено при значительном снижении давления за насосом, так как количество растворенного газа в конденсате пропорционально давлению, при котором происходит растворение. Снижение этого давления может быть достигнуто путем последовательной установки за высоковакуумным паромасляным насосом вспомогательного паромасляного насоса. Отсюда можно ожидать, что два последовательно установленных высоковакуумных насоса позволят уменьшить количество газа, растворяемого в конденсате первого насоса,

и, соответственно, улучшить предельный вакуум. Кроме того, второй насос может служить преградой для обратной диффузии легколетучих углеводородов с форвакуумной стороны, которые, растворяясь в конденсате масла, стекающего по стенке паромасляного насоса, попадают с конденсатом в кипятильник и, разлагаясь в нем, образуют значительное количество газообразных продуктов, ухудшающих предельный вакуум.

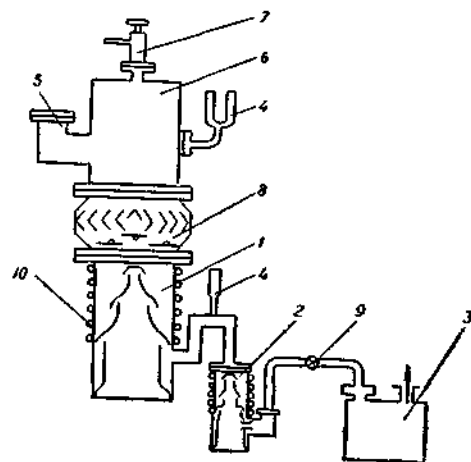


Рис. 1. Схема вакуумной системы:

1 — высоковакуумный паромасляный насос Н-7С-Н; 2 — паромасляный насос Н-1С-2; 3 — форвакуумный насос; 4 — манометрический датчик ЛМ-2, ЛТ-2, 5 — манометрический датчик ИМ-12; 6 — измерительный колпак; 7 — прогреваемый нагреватель; 8 — азотно-водяная ловушка, 9 — змеевик водяного охлаждения.

жена на рис. 1. Она состоит из двух фракционирующих паромасляных насосов: Н-7С-Н 1, у которого удалена эжекторная ступень, и серийного Н-1С-2 2, соединенных между собой последовательно патрубком коленообразного типа с внутренним диаметром 34 мм. Между измерительным колпаком 6 объемом 5 л и корпусом насоса Н-7С-Н располагалась азотно-водяная ловушка 8 шевронного типа ДУ-160. Измерительный колпак, корпус азотно-водяной ловушки и насоса Н-7С-Н выполнены из нержавеющей стали марки 1Х18Н9Т.

### Установка для проведения исследований

Исследования проводились на установке, схема которой изображена на рис. 1.

У основного насоса Н-7С-Н скорость откачки 700 л/сек, а у насоса Н-1С-2 — 100 л/сек. Насос предварительного разрежения имел скорость откачки 12 л/сек. Уплотнительные прокладки со стороны высокого вакуума были выполнены из меди и из резины — на выходной стороне основного насоса. Давление измерялось с помощью вакуумметров ВИТ-1А, ВИ-12 и манометрических датчиков ЛТ-2, ЛМ-2 и ИМ-12. Соединение датчиков ЛМ-2 и ИМ-12 с измерительным колпаком в высоковакуумной части осуществлялось спаем ковар — стекло. Мощность нагревателя насосов: Н-7С-Н — 700 Вт, Н-1С-2 — 500 Вт. Герметичность системы проверялась теченскателем ГТИ-6. Измерительный колпак и ловушка прогревались спиральными нагревателями мощностью 1,1 кВт.

### Исследования и их результаты

Перед началом испытаний система промывалась бензином Б-72 и ацетоном и проверялась на герметичность.

Получение предельного вакуума производилось следующим образом. После откачки системы только одним насосом Н-7С-Н примерно до давления  $7 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. включались нагреватели измерительного колпака и азотной ловушки. Прогрев системы производился при температуре 400°С на измерительном колпаке и 230°С на ловушке в течение 40 часов. Во время прогрева в результате обезгаживания вышеуказанных элементов системы давление в измерительном колпаке насоса Н-7С-Н повысилось до  $3,2 \cdot 10^{-6}$  —  $4,6 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. После охлаждения стенок колпака и ловушки до окружающей температуры к водяной ловушке подключалась вода. В результате работы насоса Н-7С-Н и водяной ловушки (рис. 2, кривые 1—2) было получено давление  $3,5 \cdot 10^{-8}$  мм

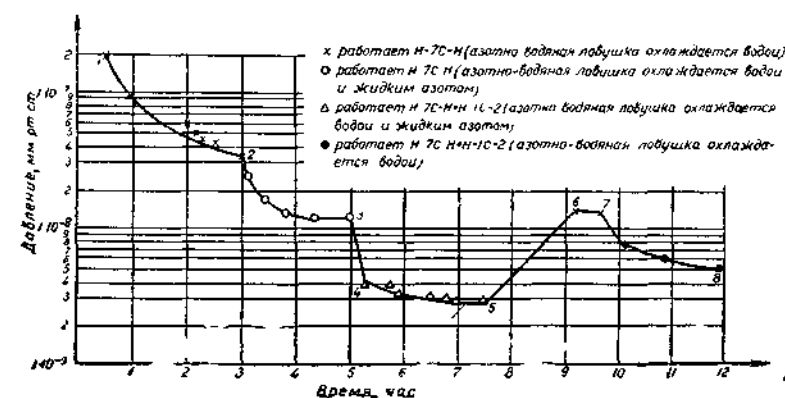


Рис. 2. Зависимость давления в колпаке насоса Н-7С-Н от времени работы Н-7С-Н и Н-7С-Н + Н-1С-2 с охлаждением азотно-водяной ловушки (предварительный прогрев системы 40 час.).

рт. ст., которое измерялось датчиком ИМ-12. После заливки азота в питатель ловушки (рис. 2, кривые 2—3) давление в измерительном колпаке понизилось до  $1,5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. Затем включался насос Н-1С-2, по выходе его на горячий режим давление стало  $4 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. и через два часа достигло  $3 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. (рис. 2, кривые 3—4—5).

Спустя два часа после выключения насоса Н-1С-2 и прекращения подачи жидкого азота в ловушку давление повысилось до  $1,6 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. (рис. 2, кривые 5—6—7). Вторичное включение насоса Н-1С-2 улучшило предельный вакуум насоса Н-7С-Н до  $5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. (рис. 2, кривые 7—8).

Аналогичные данные были получены при повторных испытаниях, результаты которых изображены на рис. 3.

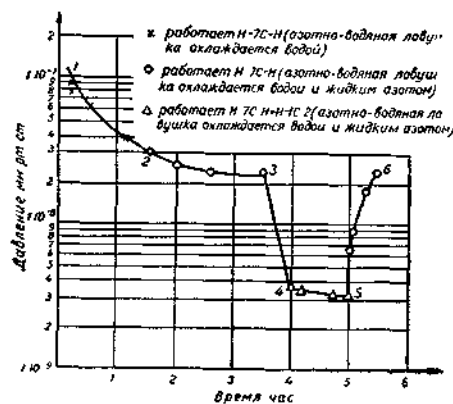


Рис. 3. Зависимость давления в колпаке насоса Н-7С-Н от времени работы Н-7С-Н и Н-7С-Н + Н-1С-2 с охлаждением азотно-водяной ловушки (предварительный прогрев системы 21 час).

$1,2 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. (рис. 4, кривые 1—2). Затем выключался Н-1С-2 и через 45 мин. давление повысилось до  $1,5 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. (рис. 4, кривые 2—3—4), т. е. на один порядок. При повторном включении Н-1С-2 (рис. 4, кривые 4—5) давление снова снизилось до  $1,2 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст. В описанных испытаниях мощность нагревателя насоса Н-7С-Н была равна 650 Вт.

С изменением мощности нагревателя насоса Н-7С-Н изменялось и его предельное давление. Если при мощности нагревателя, равной 650 Вт, давление было  $1,2 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст., то при 550 Вт стало  $3 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст., а при 700 Вт —  $8 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. (рис. 4, кривые 7—8—9).

При мощности нагревателя насоса Н-7С-Н, равной 700 Вт, проверялся эффект работы последовательного соединения паромасляных насосов.

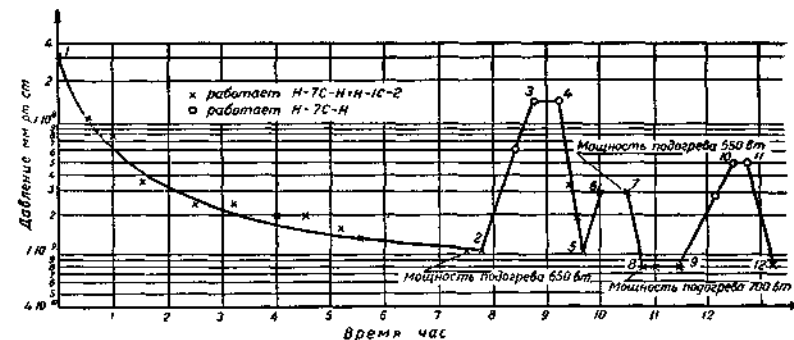


Рис. 4. Зависимость давления в колпаке насоса Н-7С-Н от времени работы Н-7С-Н + Н-1С-2 и Н-7С-Н с охлаждением азотно-водяной ловушки жидким азотом и водой при различной мощности подогрева насоса Н-7С-Н (предварительный прогрев системы 21 час).

После выключения нагревателя насоса Н-1С-2 давление через 1 час повышалось до  $5 \cdot 10^{-9}$  мм рт. ст., затем вторично включался нагреватель насоса Н-1С-2 и через 20 минут давление снова становилось равным  $8 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. (рис. 4, кривые 9—10—11—12).

## Выводы

Из вышеприведенных результатов исследования системы, состоящей из двух последовательно соединенных паромасляных насосов Н-7С-Н и Н-1С-2, следует, что такая система позволяет улучшить на один порядок предельный вакуум насоса Н-7С-Н и обеспечивает получение давления  $8 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л., «Энергия», 1965.
2. I. Hengevoss, W. H. Huber. Vacuum, 13, № 1, 1, 1963.

## НОМОГРАММЫ ДЛЯ РАСЧЕТА СТУПЕНЕЙ ПАРОВОДЯНОГО ЭЖЕКТОРНОГО НАСОСА

В. Г. Жаринов, А. Н. Спектор

Физические процессы, протекающие в пароводяных эжекторах, сложны и разнообразны. Изучение этих процессов явилось предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований.

Эмпирическая методика расчета сверхзвуковых пароводяных эжекторов, основанная на результатах обобщения опыта конструирования и исследования эжекторов, наиболее полно разработана Вигандом [1].

В данной работе приводятся номограммы для расчета сверхзвуковых пароводяных эжекторов. За основу взята вышеуказанная методика, которая изложена в монографии [2].

### Расчетные уравнения

На рис. 1 приведена условная схема эжектора и следующего за ним конденсатора.

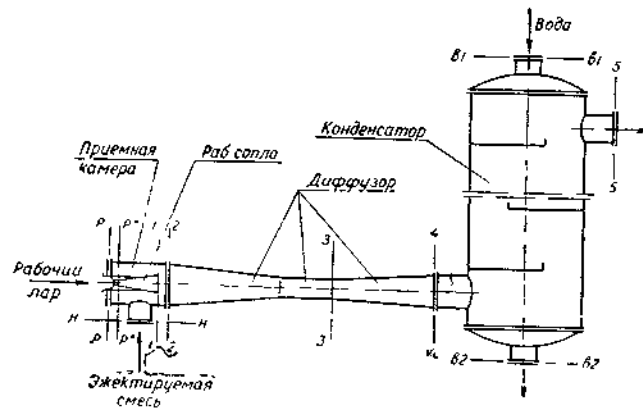


Рис. 1. Условная схема эжектора и конденсатора.

Целью расчета эжектора для заданных параметров в рабочей точке является определение расхода рабочего пара и геометрических размеров эжектора.

Расход пара определяется по формуле

$$G_p = v \cdot G_n, \text{ кг/час}, \quad (1)$$

где  $G_n$ , кг/час — расход отсасываемого воздуха, пара или паровоздушной смеси.

Удельный расход рабочего пара

$$v = f(E, K)$$

определяется по номограмме, приведенной на рис. 2. Здесь  $E = \frac{p_p}{p_n}$  — степень расширения рабочего пара;  $K = \frac{p_4}{p_n}$  — степень сжатия смеси;  $p_p$  — давление рабочего пара;  $p_n$  — давление отсасываемой смеси на входе в ступень;  $p_4$  — давление смеси на выходе из эжектора.

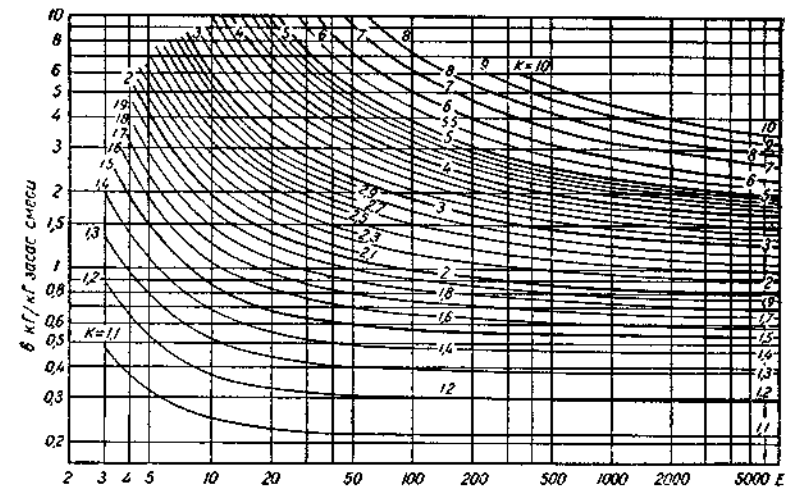


Рис. 2. Номограмма для определения удельного расхода пара.

Критическое сечение горла парового сопла

$$f_{p*} = \frac{G_p}{0,73 \sqrt{p_p / v_p}}, \text{ мм}^2, \quad (2)$$

где  $v_p$ , м<sup>3</sup>/кг — удельный объем рабочего пара на входе в сопло.

Выходное сечение сопла

$$f_{p1} = \frac{278 \cdot G_p \cdot v_{p1}}{W_{p1}}, \text{ мм}^2, \quad (3)$$

где  $v_{p1}$ , м<sup>3</sup>/кг;  $W_{p1}$ , м/сек — соответственно удельный объем

и скорость пара при изоэнтропическом расширении его в сопле от  $p_p$  до  $p_n$ .

Входное сечение сопла

$$f_p = \frac{278 \cdot G_p \cdot v_p}{W_p}, \text{ мм}^2, \quad (4)$$

Здесь  $W_p$  — скорость пара на входе в сопло. Обычно задают  $W_p \leq 30$  м/сек.

Рекомендации по поводу выбора формы проточной части сопла и его длинных размеров приведены в [2].

Сечение горла диффузора определяется по формуле

$$f_3 = \frac{1,39 (G_n + G_p)}{\varphi} \cdot \sqrt{v_4 / p_4}, \text{ мм}^2, \quad (5)$$

где  $\varphi = \varphi(E, K)$  — поправочный множитель, определяемый по диаграмме, приведенной на рис. 3;

$v_4, \frac{м^3}{кг}$  — удельный объем смеси после сжатия (принимается как для насыщенного пара при давлении  $p_4, атм$ ).

Расстояние от выходного сечения сопла до горла диффузора определяется в виде отношения  $L_A/d_3$  по диаграмме (рис. 4).

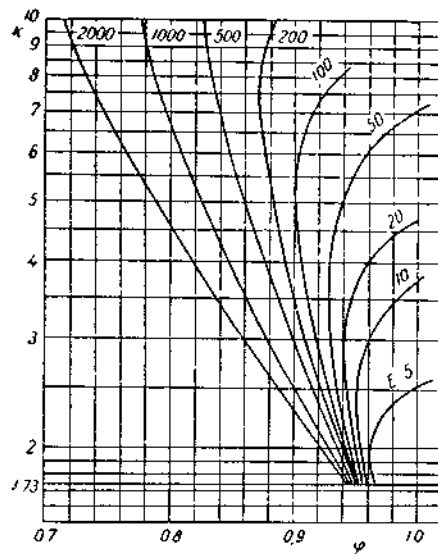


Рис. 3. Номограмма для определения поправочного множителя  $\varphi$ .

$$f_4 = \frac{278 \cdot 10^{-4} \cdot (G_n + G_p) \cdot R_4 \cdot T_4}{W_4 \cdot p_4}, \text{ мм}^2, \quad (7)$$

где  $(G_n + G_p), кг/час$  — общий расход смеси;

$T_4, ^\circ K$  — температура смеси на выходе;

$R_4, кгм/кг \cdot град$  — газовая постоянная смеси;

$W_4, м/сек$  — скорость смеси на выходе из диффузора. Обычно задают  $W_4 = 60 \div 80 м/сек$ .

Температура смеси на выходе из диффузора находится из уравнения сохранения энергии в предположении, что течение адиабатическое и удельные теплоемкости пара и газа постоянны для рассматриваемого интервала температур:

$$\frac{T_4}{T_n} = \frac{c_{pg} \frac{G_{gn}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{nn}}{G_p} + c_{pn} \frac{T_p}{T}}{c_{pg} \frac{G_{gn}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{nn}}{G_p} + c_{pn}}, \quad (8)$$

где

$c_{pg}, c_{pn}, ккал/кг \cdot град$  — удельные теплоемкости соответственно воздуха и пара;

$T_n$  — температура эжектируемой смеси;

$G_{gn}, G_{nn}$  — расход воздуха и пара в эжектируемой смеси.

В случае, когда в отсасываемой смеси нет пара, температура смеси может быть определена из уравнения

$$\frac{T_4}{T_n} = \frac{c_{pg} + c_{pn} \frac{T_p}{T_n} \cdot \delta}{c_{pg} + c_{pn} \cdot \delta}. \quad (9)$$

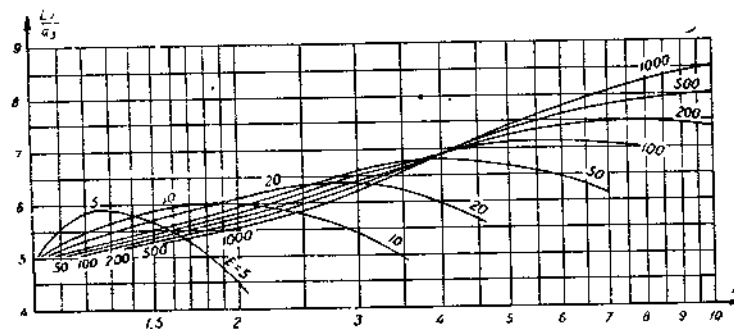


Рис. 4. Номограмма для определения расстояния от выходного сечения сопла до горла диффузора.

Входной патрубок приемной камеры рассчитывается по формуле

$$f_n = \frac{278 \cdot G_n \cdot v_n}{W_n}, \text{ мм}^2, \quad (10)$$

где

$W_n$  — скорость смеси на входе в приемную камеру. Обычно  $W_n \leq 60 м/сек$ .

Длинные размеры проточной части эжектора определяются по данным [2].

Расход воды в конденсаторе

$$G_w = \frac{G_{n4} (i_n - c_6 \cdot t_{e2})}{c_6 (t_{e2} - t_{e1})}, \text{ кг/час}, \quad (10)$$

где

$G_{n4}, кг/час$  — расход пара в смеси, поступающей в конденсатор;

$i_n, ккал/кг$  — энтальпия пара;

$t_{e1}, t_{e2}, ^\circ C$  — начальная и конечная температура воды в конденсаторе;

$c_6, ккал/кг \cdot град$  — теплоемкость воды.

Температура смеси на выходе из конденсатора

$$t_5 = t_{s1} + 4 + 0,1(t_{s2} - t_{s1}), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (11)$$

Паросодержание смеси на выходе из конденсатора можно определить по формуле

$$g_{n5} = \frac{0,622 \frac{p_{n5}}{p_4 - p_{n5}}}{1 + 0,622 \frac{p_{n5}}{p_4 - p_{n5}}}, \quad (12)$$

где

$p_4$  — давление в конденсаторе;  
 $p_{n5}$  — парциальное давление пара на выходе из конденсатора.

### ПОСТРОЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НОМОГРАММ

По вышеприведенным уравнениям были построены номограммы, упрощающие расчет пароводяного эжектора.

В случае, когда рабочий пар на входе в сопло сухой насыщенный, можно записать:

$$f_{p*} = \frac{G_p}{k_1}, \text{ мм}^2,$$

где  $k_1$  определяется по номограмме на рис. 5 в зависимости от давления рабочего пара  $p_p$ , атм.

Диаметр входного сечения сопла

$$d_p = B \sqrt{G_p}, \text{ мм}.$$

Величина  $B$  определяется по номограмме на рис. 6 в зависимости от  $p_p$ , атм.

На рис. 7 представлена номограмма для расчета скорости на срезе сопла. Разность энтальпий  $\Delta i$  при изоэнтропическом расширении пара от  $p_p$  до  $p_n$  определяется по  $i-S$  диаграмме для водяного пара.

Сечение горла диффузора

$$f_3 = \frac{G_n + G_p}{\varphi} \cdot k_2^2,$$

здесь  $k_2$  определяется по номограммам на рис. 8, 9 в зависимости от давления на выходе из диффузора  $p_4$ .

$$\sigma = \begin{cases} 1 & \text{— для номограммы на рис. 8,} \\ -1 & \text{— для номограммы на рис. 9.} \end{cases}$$

Газовую постоянную паровоздушной смеси можно определить из номограммы на рис. 10 по весовой доле пара  $g_n$  в смеси.

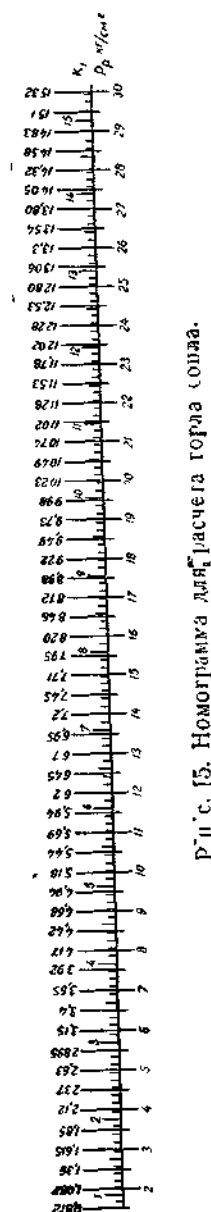


Рис. 5. Номограмма для расчета горла сопла.

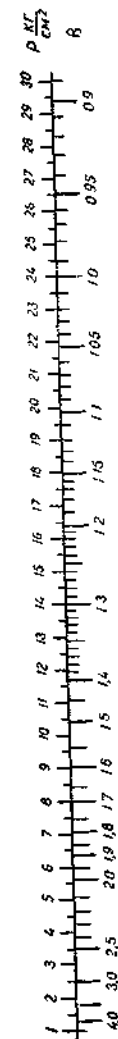


Рис. 6. Номограмма для расчета входного сечения сопла.

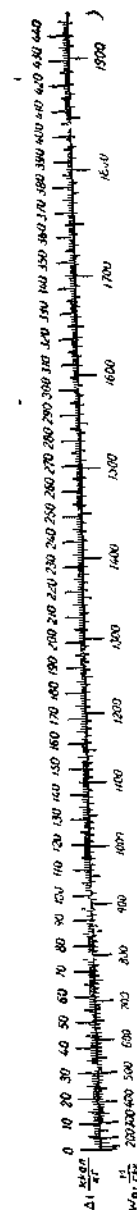


Рис. 7. Номограмма для расчета скорости пара на входе из сопла.

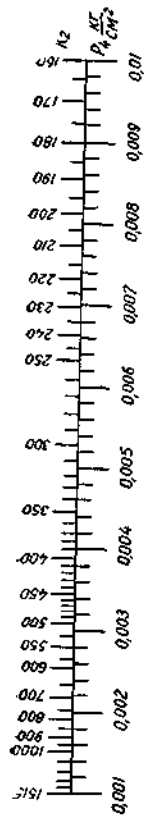


Рис. 8. Номограмма для расчета сечения горла диффузора.

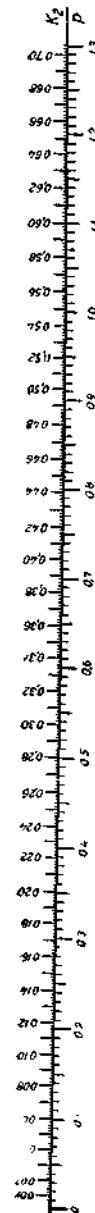


Рис. 9. Номограмма для расчета сечения горла диффузора.

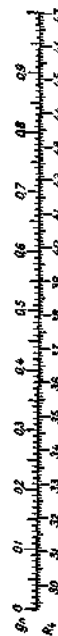


Рис. 10. Номограмма для расчета газовой постоянной паровоздушной смеси.

Уравнение (8) после преобразований сводится к уравнению четвертого номографического порядка в канонической форме Коши вида [3]

$$f_1(u) \cdot f_3(w) + f_2(v) \cdot g_3(w) + h_3(w) = 0, \quad (3)$$

$$\left(\frac{T_4}{T_n} - 1\right) \left(c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p}\right) + c_{pn} \frac{T_4}{T_n} - c_{pr} \frac{T_p}{T_n} = 0,$$

здесь

$$u = \frac{T_p}{T_n}; \quad v = c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p}; \quad w = \frac{T_n}{T_4}.$$

Уравнения шкал в этом случае имеют вид:

$$\text{шкалы } u: x_1 = 0; y_1 = -c_{pn} \frac{T_p}{T_n};$$

$$\text{шкалы } v: x_2 = 1; y_2 = c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p};$$

$$\text{шкалы } w: x_3 = 1 - \frac{T_n}{T_4}; y_3 = -c_{pr}.$$

В этой номограмме  $y_2 = c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p}$  — функция, зависящая от трех переменных:  $G_{гн}$ ,  $G_{пн}$  и  $G_p$ . Эта величина может быть определена по отдельной номограмме, составленной по уравнению

$$\left(c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p}\right) G_p = c_{pr} G_{гн} + c_{pn} G_{пн}.$$

Это уравнение представляет из себя уравнение третьего номографического порядка вида

$$f_3(w) = f_1(u) + f_2(v).$$

Здесь

$$u = G_{гн}; \quad v = G_{пн}; \quad w = \frac{1}{2} G_p \left(c_{pr} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pn} \frac{G_{пн}}{G_p}\right).$$

Уравнения шкал имеют вид:

$$\text{шкалы } u: x_1 = 0; y_1 = c_{pr} G_{гн};$$

$$\text{шкалы } v: x_2 = 1; y_2 = c_{pn} G_{пн};$$

$$\text{шкалы } w: x_3 = 1/2; y_3 = 1/2 G_p (c_{pr} G_{гн}/G_p + c_{pn} G_{пн}/G_p).$$

Для построения из двух номограмм одной составной номограммы они должны иметь тождественные шкалы. В нашем случае шкала  $(c_{pr} G_{гн}/G_p + c_{pn} G_{пн}/G_p)$  первой номограммы отличается от шкалы  $1/2 G_p (c_{pr} G_{гн}/G_p + c_{pn} G_{пн}/G_p)$  второй номограммы на величину  $1/2 G_p$ . Если эти две номограммы дополнить еще одной, по которой при известных  $G_p$  и

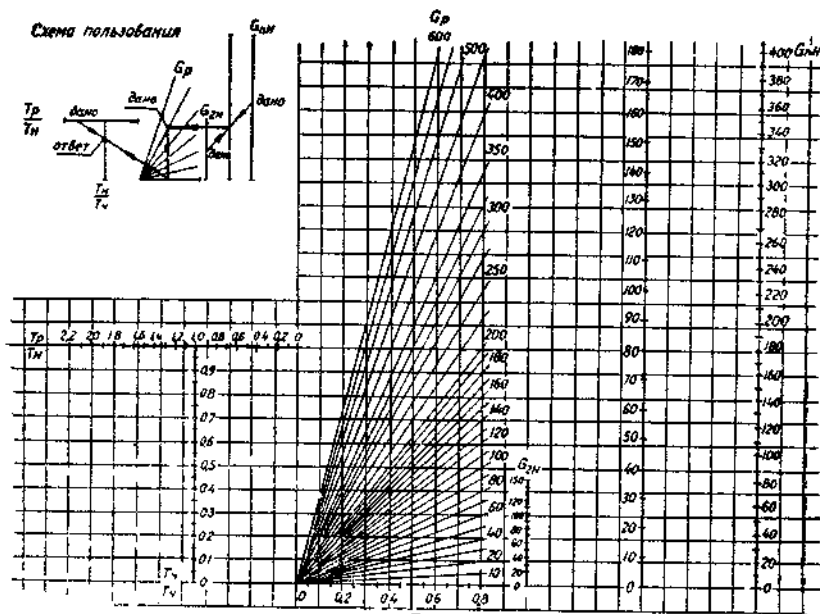


Рис. 11. Номограмма для расчета температуры смеси на выходе из диффузора.

$1/2 G_p \left( c_{pg} \frac{G_{гн}}{G_p} + c_{pн} \frac{G_{пн}}{G_p} \right)$  можно найти  $(c_{pg} G_{гн}/G_p + c_{pн} G_{пн}/G_p)$ , и соединить все три номограммы вместе по тождественным шкалам, то получим одну общую номограмму, представленную на рис. 11.

Здесь температура смеси определяется по известным температурам и расходам эжектируемой смеси и рабочего пара. Метод нахождения температуры указан на номограмме.

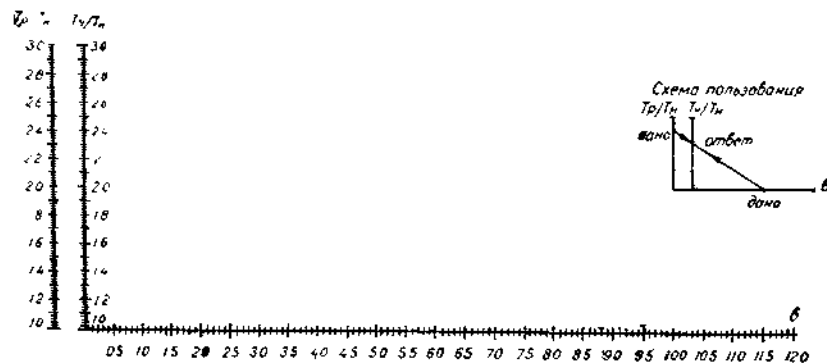


Рис. 12. Номограмма для расчета температуры смеси на выходе из диффузора, когда в эжектируемой смеси нет пара.

Если хотя бы одно из значений  $G_{гн}$ ,  $G_{пн}$  не укладывается в пределах соответствующих шкал, то необходимо величины  $G_{гн}$ ,  $G_{пн}$ ,  $G_p$  разделить на одно и то же число  $\alpha > 1$  ( $G_{гн}/\alpha = G'_{гн}$ ;  $G_{пн}/\alpha = G'_{пн}$ ;  $G_p/\alpha = G'_p$ ) таким образом, чтобы  $G'_{пн}$ ,  $G'_{гн}$  находились в пределах шкал.

Для нахождения  $T_4$  надо пользоваться в этом случае величинами  $G'_{пн}$ ,  $G'_{гн}$ ,  $G'_p$ .

При малых значениях  $G_{пн}$ ,  $G_{гн}$  необходимо величины  $G_{пн}$ ,  $G_{гн}$ ,  $G_p$  умножить на одно и то же число  $\alpha_1 > 1$  ( $G_{пн} \alpha_1 = G''_{пн}$ ;  $G_{гн} \alpha_1 = G''_{гн}$ ;  $G_p \alpha_1 = G''_p$ ).

Уравнение для нахождения температуры смеси, когда в эжектируемой смеси нет пара (9), без преобразования можно

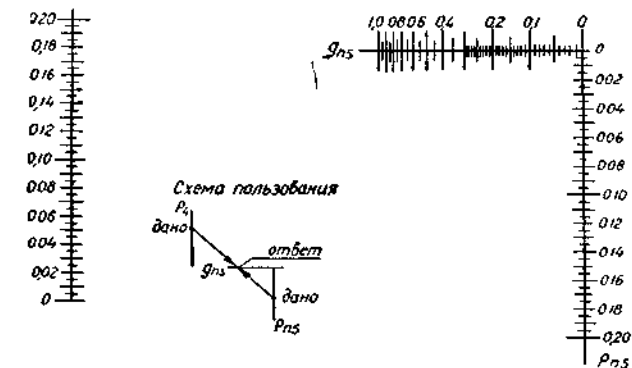


Рис. 13. Номограмма для определения паросодержания на выходе из конденсатора для  $P_4 \leq 0,2$  атм.

считать уравнением пятого номографического порядка в канонической форме Крши вида

$$f_1(z) = \frac{f_2(v) + f_3(w)}{\varphi_2(v) + \varphi_3(w)},$$

здесь

$$z = T_4/T_n; v = \delta; w = T_p/T_n.$$

Уравнения шкал имеют вид;

$$\text{шкалы } z: x_1 = 0; y_1 = T_4/T_n;$$

$$\text{шкалы } v: x_2 = \frac{\delta}{c_{pg}}; y_2 = 1;$$

$$\text{шкалы } w: x_3 = -\frac{1}{c_{pн}}; y_3 = \frac{T_p}{T_n}.$$





Результат номографирования уравнения (9) представлен на рис. 12. Здесь температура смеси определяется по известному удельному расходу пара на ступень, температурам рабочего пара и отсасываемой смеси.

Составлена номограмма также для определения паросодержания на выходе из конденсатора по формуле (12).

После соответствующей группировки членов уравнение (12) приведено к уравнению четвертого номографического порядка в канонической форме Коши. Здесь  $u = p_4$ ;  $w = g_{n5}$ ;  $v = p_{n5}$ .

Уравнения шкал в этом случае имеют вид:

$$\text{шкалы } u: x_1 = 0; y_1 = p_4;$$

$$\text{шкалы } v: x_2 = 1; y_2 = p_{n5};$$

$$\text{шкалы } w: x_3 = \frac{0,378g_{n5} + 0,622}{1,378g_{n5} + 0,622}; y_3 = 0.$$

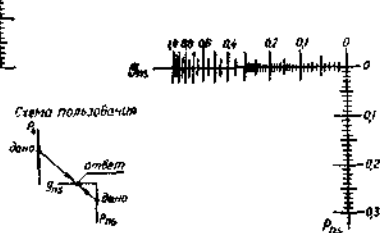


Рис. 14. Номограмма для определения паросодержания на выходе из конденсатора для  $0,2 \text{ атм} \leq p_4 \leq 1,2 \text{ атм}$ .

Результат номографирования представлен на рис. 13, 14. По номограмме, приведенной на рис. 13, можно определить паросодержание на выходе из конденсатора, когда  $p_4 \leq 0,2 \text{ атм}$ . При  $p_4 > 0,2 \text{ атм}$  содержание пара в смеси на выходе из конденсатора можно определить по рис. 14.

Авторы выражают благодарность Н. Н. Халитовой за участие в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин А. Б. Пароструйные вакуумные насосы. М.—Л., «Энергия», 1965.
2. Рамм В. М. Пароструйные вакуум-эжекционные установки. М.—Л., Государственное научно-техническое издательство химической литературы, 1949.
3. Пентковский М. В. Номография. М.—Л., Гос. издательство техн.-теоретич. лит., 1949.

## ОБЗОР КОНСТРУКЦИЙ ЖИДКОСТНОКОЛЬЦЕВЫХ ВАКУУМ-НАСОСОВ И КОМПРЕССОРОВ

И. А. Райзман

Жидкостнокольцевые вакуум-насосы и компрессоры (ЖВН и ЖК) в последние годы получили широкое распространение как в нашей стране, так и за рубежом. Различные отрасли отечественной промышленности ежегодно выпускают большое количество машин этого типа. За последние шесть лет их производство удвоилось.

Среди механических форвакуумных насосов ЖВН являются самыми большими. Водокольцевой вакуум-насос ВВН-150 Сумского машиностроительного завода им. Фрунзе имеет производительность  $150 \text{ м}^3/\text{мин}$  ( $2500 \text{ л/сек}$ ), а самый большой плунжерный насос ВН-500 —  $30 \text{ м}^3/\text{мин}$ .

Отечественная промышленность выпускает ЖВН производительностью от  $0,4$  до  $150 \text{ м}^3/\text{мин}$ , они создают вакуум с остаточным давлением до  $100\text{—}50 \text{ мм рт. ст.}$  при рабочей производительности<sup>1</sup>, ЖК производительностью от  $0,4$  до  $50 \text{ м}^3/\text{мин}$  и давлением на выходе до  $2 \text{ кг/см}^2$ .

За рубежом ЖВН и ЖК выпускает большое количество фирм. ЖВН фирмы «Siemens» (ФРГ) производительностью от  $0,16$  до  $270 \text{ м}^3/\text{мин}$  создают вакуум с остаточным давлением до  $0,2 \text{ мм рт. ст.}$  ЖК, выпускаемые этой фирмой, имеют производительность от  $0,1$  до  $415 \text{ м}^3/\text{мин}$  и давление на выходе до  $20 \text{ кг/см}^2$ .

ЖВН английской фирмы «Presision Electrical Products» («Первас») производительностью от  $0,05$  до  $64 \text{ м}^3/\text{мин}$  создают вакуум с остаточным давлением до  $25 \text{ мм рт. ст.}$

ЖВН, выпускаемые фирмой «Nash» (США), имеют производительность от  $0,28$  до  $265 \text{ м}^3/\text{мин}$  и вакуум с остаточным давлением  $5 \text{ тор}$  при рабочей производительности. Производительность ЖК от  $0,2$  до  $130 \text{ м}^3/\text{мин}$ , давление — до  $7 \text{ кг/см}^2$ .

Широкое распространение ЖВН и ЖК определяется характерными особенностями их работы.

На рис. 1 представлена схема ЖВН. Эксцентрично расположенный ротор с радиальными лопатками вращается в цилиндрическом корпусе, который частично заполнен жидкостью. Лопатки ротора при вращении захватывают жидкость и отбрасывают ее к корпусу. В результате этого внутри корпуса образуется вращающееся кольцо жидкости, которое дало название данному типу машины.

<sup>1</sup> Целесообразно определять предельный вакуум не при нулевой производительности, как это делается у нас, а при снижении ее до  $60\text{—}70\%$  от номинальной. При этом происходит резкий рост удельной мощности, и применение данного ЖВН при меньшем давлении экономически не оправдано.

Между втулкой ротора и кольцом жидкости возникает серповидное пространство, являющееся рабочей полостью машины. Это пространство разделяется лопатками ротора на отдельные ячейки переменного объема. При увеличении объема ячейки происходит процесс всасывания, а при уменьшении — процесс сжатия и нагнетания.



Рис 1 Схема работы жидстотнокольцевых машин простого действия с осевым подводом и отводом сжимаемого газа

В приведенной схеме всасывающие и нагнетательные окна расположены в торцевых крышках.

Процесс сжатия в ЖВН сопровождается интенсивным отводом тепла от сжимаемого газа к жидкости. Температура сжимаемого газа на выходе из ЖВН и ЖК мало отличается от температуры на входе, а рабочая жидкость нагревается. Поэтому рабочую жидкость необходимо постоянно заменять. Она подается либо во всасывающий патрубок, либо через гидравлическое уплотнение вала ротора, а уходит через нагнетательные окна вместе со сжатым газом.

Основное достоинство ЖВН и ЖК — простота работы. Насос состоит из небольшого количества деталей — корпуса, ротора и двух торцевых крышек (рис 2). В насосе имеется только одна движущаяся деталь — вращающийся ротор. Между ротором и корпусом машины, а также торцевыми крышками есть гарантированный зазор. Поэтому в машине нет трущихся деталей и отсутствует вызываемый этим износ. В машине нет также клапанов, шестеренчатых передач и т. д. Все это обеспечивает высокую надежность работы.

Машина не имеет маслососов и специальных систем смазки, все зазоры между ротором и корпусом уплотняются рабочей жидкостью, которая смазывает также сальники уплотнения вала

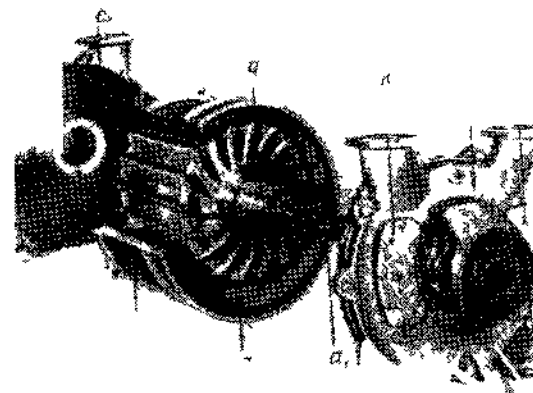


Рис. 2 ЖВН фирмы „Siemens“:

а — ротор б — корпус в — торцевые стенки (лобовины) с<sub>1</sub> — всасывающее окно с<sub>2</sub> — нагнетательное окно d — всасывающие и нагнетательные патрубки

ротора. В консистентной смазке нуждаются только шарикоподшипники ротора.

Изготовление деталей машины не требует высокого класса точности, все детали в ней взаимозаменяемы. В случае некоторого износа торцевых поверхностей роторов в течение многолетней работы, при наличии в отсасываемом газе пыли, песка и т. д. восстановление необходимых зазоров производится подбором прокладок между корпусом и торцевыми крышками.

Перечисленные особенности предопределяют невысокую стоимость машины и простоту ее обслуживания. Машина может работать в течение длительного времени совершенно автоматически.

Водокольцевые вакуум-насосы относятся к числу немногих безмасляных форвакуумных насосов. Они не требуют повторной фильтрации газа. Выходящий воздух является абсолютно чистым от пыли, масла и т. п. ЖВН и ЖК нечувствительны к попаданию в них вместе с отсасываемым газом пыли, влаги, песка и т. п. Все это остается в жидкостном кольце, а из машины выходит очищенный газ. В то же время наличие постоянного движения жидкости не дает возможности частицам отлагаться внутри корпуса. Они выносятся из машины вместе с уходящей жидкостью.

ЖВН и ЖК обеспечивают равномерное отсасывание и подачу сжимаемого газа. Они могут производить отсасывание газа и одновременно подавать его в емкость с давлением, большим атмосферного

Одним из существенных достоинств ЖК является изотермичность процесса сжатия, являющаяся необходимой в целом ряде производств: при сжатии ацетилена, углекислого газа, хлора и т. д.

Если в отсасываемых газах имеется большое количество водяных паров, то при соприкосновении с жидкостью они конденсируются в машине, в результате чего растет ее производительность. По мнению фирмы «Nash», производительность при этом увеличивается в два с половиной раза.

Уровень шума у ЖВН и ЖК значительно меньше, чем у других аналогичных машин.

Основным недостатком ЖВН является относительно низкий вакуум. В отечественных водокольцевых вакуум-насосах предельный вакуум при нулевой производительности составляет 90—95% (80—40 *тор*). В отдельных экземплярах достигается вакуум до 20 *тор*, но это не является стабильным. Двухступенчатые ЖВН некоторых зарубежных фирм («Neupric», «Bosco») обеспечивают вакуум до 10 *тор*. Но и такое давление в целом ряде случаев является слишком высоким.

Для дальнейшего снижения остаточного давления зарубежные фирмы применяют воздушные эжекторы. Их установка позволяет достичь 2—5 *тор*. При этом производительность ЖВН по условиям всасывания составляет не менее 60% от номинальной. В последних проспектах фирма «Siemens» предлагает ЖВН с трехступенчатым эжектором с остаточным давлением 0,2 *тор*.

Другим недостатком ЖВН и особенно ЖК является относительно низкий КПД — 30—40%. Некоторые зарубежные фирмы обеспечивают более высокие КПД ЖВН и ЖК — до 55%.

Теоретическая оценка этих машин показала, что для них может быть получен изотермический КПД на уровне 65%. Разница теоретически возможного и фактически реализуемого КПД говорит о малой изученности процессов, происходящих в ЖВН и ЖК, и о больших резервах увеличения их эффективности.

Жидстоткокольцевые вакуум-насосы и компрессоры описаны в [2] и [3]. Но обзор машин, приведенный в этих работах, не является достаточно полным и систематическим. В них, например, совершенно не рассмотрены двухступенчатые вакуум-насосы и компрессоры, ЖВН с воздушным эжектором и некоторые другие разновидности машин. Кроме того, после выхода этих работ были созданы новые машины. Все это вызывает необходимость проведения более полной и в то же время более четкой классификации ЖВН и ЖК<sup>1</sup>.

Все жидстоткокольцевые машины могут быть разделены на вакуум-насосы и компрессоры. Ни конструктивно, ни по принципу работы они не отличаются друг от друга.

Однако между ними имеется и различие:

<sup>1</sup> В работе использованы инструкции по обслуживанию отечественных машин и проспективные материалы зарубежных фирм.

1. Вакуум-насосы работают в широком диапазоне давлений всасывания. Для отечественных ЖВН расчетным является режим 70%-ного вакуума, указанный в ГОСТ 10889-64. Для двухступенчатых ЖВН расчетный режим также должен быть определен. Компрессор должен рассчитываться на определенную степень сжатия, поэтому расчетные условия ЖВН и ЖК являются разными. Это определяет и различную форму всасывающих и нагнетательных окон, разный оптимальный угол наклона рабочих лопаток, различное оптимальное количество подводимой жидкости и т. д.

2. В вакуум-насосе при любой степени сжатия наибольший перепад давлений не превышает 1 *кг/см²*. У компрессора же перепад давлений, действующий на элементы конструкции, значительно больше. Поэтому и прочность узлов компрессора должна быть большей.

3. Увеличение вакуума при постоянной объемной производительности приводит к снижению весовой производительности. Возрастание работы сжатия сопровождается снижением количества сжимаемого газа, в результате чего мощность ЖВН в широком диапазоне работы остается примерно постоянной. У компрессора же весовое количество сжимаемого газа меняется незначительно, и рост степени сжатия приводит к резкому увеличению потребляемой мощности. При одинаковой объемной производительности мощность двигателя у ЖК в 1,5—2 раза больше, чем у ЖВН.

4. Давление на выходе вакуум-насоса не превышает атмосферного. Водоотделитель вакуум-насоса не воспринимает перепада давлений. У компрессора же водоотделитель находится под давлением и должен выполняться в соответствии с требованиями Гостехнадзора.

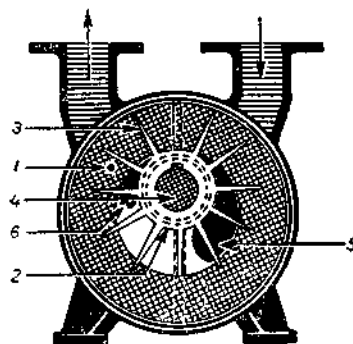
Из сказанного следует, что жидстоткокольцевые компрессоры могут использоваться как вакуум-насосы.

Однако ЖВН использоваться как компрессоры не могут.

Все жидстоткокольцевые машины могут быть подразделены на машины с радиальным и осевым подводом и отводом сжимаемого газа.

Схема ЖВН с осевым подводом показана на рис. 3. В разобранном виде она представлена на рис. 2.

Машины с осевым подводом и отводом сжимаемого газа в СССР выпускают на Сумском машиностроительном заводе



им. Фрунзе, на Бессоновском компрессорном заводе и др. За рубежом они изготавливаются в ФРГ фирмами «Siemens», «Sihi», «Wedag», в Великобритании фирмами «Pervac», «Alley Compressors», во Франции фирмой «Hibon», в Чехословакии и т. д.

В машине с радиальным подводом и отводом газа всасывающие и нагнетательные окна расположены в неподвижных конусах. Схема ЖВН с радиальным подводом показана на рис. 4 и 5, в разобранном виде она представлена на рис. 6.

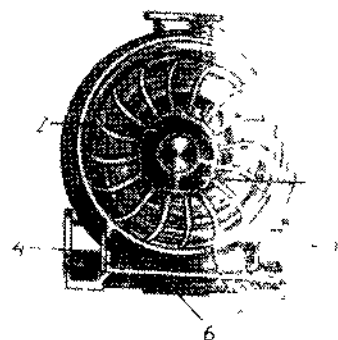


Рис. 4. ЖВН<sup>1</sup> простого действия с радиальным подводом и отводом сжимаемого газа; 1 — всасывающий патрубок; 2 — всасывающее окно; 3 — нагнетательное окно; 4, 5, 6 — фланцы нагнетательного патрубка; 7 — слив воды из корпуса.

определяется формой и расположением наружной кромки нагнетательного окна. Чем дальше оно находится от центра корпуса, тем тоньше будет жидкостное кольцо и больше объем газа, который перетекает в ячейках ротора из полости нагнетания в полость всасывания. В этой схеме величина мертвого пространства в значительной степени зависит от точности изготовления нагнетательных окон. Незначительные отклонения в форме и расположении верхней кромки нагнетательных окон приводят к существенному изменению характеристики вакуум-насоса, особенно в области больших степеней сжатия.

При радиальном подводе газа нагнетательные окна находятся в неподвижных конусах, расположенных под лопатками внутри ротора и являющихся как бы его втулкой. При истечении жидкости из рабочей полости жидкостное кольцо перекрывает наружную кромку этих окон. При цилиндрических «конусах» в такой схеме перетечки газа через мертвое пространство вообще отсутствуют. Если же угол наклона образующей конуса достаточно велик, то жидкость уходит только через верхнюю часть

Машины с радиальным подводом и отводом сжимаемого газа в СССР выпускают Гатчинский завод бумагоделательных машин им. Рошалея и завод «Кокхиммаш» в г. Славянске. За рубежом они изготавливаются в США фирмой «Nash», во Франции фирмой «Neyric», в Италии фирмой «Bosco» и др.

Хотя принцип работы в обеих схемах один и тот же, между ними имеются существенные различия.

Как уже отмечалось ранее, жидкость в процессе обновления уходит из рабочей полости через нагнетательные окна. В машине с осевым подводом и отводом газа окна располагаются в торцевых стенках лобовинах. Положение внутренней поверхности жидкостного кольца

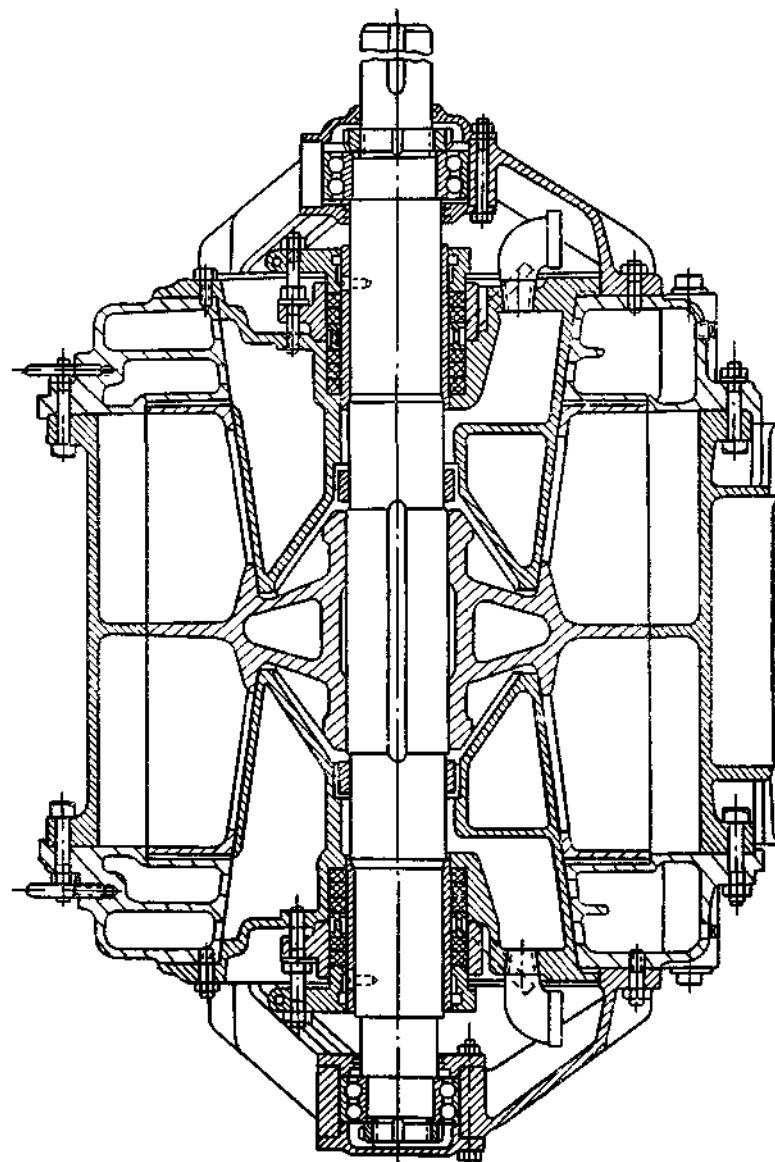


Рис. 5. Продольный разрез ЖВН двойного действия фирмы «Nash» с радиальным подводом и отводом сжимаемого газа.

нагнетательного окна, а нижняя часть жидкостью не перекрывается. В этом случае величина мертвого пространства является постоянной. Поэтому характеристики вакуум-насоса с радиальным подводом и отводом газа являются более устойчивыми по отношению к форме и размерам нагнетательного окна.

В рассмотренных на рис. 3 и 4 схемах всасывание и нагнетание газа в течение одного оборота вала происходит один раз. По аналогии с поршневыми компрессорами машина такой схемы называется вакуум-насосом простого действия.

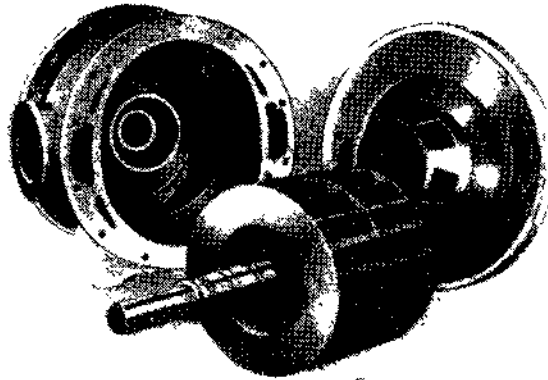


Рис. 6. ЖВН двойного действия фирмы «Nash» с радиальным подводом и отводом сжимаемого газа.

Для повышения производительности применяются также машины двойного действия, у которых за один оборот происходит два цикла всасывания и нагнетания (рис. 7). Имеются машины двойного действия как с осевым подводом и отводом газа — фирмы «Siemens» (рис. 8), так и с радиальным подводом и отводом газа — Гатчинского машиностроительного завода им. Рощаля, фирмы «Nash» и др.

В ЖВН и ЖК двойного действия на одном и том же пространстве находится вдвое больше окон, и расстояние между окнами меньше. Соответственно снижается сопротивление перетеканию газа через торцевые зазоры из полости нагнетания в полость всасывания. При малых перепадах давления влияние этих перетечек малосущественно, но при большой степени сжатия их влияние на параметры машины резко возрастает.

Ротор ЖВН и ЖК двойного действия имеет примерно вдвое больше лопаток для сохранения неизменным числа ячеек, проходящих за один полный рабочий цикл. Толщина лопаток

выбирается из технологических соображений, и поэтому загромождение рабочего пространства лопатками у ЖВН и ЖК двойного действия больше.

В ЖВН и ЖК существенная часть мощности — 25—50% идет на преодоление гидравлических сопротивлений, возникающих при движении жидкости. В машинах двойного действия за счет большей кривизны корпуса гидравлические потери несколько возрастают, но они приходится на удвоенное число рабочих циклов. Поэтому относительная величина гидравлических потерь у них значительно меньше.

Таким образом, производительность ЖВН и ЖК двойного действия возрастает почти вдвое по сравнению с машиной простого действия таких же габаритов. При малой степени сжатия удельная мощность у этих машин меньше. Они эффективны при вакууме до 50—70%. При большем вакууме их производительность падает, а удельная мощность резко возрастает. Предельно достижимый вакуум у этих машин меньше, чем у машин простого действия.

Все рассмотренные до сих пор машины являются одноцилиндровыми. Их отличительная особенность состоит в наличии одного рабочего колеса. Имеются также и двухцилиндровые машины, у которых два рабочих колеса расположены по обе стороны основного корпуса (рис. 9), который является главной частью машины и крепится к фундаменту, а цилиндры консольно располагаются по обе его стороны. Через корпус производится подвод и отвод сжимаемого газа. Такая компоновка имеет свои достоинства. Она обеспечивает простоту осмотра внутренних частей машины без необходимости снятия ее с фундамента и отсоединения трубопроводов.

К двухцилиндровым может быть отнесена также компоновка машины, представленная на рис. 10, хотя она скорее всего является двухрядной машиной. В ней на одном валу находятся два двусторонних колеса. Центральный корпус, так же как и у ВВН-50, является общим для обоих роторов.

Двухцилиндровые машины применяются в тех случаях, когда надо получить большую производительность, а изготовление

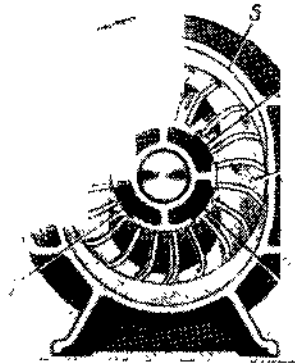


Рис. 7. Схема ЖВН двойного действия: 1 — всасывающие окна; 2 — нагнетательные окна; 3 и 6 — сечения полного заполнения ячеек ротора жидкостью; 4 — сечение максимального заполнения ячеек ротора газом; 5 — корпус.

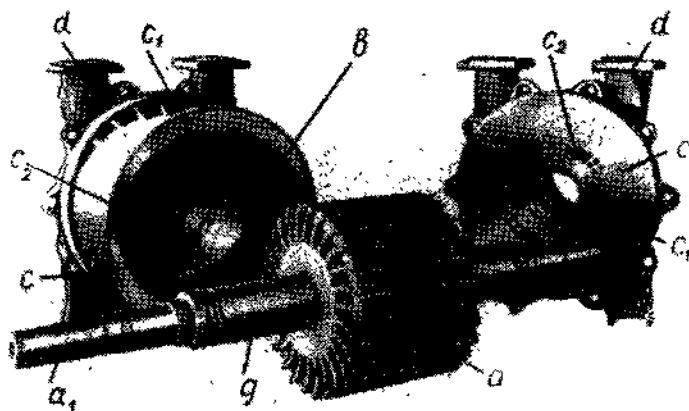


Рис. 8. ЖВН двойного действия фирмы „Siemens“ с осевым подводом и отводом сжимаемого газа:

*a* — рабочее колесо; *a*<sub>1</sub> — вал ротора; *b* — корпус; *c* — лобовина; *c*<sub>1</sub> — всасывающие окна; *c*<sub>2</sub> — нагнетательные окна; *d* — всасывающие и нагнетательные патрубки.

деталей соответствующих размеров представляет большие трудности.

ЖВН и ЖК могут быть одно-, двух- и многоступенчатыми (рис. 11). Двухступенчатые ЖВН и ЖК применяются для создания больших степеней сжатия. В одноступенчатом ЖВН максимально достижимый вакуум при нулевой производительности и температуре подводимой воды 15°С составляет 40—80 мм рт. ст., а в двухступенчатых — 10—15 мм рт. ст.

Отечественная промышленность двухступенчатых ЖВН и ЖК не выпускает. За рубежом же двухступенчатые ЖВН и ЖК имеют очень широкое распространение. ЖВН фирмы «Pervac» (рис. 12) обеспечивает получение 25 мм рт. ст. при производительности не менее 50—60% от номинальной. Примерно такие же характеристики обеспечивают двухступенчатые ЖВН других фирм.

Двухступенчатый ЖВН и ЖК состоит из двух отдельных ступеней. Рабочие колеса обеих ступеней обычно находятся на одном валу и вращаются с одинаковым числом оборотов. Диаметр рабочих колес может быть различным (рис. 11), хотя чаще всего он одинаков.

Объемная производительность второй ступени значительно меньше, чем первой. Поэтому ширина ротора второй ступени обычно уменьшается в два-три раза. Однако у двухступенчатых ЖВН малой производительности могут быть и одинаковые роторы, что облегчает их изготовление. У таких машин степень сжатия второй ступени намного больше, чем у первой.

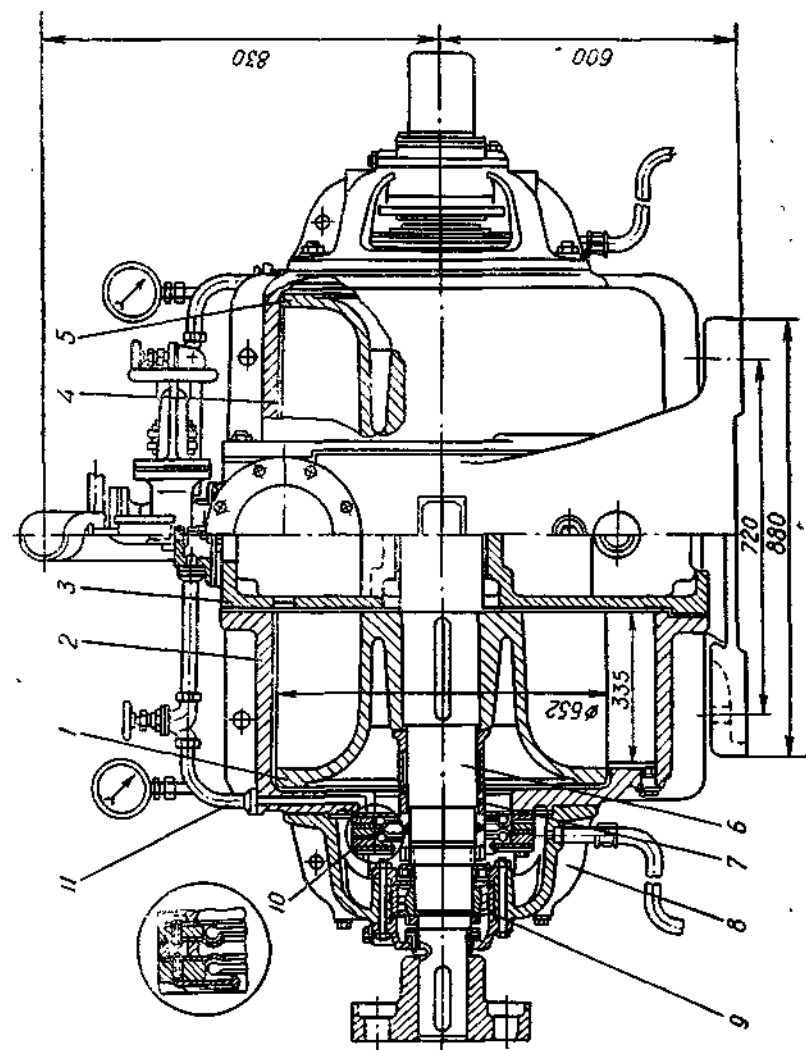
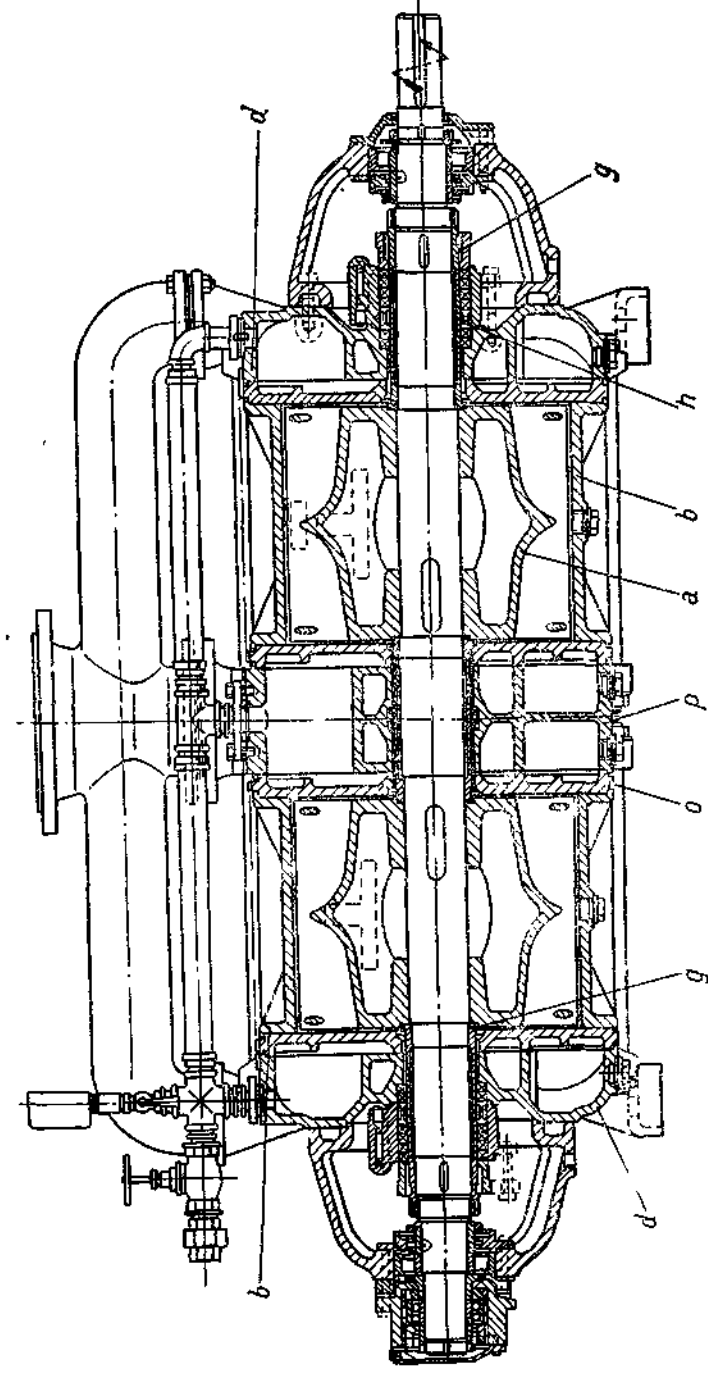


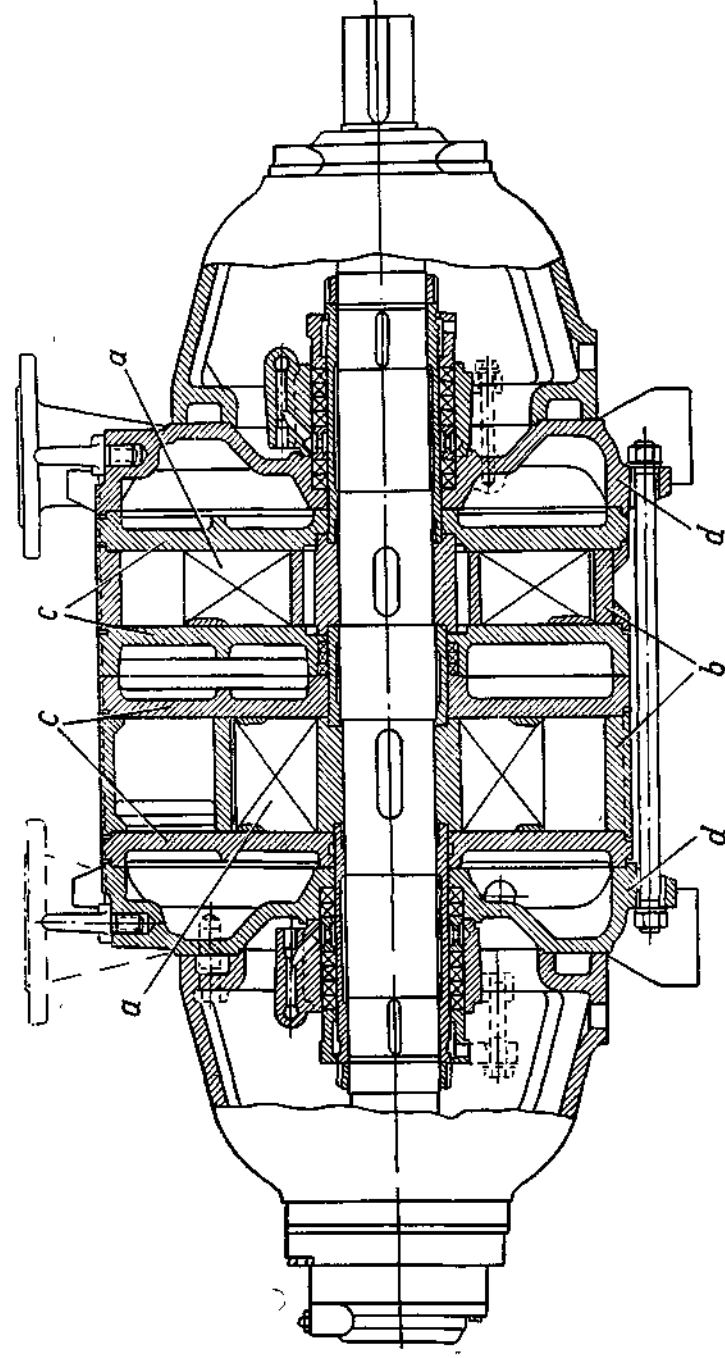
Рис. 9. Двухцилиндровый ЖВН простого действия Сумского машиностроительного завода им. Фрунзе (ВВН-50):

1, 5 — рабочие колеса; 2, 4 — цилиндры; 3 — корпус; 6 — вал ротора; 7 — уплотняющая втулка; 8 — кронштейн; 9 — подшипник; 10 — уплотнение.



Р и с. 10. Двухцилиндровый ЖВН:

*a* — рабочее колесо; *b* — корпус; *c* — лобовина; *d* — всасывающие и нагнетательные патрубки;  
*g* — уплотняющая втулка; *p* — промежуточный корпус.



Р и с. 11. Двухступенчатый ЖВН и ЖК фирмы «Siemens».

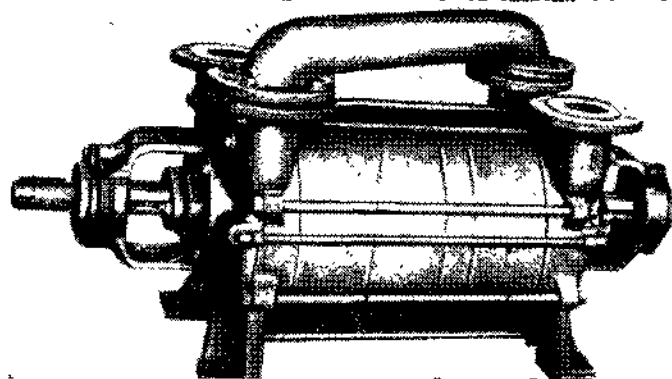


Рис. 12. Двухступенчатый ЖВН фирмы „Первас“.

Двухступенчатый ЖВН может быть получен путем последовательного подключения двух одноступенчатых машин, как было сделано на Бессоновском компрессорном заводе.

Очень удобной для двухступенчатой машины является двухцилиндровая компоновка. В ней заменой основного корпуса можно получить либо параллельную работу обоих цилиндров, либо последовательное сжатие (рис. 13).

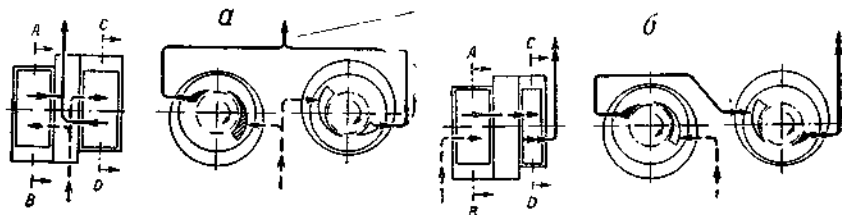


Рис. 13. Возможные схемы подключения двухцилиндровых ЖВН:  
а — параллельное; б — последовательное.

Многоступенчатая компоновка применяется и в ЖК. Фирма «Siemens» выпустила компрессор, имеющий производительность  $416 \text{ м}^3/\text{мин}$ , для сжатия агрессивных и легко воспламеняющихся газов до давления  $20 \text{ кг/см}^2$  с электродвигателем мощностью  $1350 \text{ кВт}$ .

ЖВН и ЖК различаются между собой по расположению всасывающих и нагнетательных окон. Для машин малой производительности с осевым подводом и отводом газа характерным является односторонний подвод и отвод. У них нагнетательные и всасывающие окна расположены в одной лобовине (рис. 14). Такова конструкция вакуумных насосов КВН-4, КВН-8, ВВН-1,5 и др.

У машин средней производительности газ подводится с одной стороны, а отводится — с другой. Это существенно упрощает конструкцию лобовин, так как внутри каждой из них имеется только одна полость (рис. 15).

У машин большой производительности длина рабочего колеса велика, и для прохода сжимаемого газа необходимо максимально возможное раскрытие всасывающих и нагнетательных окон. У таких машин всасывающие и нагнетательные окна рас-

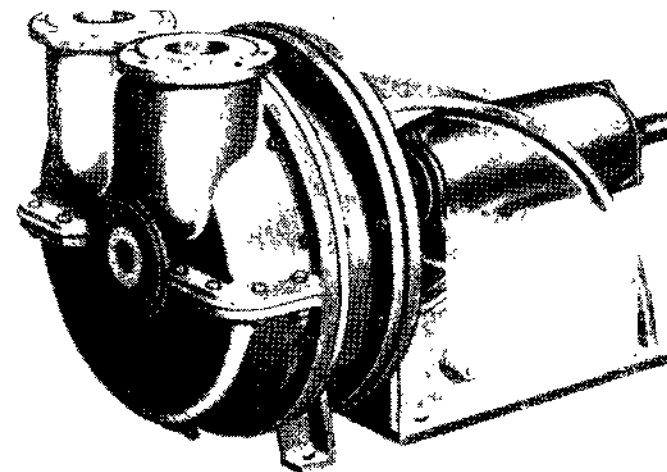


Рис. 14. Консольный ЖВН малой производительности с односторонним подводом и отводом сжимаемого газа.

полагаются на каждой торцевой стенке (см. рис. 2). Вообще же говоря, разграничение между машинами малой, средней и большой производительности по расположению окон не является совершенно определенным. Различные фирмы подходят к решению этого вопроса по-разному, но указанная тенденция имеется.

При радиальном подводе и отводе сжимаемого газа машины малой производительности также имеют односторонний подвод и отвод. В таких ЖВН только один неподвижный конус (рис. 16).

Ротор является основной деталью ЖВН и ЖК. От его конструкции, от его отличительных черт в значительной степени зависят характеристики вакуум-насоса и компрессора.

Так же, как у центробежных насосов и компрессоров, роторы ЖВН могут быть открытыми, полуоткрытыми и закрытыми.

У нас открытые с обеих сторон лопасти встречаются только в машинах малой производительности (КВН-4, КВН-8 и др.).



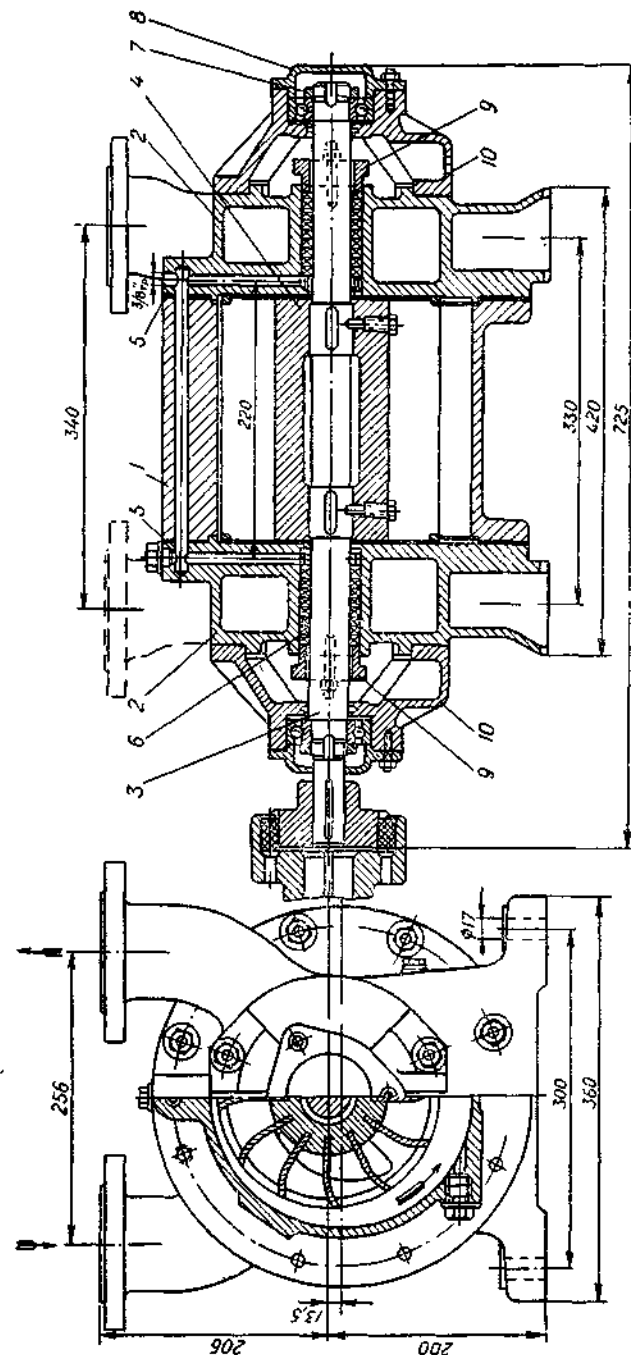


Рис. 15. ЖВН простого действия Бессонова завода (ВВН-3) с двусторонним подводом и отводом сжимаемого газа.

ВВН-3). Из зарубежных фирм открытые роторы в машинах всех производительностей применяет фирма «Pervac» (от 0,03 до 60 м<sup>3</sup>/мин), фирма «Sihi», в ряде машин фирма «Hibon» (рис. 17) и др.

Закрытые роторы, имеющие диски с обоих торцов, применяются в ЖВН и ЖК с радиальным подводом и отводом газа (см. рис. 6 и 16). Технология изготовления таких роторов является более сложной, так как значительно труднее произвести обработку поверхностей лопаток. Чаще всего они вообще не обрабатываются после литья. Основным назначением вспомога-

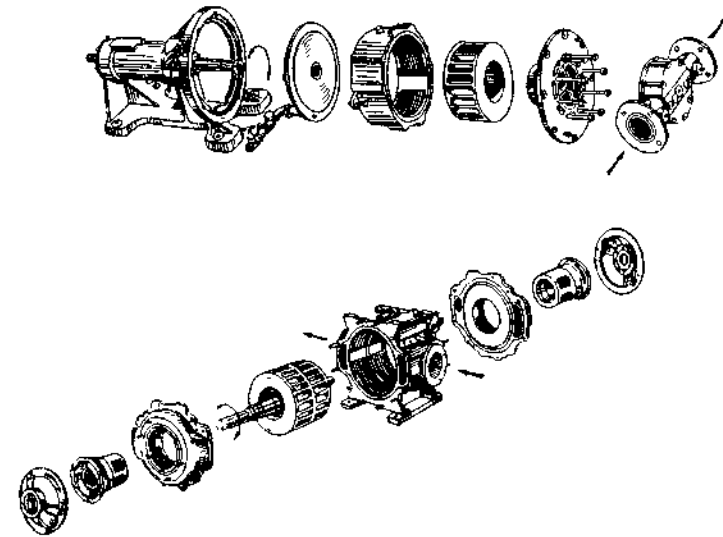


Рис. 16. Подетальная схема ЖВН двойного действия фирмы «Neugiric» с односторонним и двусторонним подводом и отводом сжимаемого газа.

тельных дисков является упрочение лопаток. так как при радиальном подводе жидкости консольное крепление лопаток у ведущего диска оказывается недостаточным. Кроме того, у машин с закрытым ротором отсутствуют перетечки газа из одной ячейки в другую через торцевые зазоры. Это способствует увеличению эффективности ЖВН.

Полуоткрытые роторы применяются при осевом подводе и отводе газа в машинах малой производительности (ВВН-1,5) и при двухцилиндровой компоновке (рис. 9). Как правило, у таких роторов со свободного конца лопатки соединяются кольцом небольшого сечения для придания им дополнительной жесткости и прочности. Естественно, что машины с полуоткрытым ротором имеют односторонний подвод и отвод газа.

Однако чаще всего применяются двусторонние роторы, у которых основной диск находится посередине (см. рис. 2 и 6). Такие роторы широко распространены как у машин с осевым, так

и с радиальным подводом и отводом газа. В отличие от центробежных насосов и компрессоров рабочий процесс в каждой полости двустороннего ротора является изолированным. В этом смысле машины с двусторонним ротором очень близки к двухцилиндровой компоновке. Для обеих рабочих полостей общим является только жидкостное кольцо. В некоторых конструкциях оно также разделяется перегородкой, которая хорошо видна на рис. 6 в корпусе машины. Зазор между диском ротора и этой перегородкой равен 1—3 мм. Такая машина в каждой полости может иметь различный рабочий процесс, например, быть двухступенчатой.

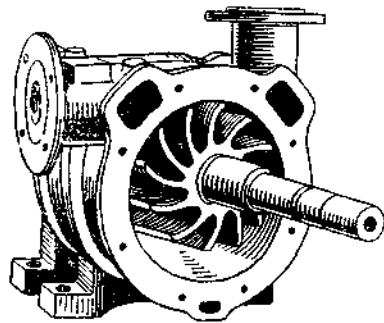


Рис. 17. ЖВН фирмы „Nipon“ с открытым ротором.

Лопатки ротора могут быть либо радиальными (рис. 3), либо криволинейными (рис. 1 и 4).

Исследования показали, что криволинейные лопатки, загнутые по направлению вращения, должны обеспечивать более высокий КПД машины [4].

Роторы машин с радиальным подводом и отводом газа имеют, как правило, криволинейные лопатки.

Среди отечественных машин с осевым подводом и отводом газа радиальные лопатки применяются только при малой производительности (КВН-4, КВН-8, РМК-2). РМК-2 является устаревшей конструкцией, которая заменена ВВН-3, имеющей при тех же габаритах более высокие параметры.

Из зарубежных фирм прямолинейные лопатки применяют «Pervac» на всех выпускаемых машинах, «Burckhardt» на машинах малой производительности и некоторые другие.

Еще одной характерной особенностью роторов ЖВН и ЖК является наклон втулки у машин с осевым подводом и отводом газа (наклон конусов у машин с радиальным подводом и отводом).

Открытые роторы имеют, как правило, цилиндрическую втулку. Небольшой угол наклона у них может существовать только из технологических соображений (например, линейный уклон).

У полуоткрытых и двусторонних роторов угол наклона втулки определяется из конструктивных соображений.

Цилиндрическая втулка обеспечивает больший объем ячеек ротора, что должно соответствовать большей производительности. Однако при недостаточном точном расположении всасывающих и нагнетательных окон образующееся мертвое пространство также имеет больший объем, что приводит к резкому сни-

жению производительности. У насосов с конической втулкой объем ячеек ротора меньше, но при смещении окон объем мертвого пространства также намного меньше. Поэтому машины с конической втулкой ротора должны иметь характеристики более устойчивые по отношению к производственным отклонениям.

Коническую втулку имеют роторы ВВН-6, ВВН-12, РМК-3 и некоторые другие, а цилиндрическую — роторы ВВН-3, роторы машин фирмы «Sihi» и др.

У машин с радиальным подводом и отводом газа угол наклона образующей конусов определяется не только желанием получить оптимальные характеристики. Зазор между внутренней торцевой поверхностью лопаток и конусами достаточно мал. При попадании в машину вместе с газом пыли, песка и т. п. происходит износ лопаток и конусов, а увеличение зазора приводит к росту перетечек и уменьшению производительности вакуум-насоса. Зазор может быть восстановлен уменьшением толщины прокладок между торцевыми крышками и корпусом и соответствующим смещением конусов. Поэтому машины с радиальным подводом и отводом газа имеют достаточно большой угол наклона образующей — 7—10°. Фирма «Neugric» в машинах с радиальным подводом добилась наиболее высоких КПД работы, применив цилиндрические «конусы». Однако эксплуатационные характеристики машин при этом ухудшились.

Вопрос о целесообразности применения цилиндрической или конической втулки до сих пор является нерешенным.

Замена рабочей жидкости в ЖВН и ЖК является одним из необходимых условий их работы. Наиболее часто в качестве рабочей жидкости используется вода. Поэтому емкость, в которой происходит отделение газа от жидкости, называется водоотделителем.

В насосах малой и средней производительности расход воды невелик. Она проходит через вакуум-насос, вместе с газом поступает в водоотделитель (рис. 18) и оттуда сливается в канализацию.

В больших машинах расход воды является довольно значительным. Например, вакуум-насос РС 600/750 фирмы «Burckhardt», имеющий производительность  $\approx 50 \text{ м}^3/\text{мин}$  (при 70%-ном вакууме), потребляет 20  $\text{м}^3/\text{час}$  воды. Такой значительный расход по стоимости сопоставим со стоимостью электроэнергии. Поэтому у машин большой производительности применяется частичная рециркуляция — повторное использование рабочей жидкости.

Существуют также схемы, в которых производится полная рециркуляция рабочей жидкости. Они применяются в тех случаях, когда в качестве рабочей жидкости используются дибутилфталат и т. п. В этом случае необходимой частью схемы является холодильник, через который рабочая жидкость проходит перед подачей в машину.

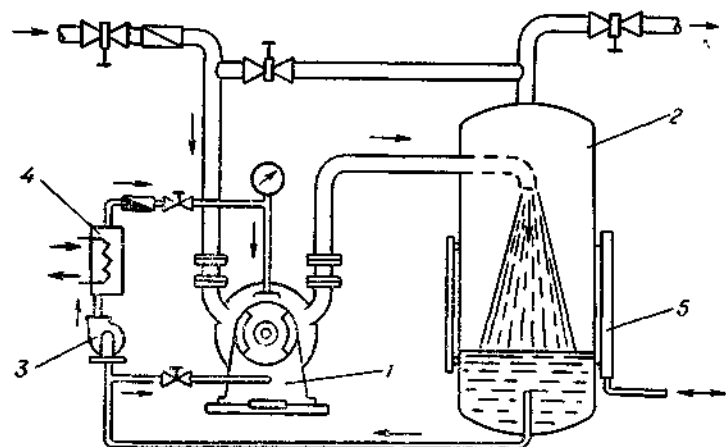


Рис. 18. Схема установки ЖВН:

1—ЖВН, 2—водоотделитель, 3—насос, 4—холодильник, 5—водомерное стекло

Обычно в ЖВН рабочая жидкость нагревается на  $5\text{--}10^\circ\text{C}$ . В компрессоре можно допустить больший подогрев.

Подвод рабочей жидкости в машину производится различными способами. Чаще всего она поступает в сальниковые уплотнения и затем вдоль вала — в торцевые зазоры. При этом сальники уплотняются и смазываются рабочей жидкостью. При

нормальной работе она выходит через сальники отдельными каплями или слабой струйкой. Рабочая жидкость уплотняет торцевые зазоры, предотвращая перетекание газа из полости нагнетания в полость всасывания.

В ряде машин рабочая жидкость поступает во всасывающий патрубок. Такая схема применяется на машинах малой производительности КНВ-4 и КВН-8. И, наконец, она

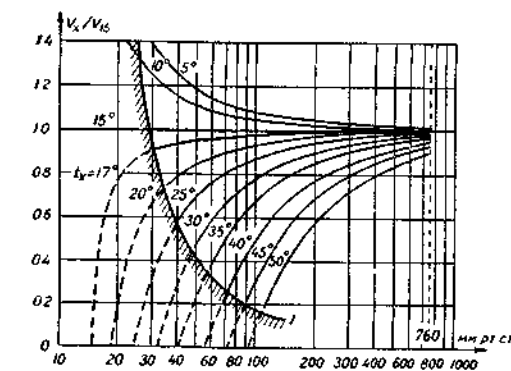


Рис. 19. График зависимости производительности ЖВН от температуры подводящей воды.

может поступать непосредственно во всасывающую полость.

Достижимый в ЖВН вакуум ограничивается давлением насыщенных паров при температуре рабочей жидкости. На рис. 19 приведен график зависимости производительности от температуры подаваемой воды для ЖВН фирмы «Siemens».

При температуре  $15^\circ\text{C}$  давление насыщенных паров воды  $\approx 13$  мм рт. ст. При этом давлении вода закипает, и производительность ЖВН падает до нуля.

Для получения вакуума с давлением, меньшим давления насыщенных паров, в качестве первых ступеней ЖВН применяют воздушные эжекторы (рис. 20 и 21). Основным их элементом является активное сопло, через которое втекает воздух из атмосферы (или газ из нагнетательного патрубка).



Рис. 20. Двухступенчатый ЖВН с воздушным эжектором.

Под действием перепада давлений скорость воздуха на выходе из сопла достигает  $550\text{--}600$  м/сек. Воздух из активного сопла и газ из отсасываемого объема поступают в камеру смешения, где происходит увеличение скорости отсасываемого газа и снижение скорости воздуха. Поле скоростей в конце камеры смешения выравнивается, давление торможения натекающего воздуха уменьшается, а отсасываемого газа возрастает. За камерой смешения устанавливается диффузор, в котором происходит уменьшение скорости и повышение давления газа. Существующие воздушные эжекторы повышают давление отсасываемого газа примерно в 4—5 раз. Во столько же снижается достигаемое остаточное давление.

Через ЖВН с воздушным эжектором проходит большое количество атмосферного воздуха. Но так как эффективность вакуум-насоса определяется по объемной производительности, а давление на входе уменьшается, то применение воздушного эжек-

тора практически не снижает его производительности. Это отчетливо видно на характеристиках ЖВН фирмы «Siemens» с воздушным эжектором (рис. 22).

Двухступенчатый воздушный эжектор этой же фирмы создает остаточное давление 2 мм рт. ст., а трехступенчатый — 0,2 мм рт. ст.

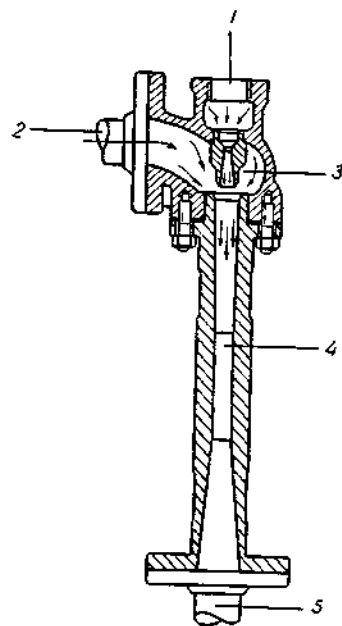


Рис. 21. Воздушный эжектор для ЖВН

1 — подвод воздуха из атмосферы (или из нагнетательного патрубка)  
2 — подвод отсасываемого газа, 3 — активное сопло, 4 — камера смешения  
5 — всасывающий патрубок

В ЖК для получения высокой степени сжатия необходима большая окружная скорость ротора. Экономически это невыгодно, так как приводит к резкому росту гидравлических потерь. Существенное снижение этих потерь достигается в ЖК с вращающимся корпусом (рис. 23).

В машине такого типа в неподвижном корпусе вращается полый цилиндр, а внутри него — рабочий ротор. Число оборотов цилиндра и ротора может быть одним и тем же, но может и несколько различаться. Это зависит от принятой кинематической схемы.

Степень повышения давления такого компрессора может быть значительно выше, чем в поршневом, так как непосредственный контакт сжимаемого газа с жидкостью создает эффективный теплоотвод, а отсутствие масла в рабочей полости устраняет опасность взрыва в процессе сжатия. В одной ступени такого компрессора достигнута степень повышения давления, равная 7. Но и она не является пределом.

Недостатком такого ЖВН является сложность его конструкции.

Материалы, из которых изготавливаются ЖВН и ЖК, в значительной степени зависят от рода перекачиваемого газа. Для перекачивания воздуха и других инертных газов применяются обычно конструкционные материалы — чугун и сталь. Во многих производствах вместе с откачиваемым газом в ЖВН попадают в капельном и парообразном состоянии химические вещества, которые могут привести к быстрой коррозии и разрушению деталей машин. Для предотвращения этого детали ЖВН изготавливают из коррозионностойких материалов.

Так, например, рабочие колеса ЖВН, выпускаемые Гатчинским заводом им. Рошаля, изготовлены из бронзы. Бессонов-

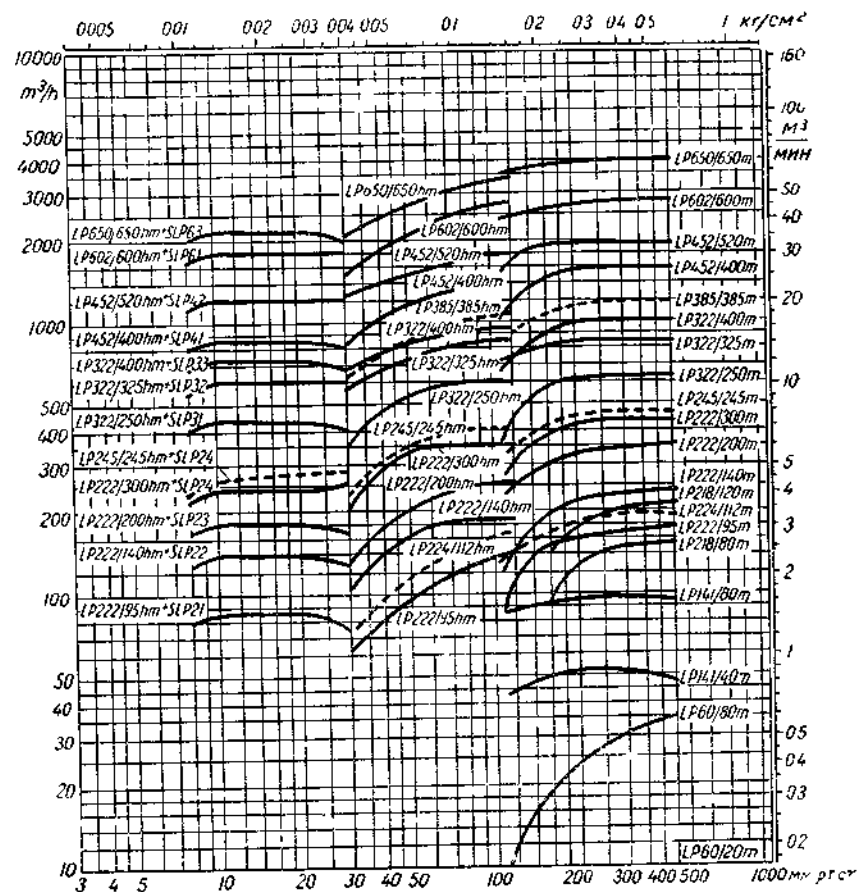
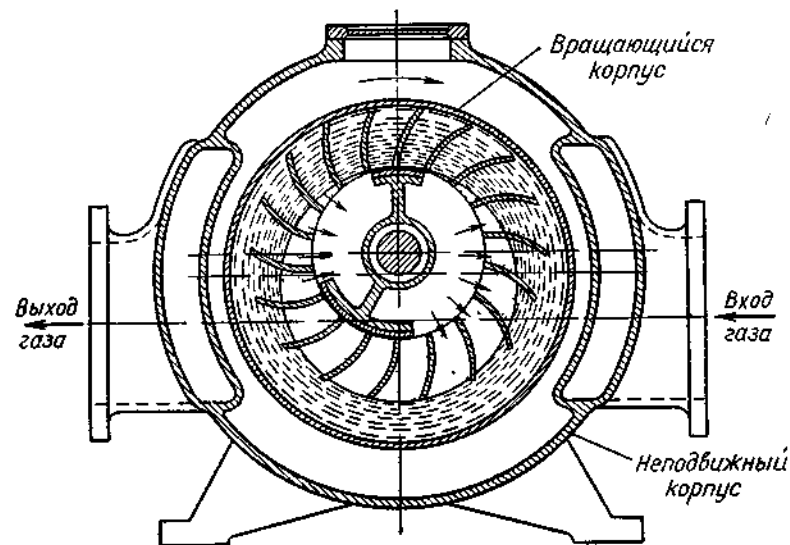


Рис. 22. Характеристики двухступенчатых ЖВН фирмы «Siemens» с воздушным эжектором.



ский компрессорный завод выпускает ЖВН из нержавеющей стали, ряд фирм делают ЖВН и ЖК из титана. В некоторых случаях проточная часть машин покрывается синтетическими пленками — полиэтиленом, феолином и т. д.

Конструкцию жидкостнокольцевых вакуум-насосов и компрессоров можно классифицировать следующим образом:

Определяющий параметр	Типы машин
I. Начальное и конечное давление сжимаемого газа	1. Вакуум-насосы 2. Газодувки 3. Компрессоры
II. Конструктивная схема	1. С радиальным подводом и отводом сжимаемого газа 2. С осевым подводом и отводом сжимаемого газа
III. Число ступеней сжатия	1. Одноступенчатые 2. Двухступенчатые 3. Вакуум-насосы с газовым эжектором
IV. Число циклов за один оборот	1. Простого действия 2. Двойного действия
V. Число рабочих полостей	1. Одноцилиндровые 2. Двухцилиндровые
VI. Расположение всасывающих и нагнетательных окон	1. Односторонний подвод и отвод газа 2. Двусторонний подвод и отвод газа
VII. Конструкция ротора	1. С открытым ротором 2. С полуоткрытым ротором 3. С закрытым ротором
а) крепление лопаток	4. С двусторонним ротором
б) форма лопаток	1. С прямыми лопатками, в том числе и с радиальными 2. С криволинейными лопатками.
в) форма втулки ротора	1. С цилиндрической втулкой 2. С конической втулкой
VIII. Кинематическая схема	1. С неподвижным корпусом 2. С вращающимся корпусом
IX. Подача рабочей жидкости	1. С однократным использованием жидкости 2. С частичной рециркуляцией 3. С полной рециркуляцией
X. Род перекачиваемого газа (материалы основных деталей)	1. Из конструкционных материалов 2. С бронзовым ротором 3. Из нержавеющей стали 4. Из титана 5. С внутренним синтетическим покрытием

## ЛИТЕРАТУРА

1. Прейскурант № 23-02. М., Прейскурантгиз, 1967.
2. Тетерюков В. И. Ротационные вакуум-насосы и компрессоры с жидким поршнем. М., Машгиз, 1960.
3. Головинцов А. Г. и др. Ротационные компрессоры, М., «Машиностроение», 1964
4. Grabow G. Die Einflüsse verschiedenen Schaufelformen auf die Kennlinien von Wassertringpumpen. „Maschinenbautechnik“, 1958, № 12.

## НЕКОТОРЫЕ ИТОГИ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПАРОЭЖЕКТОРНЫХ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ В УСТАНОВКАХ ДЛЯ ВНЕПЕЧНОГО ВАКУУМИРОВАНИЯ СТАЛИ

*Д. Х. Зайденштейн, В. М. Либин, С. Ш. Серазетдинова*

Внепечное вакуумирование стали находит все более широкое применение как одно из средств улучшения качества стали. Эффективность вакуумной обработки во многом зависит от откачного оборудования, которым оснащена вакуумная установка. Откачное оборудование должно быть высокопроизводительным, создавать в вакуумной камере требуемое рабочее давление за короткий промежуток времени, быть надежным в работе и простым в эксплуатации.

В течение нескольких лет производился сбор статистики по эксплуатации пароэжекторных вакуумных насосов на ряде заводов по следующим вопросам:

— общая продолжительность эксплуатации с начала пуска установки; общее количество циклов вакуумирования, количество циклов вакуумирования в сутки; средняя продолжительность работы пароэжекторного насоса за один цикл вакуумирования; среднее время безотказной работы; виды отказов в работе; наименование узлов и деталей, из-за которых происходит отказ в работе; время простоя насоса из-за отказа; виды профилактических работ, проводимых при эксплуатации насоса; наименование узлов и деталей, которые подверглись коррозии, износу.

Обобщенные результаты по эксплуатации четырех характерных пароэжекторных насосов приведены в таблице 1.

Все эти насосы — производительностью 100 кг/час сухого воздуха и рабочем давлении на входе в насос 0,5 мм рт. ст. Отличаются они параметрами рабочего пара и охлаждающей воды, распределением степеней сжатия между эжекторами, компоновкой и пусковыми насосами.

Пароэжекторный вакуумный насос, установленный на Ижевском металлургическом заводе, эксплуатируется в установке для вакуумирования стали в ковше емкостью 20 т. Насос пятиступенчатый с двухступенчатым пусковым насосом

Таблица 1

## Эксплуатация парожекторных насосов

Завод, на котором эксплуатируется парожекторный вакуумный насос	С какого времени	Общее количество циклов вакуумирования	Отказы в работе	Регламентные работы
Ижевский металлургический завод	С сентября 1965 года по настоящее время	Более 2000	Отказов в работе насоса не было	Профилактические осмотры проводятся 1 раз в год
Ново-Тульский металлургический завод	С декабря 1965 г. по настоящее время	~ 500	Отказов в работе насоса не было	Профилактические работы (чистка конденсаторов, вакуумпровода) проводятся 2 раза в год
З-д „Красный Октябрь“ г. Волгоград	С ноября 1966 г. по настоящее время	~ 7000	Отказов в работе насоса не было	Профилактические работы проводятся ежемесячно
Невский машиностроительный завод им. В. И. Ленина	С декабря 1966 г. по настоящее время	~ 165	Отказов в работе насоса не было	Проводятся следующие профилактические работы: очистка сопел и решеток конденсаторов три раза в год; очистка затворов от шлака систематически

и с промежуточными конденсаторами смешения. Расход рабочего пара с давлением 8 *ати* на основной насос 5700 *кг/час*, на пусковой — 11 700 *кг/час*. Расход охлаждающей воды с температурой 35° С — 480 *м³/час*.

Парожекторный вакуумный насос, установленный на Ново-Тульском металлургическом заводе, эксплуатируется в опытно-промышленной установке для вакуумирования стали в ковше емкостью 10 *т*. Насос пятиступенчатый с одним пусковым эжектором и с промежуточными конденсаторами смешения. Расход рабочего пара с давлением 8 *ати* на основном режиме 5700 *кг/час*, на пусковом — 12000 *кг/час*. Расход охлаждающей воды с температурой 35° С — 370 *м³/час*.

Парожекторный насос, установленный на заводе „Красный Октябрь“ (г. Волгоград), эксплуатируется в установке для вакуумирования стали в ковше емкостью до 25 *т*. Насос четырехступенчатый с двухступенчатым пусковым насосом и промежуточными конденсаторами смешения. Расход рабочего пара с давлением 26—27 *ати* на основном режиме

4375 *кг/час*, на пусковом режиме — 9000 *кг/час*. Расход охлаждающей воды с температурой 28° С — 550 *кг/час*.

Парожекторный вакуумный насос, установленный на Невском машиностроительном заводе, эксплуатируется в установке для вакуумирования стали при отливке слитков в 8-2 *т* в изложницы. Насос пятиступенчатый с промежуточными конденсаторами смешения. Расход рабочего пара с давлением 19 *ати* 3000 *кг/час*. Расход охлаждающей воды с температурой 20° — 125 *м³/час*.

Как видно из таблицы, отказов в работе парожекторных вакуумных насосов, даже за время длительной эксплуатации, не было, они не требуют также больших профилактических работ.

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что парожекторные вакуумные насосы наиболее полно отвечают требованиям, предъявляемым процессом вакуумирования к откачному оборудованию.

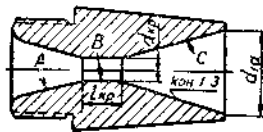
#### ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ И МОНТАЖНЫХ ФАКТОРОВ НА ОСНОВНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ РАБОТЫ СТУПЕНИ ЭВН

И. И. Мосин, И. И. Калмыков

Для обеспечения наименьшей стоимости эжекторно-вакуумного насоса с заданными параметрами его работы необходимо не только правильно выбрать размеры и форму проточной части каждой ступени, надо оптимальным образом решить технологические вопросы — назначить класс точности и чистоту обработки поверхностей элементов эжектора, ограничить возможные отклонения от формы и размеров ступени, которые могут появиться при ее монтаже. Если вопрос выбора геометрических параметров может быть решен теоретическим путем, то только из эксперимента можно получить сведения о влиянии чистоты обработки поверхностей проточных частей сопла, камеры и диффузора, а также несоосности этих элементов на работу ступени.

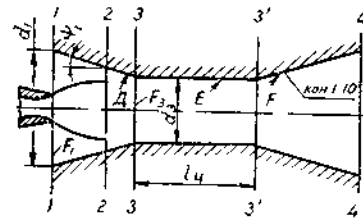
Настоящее экспериментальное исследование посвящено изучению влияния способов обработки рабочих поверхностей элементов эжектора и отклонений геометрии проточной части, возникающих в процессе монтажа, на его работу.

Экспериментальные исследования проводились на трехступенчатой эжекторной установке. Первая ступень была рабочей. В качестве активного газа использовался сжатый воздух до 7 *ати* при  $t_a = 10-40^\circ\text{С}$ . Эжектируемая среда — атмосферный воздух при  $t_a = 15-17^\circ\text{С}$ .



№ сопла	Обработка			Условн индекс сопла
	A	B	C	
1	3	3	3	333
2	5	5	5	555
3	7	7	7	777
4	9	9	9	999
5	3	5	3	353
6	5	7	5	575
7	3	7	3	373

а



№ камер смещ	Обработка			Условн индекс камеры
	D	E	F	
1	3	3	3	333
2	3	3	5	335
3	3	5	3	353
4	3	5	5	355
5	5	5	5	555
6	5	5	3	553
7	5	3	3	533
8	7	7	7	777

б

Рис. 1. Объекты испытания. Варианты исследованных сопел (а) камер смещения (б).

В качестве объектов испытания применялись сопла и камеры смещения с разной чистотой обработки рабочих поверхностей. Все сопла были идентичными в конструктивном оформлении и имели диаметры в критическом сечении  $d_{kp} = 9,0$  мм, в выходном —  $d_{1a} = 26$  мм ( $\lambda_{1a} = 2,095$  или  $M_{1a} = 3,7$ ). Длина цилиндрического участка в критическом сечении была принята равной 10 мм. Входная и выходная части имели конусность 1:3, причем во входном конусе имелось скругление.

На рис. 1а и 1б показано конструктивное оформление сопла и камеры смещения, приведены основные сведения о вариантах исследованных сопел и камер смещения с различной чистотой обработки поверхностей по элементам. Чистота обработки контролировалась по эталонным образцам.

При исследовании по выявлению влияния чистоты обработки элементов проточной части сопла на работу ступени камера смещения имела следующие геометрические характеристики: угол сужения  $2\phi_1 = 15^\circ$ , степень поджатия  $f_{31} = 0,6$  (на входе  $d_1 = 42$  мм, в горловине  $d_3 = 32,5$  мм при относительной длине  $\bar{l} = \frac{l_u}{d_3} = 10$  (рис. 2а) и чистоте обработки всех

элементов камеры смещения под  $\nabla 5$ .

При испытаниях камер смещения с различными сочетаниями чистоты обработки по элементам основные геометри-

ческие характеристики оставались неизменными и имели следующие значения: входной участок был полностью коническим, угол сужения был равен  $2\phi_1 = 5^\circ$ , диаметр во входном сечении его  $d_1 = 54$  мм, выходной участок камеры (дозвуковой диффузор) был выполнен с конусностью 1:10, диаметр горловины камеры смещения  $d_3 = 35,0$  мм при относительной

длине  $\bar{l}_a = \frac{l_u}{d_3} = 4,0$ . Рабочее сопло имело  $d_{kp} = 10,2$  мм,  $d_{1a} = 26,1$  мм и  $\lambda_{1a} = 2,05$ .

Несоосность сопла и камеры смещения осуществлялась с помощью специальных переходников, которые устанавливались между приемной камерой эжектора и камерой смещения. Переходник представлял собой цилиндрическое кольцо (см. рис. 4, а), изготовленное с определенным эксцентриситетом. Величина эксцентриситета определялась разностью наибольшей  $C_1$  и наименьшей  $C_2$  толщин стенки кольца переходника, т. е.

$$h_n = C_1 - C_2. \quad (1)$$

Всего было изготовлено четыре кольца с  $h_n = 0,5; 1,0; 2,0$  и  $4,0$  мм. Ширина кольца была не более 5 мм.

Величина смещения оси сопла по отношению к оси камеры смещения  $\Delta \bar{h}$  определялась соотношением

$$\Delta \bar{h} = \frac{h_n}{r_3 - r_{1a}}. \quad (2)$$

Под углом установки сопла  $\alpha_{уст}$  понимается угол между осью сопла и осью приемной камеры (см. рис. 4, б). Экспериментальная установка позволяет создавать такие углы путем отклонения оси сопла от горизонтального положения (с помощью перекоса сопла). Ось приемной камеры и камеры смещения находится в неизменном горизонтальном положении.

В процессе настройки угол  $\alpha_{уст}$  непосредственно не измерялся, а определялся расчетно на основе замеренных прямых участков, характеризующих оси сопла и камеры смещения.

Погрешность в определении  $\alpha_{уст}$  не превышала 0,2 минуты. Всего было испытано три варианта с  $\alpha_{уст} = 0^\circ; 0^\circ 7'; 0^\circ 22'$ .

Изучение несоосности сопла и камеры смещения, а также угла установки сопла проводилось на эжекторной ступени, которая имела камеру смещения и рабочее сопло с такими же геометрическими параметрами, что и при испытаниях камер смещения по определению влияния чистоты обработки проточной части элементов камеры смещения, но при данном эксперименте чистота обработки поверхностей проточной части эжекторной ступени была одна и та же, и соответствовала  $\nabla 5$ .

В опытах снимались внешние характеристики ступени на предельных режимах. Для этого замерялись расходы активного и пассивного газов нормальными диафрагмами по стандартной методике [1], полное давление и температуры торможения перед входом в камеру смешения и полное давление смешанного потока на выходе из ступени.

Результаты эксперимента представлены на рис. 2—4.

Как показывает рис. 2, чистота обработки поверхностей проточной части сопла оказывает заметное влияние на основ-

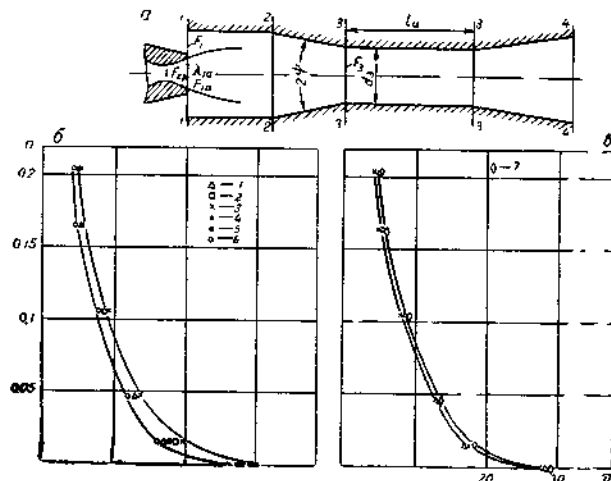


Рис. 2. Влияние чистоты обработки проточных поверхностей сопла в целом (а), горловины, входного и выходного участков (б) на работу ступени.

$$\bar{T}_{кр} = \frac{F_1}{F_{кр}} = 21,7; \bar{f}_{31} = 0,6; 2\psi_1 = 15^\circ; \bar{T}_u = 10 \quad 1 - \text{сопла } 555; 2 - 777, \\ 3 - 999; 4 - 353; 5 - 373; 6 - 333; 7 - 575.$$

ные показатели работы ступени. Так, повышение чистоты обработки поверхностей с  $\nabla 3$  до  $\nabla 7$  привело к увеличению степени сжатия  $\pi$  на 4,65—14,35%, а повышение чистоты обработки с  $\nabla 7$  до  $\nabla 9$  вызвало незначительный рост степени сжатия, всего на 0,24—2,15% при изменении коэффициента эжекции от 0 до 0,2.

Как и следовало ожидать, лучшие результаты соответствуют соплу с более высокой чистотой обработки. Вместе с тем следует заметить, что сопла 777 и 999 показали практически одинаковые результаты. Имеющиеся расхождения в показателях работы находятся в пределах точности эксперимента. Этот же вывод получил подтверждения в дополнительных экспериментах, проведенных с теми же соплами, но с другой камерой смешения (другое входное устройство камеры смешения).

Результаты по изучению влияния чистоты обработки поверхности горловины сопла приведены на рис. 2, б. Как видно, при повышении чистоты обработки горловины сопла с  $\nabla 3$  до  $\nabla 5$  степень сжатия увеличивается на 1,6—9,02%, а при повышении чистоты обработки с  $\nabla 5$  до  $\nabla 7$  (см. рис. 2, в) она увеличивается всего на 0,7—1,5%. Коэффициент эжекции  $\pi$  изменяется от 0 до 0,2 в обоих случаях.

Из приведенного анализа следует, что повышение чистоты обработки горловины сопла с  $\nabla 3$  до  $\nabla 5$  приводит к более высокому положительному эффекту, чем это имеет место при повышении чистоты обработки с  $\nabla 5$  до  $\nabla 7$ .

Влияние чистоты обработки входной и выходной частей сопла на работу ступени представлено на рис. 2, в. Чистота обработки поверхностей входного и выходного конусов, хотя и оказывает влияние на работу ступени, но менее сильное, чем чистота обработки горловины сопла в рассмотренном диапазоне изменения классов чистоты.

Экспериментальные результаты исследования камер смешения с разной чистотой обработки ее рабочих поверхностей приведены на рис. 3, а и б.

Как видно из представленных материалов, чистота обработки поверхностей проточной части камеры смешения ока-

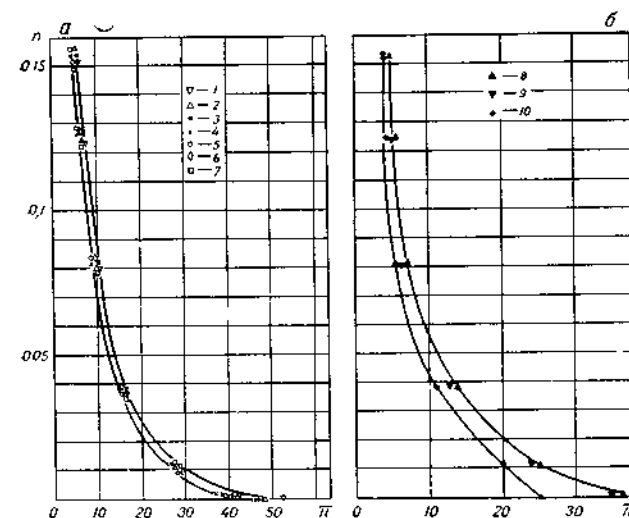


Рис. 3. Влияние чистоты обработки проточных поверхностей камеры смешения (а) и комплексное влияние чистоты обработки проточных частей элементов ступени (б) на ее

$$\text{работу } \bar{T}_{3кр} = \frac{F_3}{F_{кр}} = 11,8; 2\psi_1 = 5^\circ; \bar{T} = 4:$$

1 — камера 555, 2 — 355, 3 — 533; 4 — 333; 5 — 353; 6 — 335; 7 — 535, 8 — все элементы проточной поверхности ступени обработки под  $\nabla 7$ ; 9 —  $\nabla 5$ ; 10 —  $\nabla 4$ .



зывает существенное влияние на работу ступени, в особенности в области малых и нулевых коэффициентов эжекции. Так, повышение чистоты обработки поверхностей камеры смешения с  $\nabla 3$  до  $\nabla 5$  позволяет увеличить степень сжатия ступени от 2 до 15% при изменении коэффициента эжекции от 0,16 до 0.

Чистота обработки поверхностей входного, выходного конусов и горловины практически одинаково заметно влияет на работу ступени.

Так, например, повышение чистоты обработки с  $\nabla 3$  до  $\nabla 5$  позволяет увеличить степень сжатия ступени за счет вход-

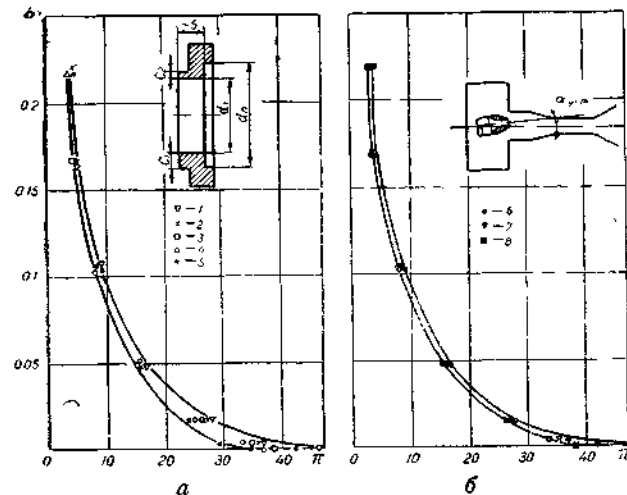


Рис. 4. Влияние несоосности сопла и камеры смешения (а), угла установки сопла (б) на работу ступени  $\bar{f}_{3 \text{ кр}} = 11,8$ ;

$$2\psi_1 = 5^\circ; \bar{t}_u = 4,0;$$

1— $\Delta h = 0$ ; 2—0,112; 3—0,224; 4—0,448; 5—0,896; 6— $\alpha_{\text{уст}} = 0^\circ$ ; 7— $0^\circ 7'$ ; 8— $0^\circ 22'$ .

ного конуса от 0,2 до 6,5%, за счет выходного конуса — от 0,6 до 6,5% и за счет горловины — от 1,3 до 6,5% при изменении коэффициента эжекции от  $n = 0,16$  до  $n = 0$  соответственно.

Результаты комплексного исследования влияния чистоты обработки элементов ступени на ее работу представлены на рис. 3, б. Чистота обработки поверхностей ее проточной части была выполнена под  $\nabla 3$ ,  $\nabla 5$  и  $\nabla 7$ , причем рабочие поверхности элементов эжектора — сопла, камеры смешения и диффузора имели одну и ту же чистоту обработки. Чистота обработки поверхностей проточной части эжектора особенно заметно влияет на основные показатели работы в области малых коэффициентов эжекции.

Так, например, повышение чистоты обработки с  $\nabla 3$  до  $\nabla 7$  позволяет повысить степень сжатия от 48 до 0,28% при изменении коэффициента эжекции от  $n = 0$  до  $n = 0,16$  соответственно. Как видно из рассмотрения рис. 3, б, дальнейшее повышение чистоты обработки от  $\nabla 5$  до  $\nabla 7$  практически не сказывается на эффективности работы эжектора.

Несоосность сопла и камеры смешения  $\Delta \bar{h}$ , так же как и угол установки сопла  $\alpha_{\text{уст}}$ , заметное влияние оказывает на эффективность работы ступени в области малых коэффициентов эжекции. Результаты данных исследований приведены на рис. 4. При коэффициенте эжекции  $n > 0,15-0,2$  эти два фактора практически не влияют на показатели работы ступени в исследуемых диапазонах изменения  $\Delta \bar{h}$  и  $\alpha_{\text{уст}}$ .

Таким образом, все перечисленные факторы оказали сильно выраженное влияние на работу эжектора в области нулевого и близких к нему значений коэффициента эжекции. В области  $n > 0,05-0,1$  исследованные факторы практически не влияют на работу ступени.

При объяснении этих результатов, по-видимому, можно исходить из следующих положений. В области режимов с  $n \rightarrow 0$  в каналах эжектора, начиная от среза сопла, имеет место сверхзвуковой поток, который, как известно, очень чувствителен к шероховатости, искривленности канала, к углу притекания к стенкам канала и т. д.\* В условиях эжектора все эти факторы, порожденные чистотой обработки проточной части эжектора, перекосами сопла, его несоосностью с камерой смешения, являются источниками дополнительных потерь.

В области режимов с более высокими значениями коэффициентов эжекции  $n > 0,05-0,1$ , когда на эффективность эжектора преобладающее влияние оказывает процесс смешения, указанные факторы, обусловленные изменением структуры сверхзвукового потока, приводят к значительно меньшим потерям по сравнению с потерями на смешение. Этим можно объяснить то, что при сравнительно больших значениях коэффициента эжекции ( $n > 0,05-0,1$ ) влияние технологических факторов и ошибок монтажа на рабочий процесс эжектора проявляется слабо.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Правила 27—54. М., 1956.
2. Korst H. H. A theory for base pressures in transonic and supersonic flow. I. Appl. Mech., 1953, vol. 23, № 4.

\* При объяснении влияния этих факторов можно исходить из известных положений теории донного давления [2] о влиянии начальных условий притекания потока в канал с внезапным расширением, что имеет место в эжекторе на режиме при  $n \rightarrow 0$ .

# УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОЧИСТКА ДЕТАЛЕЙ И УЗЛОВ ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ В СРЕДЕ ФРЕОНА-30

Г. Н. Корчагин, Г. Д. Бабкин, А. В. Копач, А. П. Законов

В процессе изготовления деталей вакуумных насосов на их поверхности попадает большое количество жировой эмульсии, металлической стружки, пыли и других технологических загрязнений. Узлы и детали насосов при сборке необходимо тщательно очищать от этих загрязнений, иначе при испытаниях увеличивается время «гажения» и ухудшаются эксплуатационные характеристики насосов.

Обычно очистка деталей и узлов вакуумных насосов от технологических загрязнений проводится в два этапа:

1. Ручная промывка в бензине Б-70;
2. Протирка деталей этиловым спиртом.

Контроль чистоты поверхности деталей осуществляется визуально и протиркой батистовыми салфетками.

Этот метод не обеспечивает высокого качества очистки по следующим причинам. Поверхности деталей вакуумных насосов изготавливаются с чистотой  $\nabla 6 - \nabla 7$ . В микронеровности поверхности внедряются загрязнения, удалить которые ручной промывкой и протиркой невозможно. Кроме того, имеющиеся на деталях жировые и другие технологические загрязнения остаются в моющей среде (бензине), загрязняя ее, что снижает качество предварительной очистки и приводит к увеличению времени и большим расходам спирта при окончательной очистке. Частая смена моющей среды (бензина) увеличивает по времени процесс очистки. Недостатком этого метода является также высокая пожароопасность и трудоемкость процесса.

Одним из методов высококачественной очистки является очистка с применением энергии ультразвукового поля [1] и с использованием такой рабочей жидкости, которая имеет хорошие обезжиривающие свойства, инертна к металлам, пожаробезопасна и нетоксична. Важным качеством моющей жидкости является возможность ее регенерации в пределах установки.

Применение энергии ультразвуковых колебаний интенсифицирует процесс очистки, а также существенно улучшает и ее качество. Поверхности, даже хорошо обработанные, в действительности имеют микронеровности, микроскопические поры, трещины. Ультразвуковая кавитация проникает в эти микронеровности и очищает поверхности на «микроскопическом уровне» [1].

В данной статье рассматривается технологический процесс ультразвуковой очистки деталей и узлов вакуумных насосов Н-5С в среде фреона-30, с регенерацией его в пределах установки.

Из множества марок фреонов наиболее часто используется хлористый метилен (фреон-30) и трифтортрихлорэтан (фре-

он-113) [2]. Фреон-30 в 10 раз дешевле фреона-113 и обладает лучшими обезжиривающими качествами. Невысокая температура кипения фреона ( $40^\circ\text{C}$ ) позволяет легко дистиллировать, не изменяя его свойств в пределах ультразвуковой установки, что дает возможность использовать непрерывную очистку загрязненного фреона.

Фреон-30 является хорошим растворителем жиров, масел, смол, паст, парафина, обладает низким поверхностным натяжением, что позволяет применять его для очистки деталей сложной формы. Фреон-30 негорюч, взрывобезопасен, обладает химической стойкостью, инертностью к металлам, за исключением цинка, высокой стабильностью, незначительной токсичностью (допустимое содержание паров фреона  $50 \text{ мг/м}^3$ ).

В таблице 1 представлены физические константы фреона-30 (хлористого метилена).

Таблица 1

Химическая формула	Технич. название	Молекулярный вес	Относит. плотность при $20^\circ\text{C}$ , $\text{г/см}^3$	Температура кипения, $^\circ\text{C}$	Температура плавления, $^\circ\text{C}$	Поверхност. натяжение при $20^\circ\text{C}$ , $\text{дин/см}$	Температура вспышки	Растворимость		Стоимость 1 кг в руб.
								при $20^\circ\text{C}$ в гр. вещества на 100 г воды	в орган. растворителях	
$\text{CH}_2\text{Cl}_2$	Фреон-30	84,93	1,32	+ 40	96,5	19,3	невоспламен.	2	этиловом спирте, этиловом эфире	0,3

Для сравнения существующего и предлагаемого технологических процессов проведены эксперименты по промывке четырех насосов типа Н-5С, результаты которых приведены в таблице 2.

Из таблицы 2 видно, что предлагаемый технологический процесс обеспечивает более качественную очистку, за счет чего сокращается время выхода насосов на режим ( $5 \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ ).

На основании проведенных экспериментов и промывок деталей вакуумных насосов была изготовлена и внедрена в производство на Казанском механическом заводе ультразвуковая фреоновая установка УЗФУ-9, принципиальная схема которой показана на рис. 1.

Установка состоит из основного бака 1, двух насосов 2 (типа П-90), двух испарителей 3, двух конденсаторов 4, расходного бака 6, насосов 5 (типа ПА-22) подачи фреона в рабочие

Таблица 2

Метод очистки насосов Н-5С от технологических загрязнений	Номер насоса	Время очистки, мин.	Время выхода на режимы ( $5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.) при испытаниях
По существующей технологии:			
промывка в бензине . . . . .	1	15	72 часа
промывка спиртом . . . . .	2	15	50 часов
По предлагаемой технологии:			
промывка в среде фреона-30 с наложением ультразвука . . . . .	3	4	34 часа
Промывка в среде фреона-30 с наложением ультразвука и последующая протирка спиртом . . . . .	4	10	24 часа

ванны 7, 8, фильтр-отстойник 10. Все агрегаты и емкости изготовлены из нержавеющей стали. В дно рабочих ванн для создания ультразвукового поля вмонтированы магнитострикционные преобразователи, в каждой ванне установлена переливная трубка для слива загрязненного фреона через фильтр-отстойник в основной бак. Для предотвращения нагрева фреона от поглощения акустической энергии рабочие ванны помещены в рубашку, по которой циркулирует холодная вода. Для обеспечения сравнительно большого расхода фреона через рабочие ванны — (объем  $700 \times 350 \times 250$ ) в установке смонтированы два узла дистилляции фреона, и работа их идет параллельно.

Насосами 2 фреон из основного бака 1 закачивается в испарители 3, где испаряется, и пары фреона поступают в конденсаторы 4. В конденсаторах, соприкасаясь со стенками калорифера, внутри которого циркулирует холодная вода, пары фреона конденсируются; под давлением паров, вновь поступающих из испарителей, сконденсированный фреон поступает в расходный бак 6, откуда насосами 5 подается в рабочие ванны 7 и 8. Управление насосами осуществляется с пульта, расположенного на передней панели установки и датчиками электронных сигнализаторов уровня ЭСУ, установленных в испарителях и через реле времени сблочированных с насосами 2. Система ЭСУ дублируется поплавковыми клапанами. Подогрев фреона в испарителях осуществляется горячей водой или паром, циркулирующим по змеевику, смонтированному внутри испарителя.

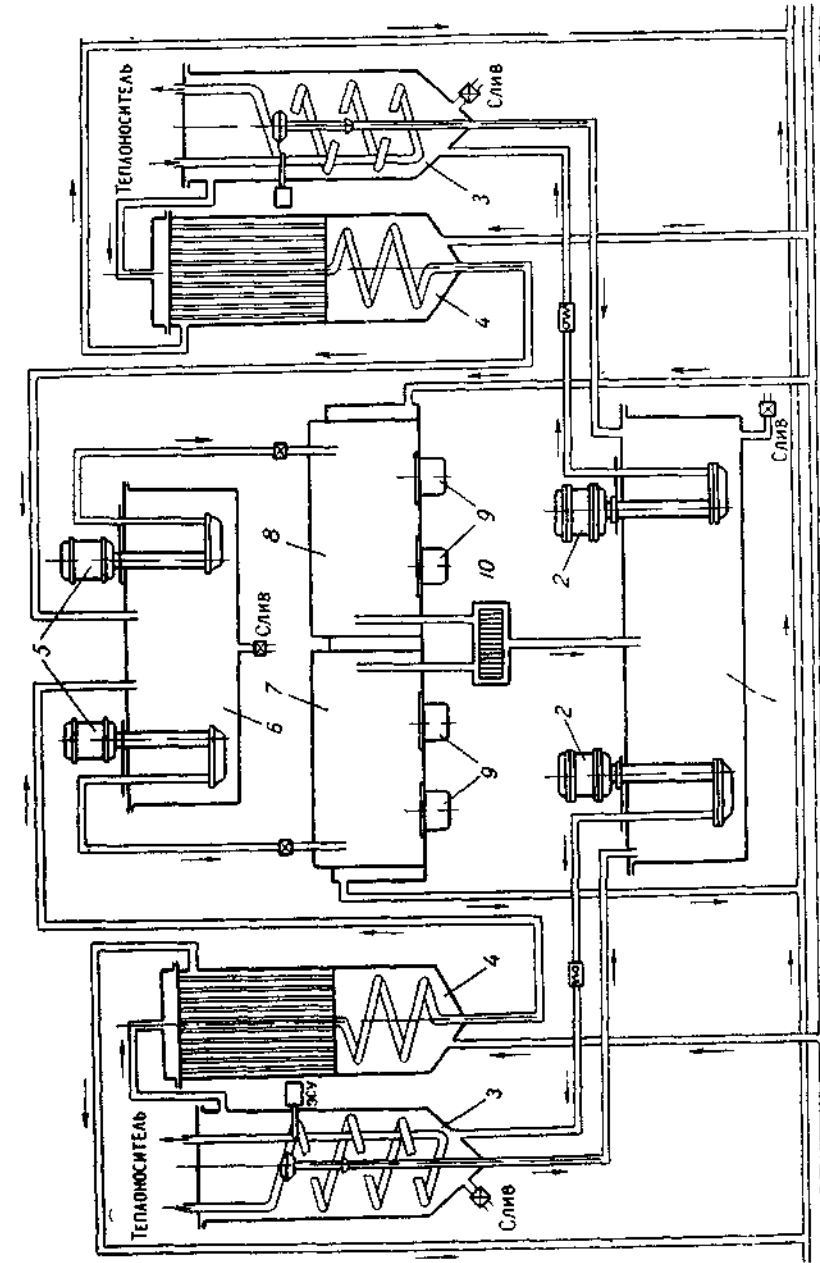


Рис. 1. Принципиальная схема ультразвуковой установки УЗФУ-9.

На установке УЗФУ-9 выполняются следующие операции технологического процесса:

1. Предварительная ультразвуковая очистка деталей вакуумных насосов (ванна 7).

2. Окончательная ультразвуковая очистка (ванна 8).

Внедрение установки позволило получить высококачественную очистку деталей, сократить время испытаний насосов, повысить производительность труда за счет сокращения времени очистки деталей.

Применение фреона-30 в качестве рабочей жидкости полностью устранило пожароопасность, улучшило условия труда и повысило общую чистоту на участке очистки.

#### Техническая характеристика установки

Потребляемая мощность, <i>квт</i> . . . . .	20
Тип ультразвукового генератора . . . . .	УЗГ-10М
Тип преобразователей . . . . .	ПМС-6М
Мощность одного преобразователя, <i>квт</i> . . . . .	2,5
Объем рабочих ванн, <i>мм</i> . . . . .	700×350×250
Время очистки, <i>мин</i> . . . . .	3—5
Емкость основного бака, <i>л</i> . . . . .	350
Габариты установки, <i>мм</i> . . . . .	2500×1100×1500

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Луфт Б. Д., Шустина А. А. Очистка деталей электронных приборов. М., «Энергия», 1968.
2. Шамес С. И. Применение фреона-30 в качестве растворителя при ультразвуковой очистке деталей приборов и особенности конструкций ультразвуковых установок. «Ультразвуковая техника», выпуск I, 1968.
3. Спринг С. Очистка поверхности металлов. М., «Мир», 1966.

## Вопросы метрики и течеискания

### СОВРЕМЕННАЯ ВАКУУММЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

А. М. Григорьев, В. Т. Гринченко

Развитие вакуумной техники и проникновение ее во все отрасли народного хозяйства определили следующие основные направления в исследованиях и разработке вакуумметров:

1) повышение надежности вакуумметров, создание серии манометрических преобразователей для прогреваемых металлических вакуумных установок;

2) расширение диапазона измеряемых давлений датчиков и измерение предельно допустимых разрежений;

3) повышение точности измерений и создание методик абсолютной градуировки датчиков.

### Вакуумметры низкого и среднего вакуума

#### Радионуклонные

Достоинства вакуумметров данного класса заключаются в широте рабочей области давлений, линейности характеристик и высокой точности.

Выпускавшийся до 1965 года вакуумметр ВР-3 с датчиком МР-2, в котором был применен альфа-активный препарат Рн-239, имел диапазон  $100 \div 10^{-2}$  мм рт. ст.

В настоящее время стал доступен другой изотоп плутония Рн-238. Его активность в 280 раз превосходит Рн-239 и при равной активности в манометре размеры источника могут быть очень малыми (квазиточечными). Такой источник и использован в двухкамерном датчике [1]. Большая камера имеет источник интенсивностью 10 милликюри и работает в диапазоне  $10 \div 10^{-5}$  мм рт. ст., в малой камере — источник с интенсивностью 50 микрокюри, она позволяет измерять давления от 760 до 1 мм рт. ст.

Для исключения фоновых токов из измерительной цепи коллектор большой камеры защищен от прямого попадания на него альфа-частиц. Фоновые токи малой камеры пренебрежимо малы.

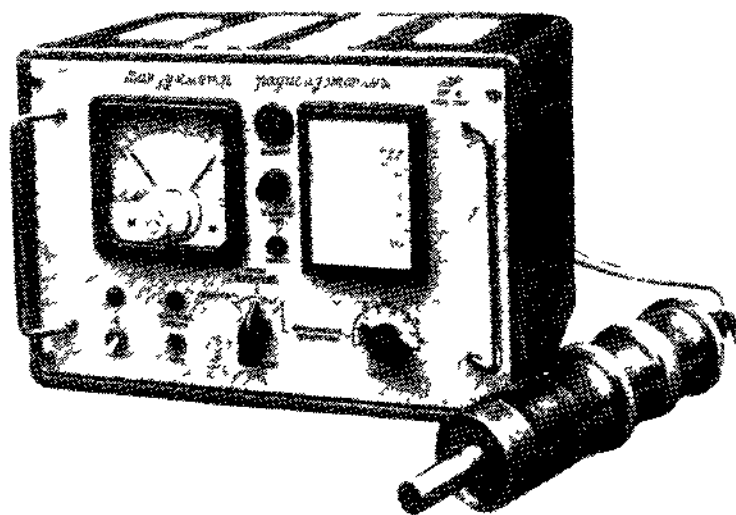


Рис 1 Радионизотонный вакуумметр ВР-4 с датчиком двухкамерного типа

Для работы с этим датчиком подготовлен к промышленному производству вакуумметр ВР-4 (рис 1). Его рабочий диапазон —  $760-10^{-4}$  мм рт.ст. — разбит на 6 поддиапазонов, которые могут переключаться как вручную, так и автоматически.

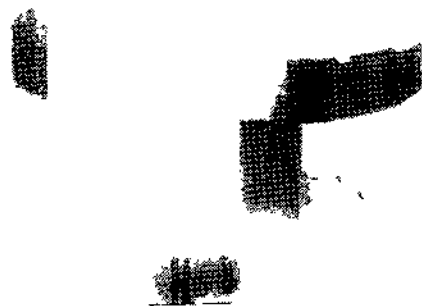


Рис 2 Термопарный прогреваемый манометр (аналог ЛТ-2)

Без специальных градуировок при известном составе газа погрешность измерения вакуумметра ВР-4 с датчиком составляет 15%. При индивидуальной градуировке комплекта (например, с помощью компрессионного манометра) погрешность измерения может быть доведена до 5%.

#### Теплоэлектрические

Использование принципа поддержания постоянства температуры чувствительного элемента тепловых датчиков позволило разработать широкодиапазонный термопарный вакуумметр ВТ-3 на диапазон  $10-10^{-3}$  мм рт.ст. для работы с распростра-

ненными датчиками ЛТ-2 и ЛТ-4М. Вакуумметр ВТ-3 в основном предназначается для лабораторного применения.

Для прогреваемых металлических вакуумных систем разработан металлический фланцевый аналог лампы ЛТ-2 (рис. 2), предназначенный для контроля среднего и глубокого вакуума. Его чувствительный элемент представляет из себя хромель-копелевый термосток с никелевой перемычкой. К блокировочному вакуумметру ВСБ-1 разработан прогреваемый датчик (рис. 3),

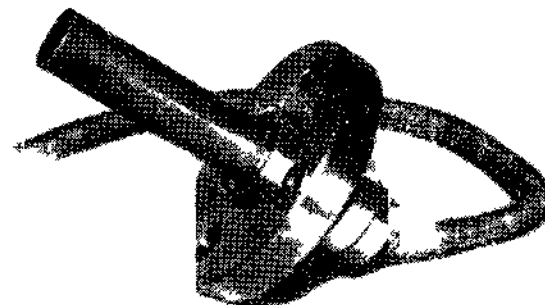


Рис 3 Теплоэлектрический прогреваемый манометр к вакуумметру ВСБ-1

аналогичный по своим метрическим характеристикам датчику МТ-6.

Для выяснения перспективы использования тепловых манометров в системах автоматики исследована их инерционность [2]. Выяснено, что датчики типа МТ-6 менее инерционны, чем термопарные. Определены режимы, при которых инерционность вакуумметра ВСБ-1 с датчиком типа МТ-6 не превышает  $10^{-2}$  сек., что позволило начать широкое применение этих датчиков для автоматического управления в диапазоне  $30-10^{-2}$  мм рт.ст.

#### Манометры высокого вакуума

##### Магнитные электроразрядные

К основным достоинствам электроразрядных манометров следует отнести их высокую чувствительность, широкий рабочий диапазон, простоту использования для целей вакуумной автоматики.

В 1960—1965 гг. были освоены блокировочные электроразрядные вакуумметры ВМБ-2, ВМБ-3 и ВМБ-4 с датчиками типа

ММ-8, ММ-13М-4 и ММ-15. Их общим недостатком является низкая стабильность при работе в среде, содержащей пары масел. Эти пары оседают на аноде, полимеризуются под действием электронов, создавая непроводящие пленки и искажая показания манометров. Борьба с этой «масляной болезнью» ведется двумя путями.

Во-первых, создаются конструкции преобразователей, позволяющие периодически производить механическую чистку электродной системы. Так, в настоящее время промышленность выпускает разборный датчик ПММ-13М-4А

Рис. 4. Электродная система датчика ПММ-13М-4А (без обложки).

(рис. 4) — аналог преобразователя ММ-13М-4.

Разработан также разборный датчик магнетронного типа (рис. 5), имеющий диапазон измеряющих давлений  $10^{-2} \div 10^{-6}$  мм рт. ст. Эти датчики готовятся к промышленному выпуску и будут комплектовать комбинированные вакуумметры как индикаторного, так и блокировочных типов (рис. 6 и 7). Диапазон измерений вакуумметров —  $30 \div 10^{-6}$  мм рт. ст. (вместе с датчиком МТ-6), первый из них — индицирующий, второй предназначен для целей автоматической сигнализации и управления.

Вторым путем является использование катодного распыления для автоматического «самоочистения» датчика. Датчик такого

Рис. 5. Разборный электроразрядный датчик.

Рис. 6. Комбинированный показывающий вакуумметр к электроразрядному и теплоэлектрическим датчикам.

Рис. 7. Комбинированный блокировочный вакуумметр.

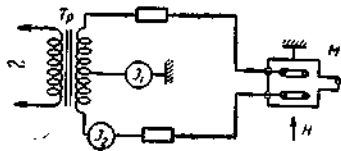


Рис. 8. Принципиальная схема работы „самоочищающегося“ манометра. М — датчик, Тр — питающий трансформатор.

в анодной цепи —  $I_2$ . Заканчивается разработка вакуумметра с датчиком (рис. 9), диапазон рабочих давлений которого —  $1 \div 10^{-5}$  мм рт. ст. В вакуумметре предусмотрено два канала блокировки.

типа (рис. 8) имеет два анодных кольца, на которые в противофазе подается переменное напряжение, равное 2 кВ, и работает по принципу двухполупериодного выпрямителя. В каждый момент времени одно кольцо является анодом, а другое подвергается интенсивной ионной бомбардировке. Мерой давления датчика являются разрядные токи, как в цепи катода —  $I_1$ , так и

Рис. 9. Макет вакуумметра с „самоочищающимся“ датчиком.

### Ионизационные

Одним из главных недостатков, ограничивающих и срок службы и область давлений, измеряемых ионизационными манометрами, является накаливаемый вольфрамовый катод, перегорающий при давлениях выше  $10^{-2}$  мм рт. ст. Разработка воздухостойких оксидных катодов с покрытием из окиси иттрия, нанесенным методом катафореза на иридиевый керн, позволила расширить область применения ионизационных манометров. К достоинствам катода относятся: воздухостойкость, низкая рабочая температура ( $1200\text{—}1300^\circ\text{C}$ ), малая химическая активность при работе в среде кислорода, стойкость к ионной бомбардировке.

Оксидно-иттриевые катоды долговечны; в отпаянных датчиках при давлениях  $5 \cdot 10^{-2}$  и  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. катоды проработали свыше 3000 часов. С этим типом катодов разработаны ионизационные манометры на различные диапазоны давлений. К ним относятся как малогабаритные датчики [4] в стеклянной колбе на диапазон  $1 \div 10^{-5}$  мм рт. ст., так и датчики открытого типа. Фланцевый датчик (рис. 10) — аналог ламп ЛМ-2 и ЛМ-3 (датчик с воздухостойким катодом)

предназначен для работы в комплекте с вакуумметрами ВИТ-1 и ВИТ-2. Ионизационная часть

этих приборов позволяет измерять давления в диапазоне  $10^{-2} \div 10^{-7}$  мм рт. ст. Он, как описанные ниже ионизационные преобразователи, работает с вольфрамовыми и с воздухостойкими катодами.

Конструкция катодного узла этих датчиков легко позволяет менять катод.

### Манометры сверхвысокого вакуума

Основным прибором для этого диапазона является ионизационный манометр открытого типа (рис. 11), который, как и стеклянная лампа ИМ-12, предназначен для работы в комплекте с вакуумметром ВИ-12 в диапазоне  $10^{-5} \div 10^{-10}$  мм рт. ст.

Исследования ионизационных манометров позволили создать датчик, электродная система которого представляет собой модификацию ионизацион-

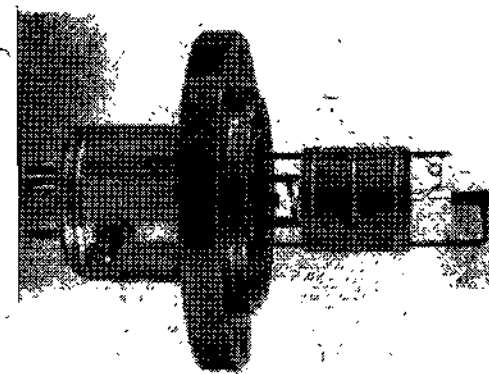


Рис. 10. Ионизационный манометр открытого типа к вакуумметрам типа ВИТ-1 и ВИТ-2.

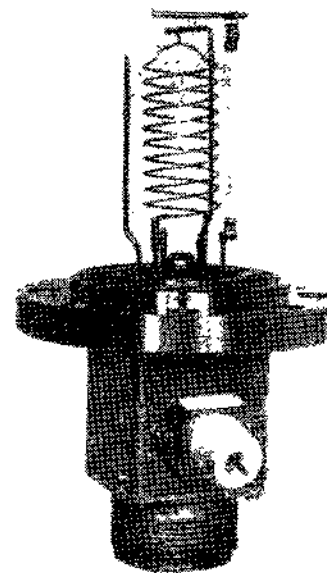


Рис. 11. Ионизационный манометр к вакуумметру типа ВИ-12.

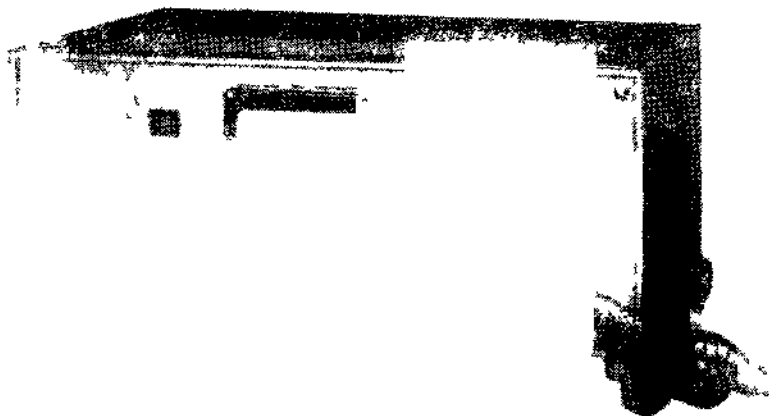


Рис. 12 Вакуумметр ВИ-14 с ионизационным манометром.

ного манометра с осевым коллектором. Применение воздушного катода и коммутация электродов позволяет с помощью этого датчика измерять давления в диапазоне  $10^{-1} \div 10^{-10}$  мм рт. ст. Для работы с ним разработан широкодиапазонный вакуумметр ВИ-14 (рис. 12). Этот прибор имеет логарифмическую и линейную шкалу отсчета в диапазоне  $10^{-1} \div 10^{-10}$  мм рт. ст.

Нижний предел измерения ионизационных манометров обусловлен наличием тока фотоэмиссии с коллектора, возникающего под действием мягкого рентгеновского излучения с анода.

Исследования [5] показали, что существует еще один источник фона, притом нестабильный, — десорбция газовых ионов с анода. Для его уменьшения нужна некоторая ревизия конструктивных материалов; необходимо также строго регламентировать электрический режим работы манометра. Влияние фоновых токов проявляется тем меньше, чем больше относительная чувствительность манометра, т. е. чем длиннее траектория электронов.

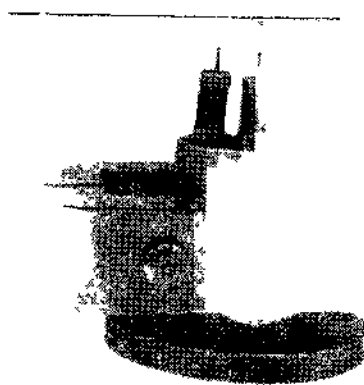


Рис. 13. Инверсно-магнетронный манометр ММ-14М

Поэтому наибольшую перспективу для измерения ионизационным методом давлений ниже  $10^{-10}$  мм рт. ст. имеют, по-видимому, манометры типа Лафферти [6] и Хаустона и их модификации. Другим прибором сверхвысокого вакуума являются магнитные электроразрядные манометры инверсно-магнетронного типа ММ-14 [7] (рис. 13), позволяющие вместе с вакуумметром типа ВИМ-2 измерять давления  $10^{-4} \div 10^{-13}$  мм рт. ст.

Подсоединительные места всех датчиков нормализованы: прогреваемые датчики с металлическим уплотнением присоединяются фланцами — ДУ-20 и ДУ-50; для датчиков с резиновым уплотнением применяется грибовое уплотнение ДУ-20 и фланцевое ДУ-25. Все прогреваемые датчики предназначены для измерения высокого и сверхвысокого вакуума, способны выдерживать прогрев до  $400^\circ\text{C}$ .

### Некоторые проблемы метрологии вакуума

Развитие вакуумной техники требует повышения точности вакуумных измерений.

Компрессионный манометр, всюду служивший образцовым прибором для измерения высокого вакуума, с 1962 г. скomпрометирован различными исследователями [8], показавшими принципиальные недостатки методики ртутных манометров для контрольных измерений ниже  $10^{-3}$  мм рт. ст.

Вымораживающая ловушка, которая защищает исследуемую область от ртути манометра, оказывается эффективным насосом, создающим практически неконтролируемый перепад давлений.

Начиная с этого времени, всюду интенсивно разрабатываются новые методики градуировки манометров, в том числе — сверхвысокого вакуума. Одной из наиболее перспективных является методика градуировки по газовым потокам. Сущность ее состоит в определении давления при протекании измеренного потока газа через диафрагму с известной проводимостью. Создана и опробована установка [9] для абсолютной калибровки вакуумметров в диапазоне  $10^{-5} \div 10^{-7}$  мм рт. ст. Ведутся работы по совершенствованию методов измерения малых газовых потоков, изготовлению и калибровке диафрагм, имеющих малые пропускные способности. Эти работы дадут возможность абсолютным способом калибровать манометры сверхвысокого вакуума.

Другим направлением в данной области является создание криостатированной установки с применением манометра Мак-Леода. Показано, что в случае криостатирования значительно увеличивается точность измерения.

Из сказанного можно сделать вывод, что разработанные манометрические преобразователи и вакуумметры, охватывающие диапазон давлений с атмосферного до  $10^{-14}$  мм рт. ст., находят широкое применение в вакуумных системах различного типа как для целей измерения вакуума, так и автоматизации.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Хавкин Л. П. Широкодиапазонный радиоизотопный манометр. ПТЭ, № 4, 1967.
2. Биршерт А. А. ПТЭ, № 5, 1965.
3. Григорьев А. М. Авторское свидетельство № 199453 от 12.05.1965 г.
4. Пенчко Е. А. ПТЭ, № 1, 1961.
5. Readhead P. A. Vac. Sci. and Techn. 3, № 4, 61.
6. Lafferty I. I. Appl. Phys. № 32, № 3, 61.
7. Ничипорович Г. А. ПТЭ, № 5, 1966.
8. Ishii Hiraci, Nakajama Kazui 8th Nat. Symp. Vac. Techn., 62.
9. Хавкин Л. П. ПТЭ, № 5, 1962.

## МЕТОДЫ И АППАРАТУРА СОВРЕМЕННОЙ ТЕХНИКИ ТЕЧЕИСКАНИЯ

*В. И. Карпов, Л. Е. Левина*

Сфера применения техники течеискания в народном хозяйстве весьма широка. Холодильные установки и термовакуумные аппараты, авиация, ракетная техника и кораблестроение, пищевая промышленность и ядерная техника, электронное приборостроение и электротехническая промышленность — таков далеко не полный перечень областей науки и производства, потребляющих или выпускающих герметичную аппаратуру и потому заинтересованных в развитии техники течеискания.

В соответствии с приведенным разнородным перечнем потребителей проверке подлежат объекты, различающиеся по конструктивному оформлению, габаритам и условиям эксплуатации. При проверке ставятся и решаются существенно разные проблемы, аппаратные и методические. Для рассмотрения их удобнее всего разбить на четыре основные группы, каждая из которых требует своеобразного подхода к формулировке требований по герметичности и выбору методов испытаний:

- 1) испытание малогабаритных объектов;
- 2) проверка больших высоковакуумных систем;
- 3) проверка крупногабаритных низковакуумных объектов;
- 4) контроль невакуумируемых объектов, испытываемых в барокамерах или на атмосфере под избыточным давлением.

Следует обратить внимание на неэквивалентность вакуумных испытаний и испытаний под избыточным давлением, которые часто и по сей день считают взаимозаменяемыми. Опыт показывает, что вероятность вскрытия течей или изменения их величины при перемене направления нагрузки весьма велика.

Специфика первой группы задач связывается с массовым производством электронных приборов, электромагнитных реле, анероидных чувствительных элементов и аналогичных им герметизируемых объектов, сохранение давления и состава газовой среды в которых определяет их надежность при больших сроках

хранения. Наиболее актуальны здесь задачи повышения производительности и чувствительности контроля.

Задача повышения производительности была решена в последние годы созданием серии автоматов контроля герметичности.

Начало созданию аппаратуры автоматизированного контроля герметичности было положено разработкой в 1963 году для нужд полупроводниковой промышленности автомата АКГМ-1 с масс-спектрометрическим датчиком отбраковки.

После загрузки проверяемых изделий в бункер в приборе АКГМ автоматически осуществляются следующие операции: подача изделия в камеру контроля, откачка рабочей камеры механическим и пароструйным насосами, соединение ее с масс-спектрометрическим течеискателем и отбраковка текущих изделий по сигналу течеискателя.

Прибор АКГМ-1 обеспечил возможность проверки до 600 шт. в час изделий диаметром до 12 мм и длиной до 40 мм, герметизированных в атмосфере гелия или прошедших опрессовку в этом газе, с чувствительностью к течам до  $2 \cdot 10^{-7}$  л · мк/сек.

Положительные результаты применения АКГМ-1 определили целесообразность последующих разработок новых моделей.

Автомат АКГМ-2 позволил проверять с той же чувствительностью изделия с габаритами  $28 \times 120$  мм или осуществлять групповой контроль, с числом одновременно проверяемых малогабаритных изделий до 10, повышая тем самым производительность до 3000 шт. в час.

Автомат АКГМ-3 представляет собой модель, усовершенствованную по результатам эксплуатационных испытаний предшествующих моделей. К существенным отличиям АКГМ-3 относятся вакуумметрическая ступень предварительной отбраковки по грубым течам и система автоподстройки фонового сигнала течеискателя перед контролем. При прохождении прибора с большой течью вакуумметр дает сигнал на отбраковку и отключение масс-спектрометра.

Таким образом бракуются изделия, даже если весь гелий вытек из них через большие течи, а масс-спектрометр защищается от засорения гелием. Тем самым исключается потеря в производительности испытаний или ошибочная браковка изделий, следующих за сильно текущим, вследствие повышения уровня фона. Роль фоновых эффектов сведена на нет специальной системой их автоматической компенсации. Повышена стабильность и надежность системы автоматической отбраковки. Предусмотрена возможность регулировки в широких пределах ( $100—10^{-7}$  л · мк/сек) уровня отбраковки в зависимости от требований к герметичности контролируемых изделий. Фотография последней модели автомата контроля герметичности представлена на рис. 1.

Разработки автоматов типа АКГМ дали толчок к созданию целого ряда более или менее автоматизированных устройств

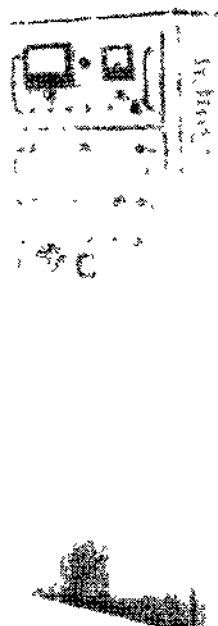


Рис. 1. Автомат контроля герметичности АКГМ-3.

масс-спектрометрического контроля широкого назначения, приспособляемых к нуждам конкретных производств.

Требование к повышению чувствительности контроля нашло свое отражение в создании течеискателя СТИ-8.

Течеискатель СТИ-8 [1] обеспечивает возможность выявления течей  $\sim 10^{-10} \div 10^{-11}$  л · мк/сек вследствие полного прекращения откачки гелия в процессе испытаний при интенсивном удалении других газов цеолитовым насосом. Этот прибор собран на металлических уплотнениях и выполнен в виде стационарного стенда (рис. 2), за которым оператор работает сидя. Высокая производительность испытаний обеспечивается полной автоматизацией подготовительных операций, вплоть до высоковакуумной откачки изделия и соединения его с течеискателем, а также применением быстроразборных индиевых уплотнений для подсоединения изделий к течеискателю [2].

Опыт разработки течеискателя СТИ-8 позволил предложить методику внешнего цеолитового насоса, обеспечивающую возможность индикации натеканий вплоть до  $10^{-11}$  л · мк/сек с помощью широко распространенных промышленных течеискателей ПТИ-6 и ПТИ-7. Методика основана на накоплении газов в изделии, помещенном в атмосферу гелия, и предусматривает перепуск накопленного гелия в масс-спектрометрический течеискатель через промежуточную ступень удаления всех других газов

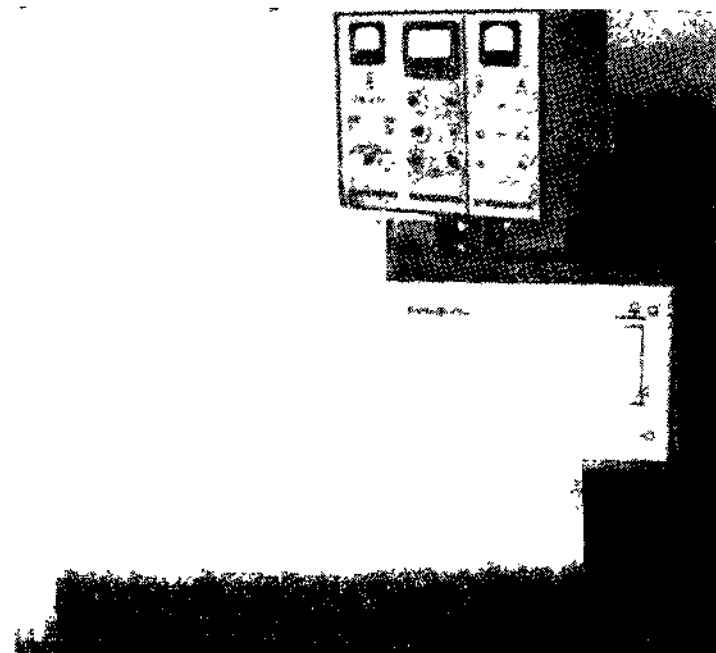


Рис. 2. Течеискатель СТИ-8.

цеолитовым насосом. Чувствительность методики существенно лимитируется фоновыми потоками гелия в системе накопления, которая должна обязательно собираться на металлических уплотнениях. В системе перепуска допустимы резиновые уплотнители, что существенно упрощает ее сборку.

Все виды масс-спектрометрического контроля на описанном оборудовании обеспечивают возможность количественной оценки регистрируемых натеканий благодаря применению в них для градуировки калиброванной течи ГЕЛИТ-1, создающей истечение в вакуум постоянного во времени потока гелия  $\sim 10^{-3} \div 10^{-6}$  л · мк/сек. При этом следует подчеркнуть, что речь идет именно об оценке величин гелиевых натеканий, но не об их измерениях, поскольку течеискатели представляют собой индикаторную аппаратуру.

В связи с решением второй и третьей групп задач — испытания высоковакуумных и низковакуумных систем — в последние годы возникали, в основном, методические проблемы, касающиеся организации течеискательных работ, формулировки требований к герметичности и оценки чувствительности испытаний, а также требований к конструированию подлежащих проверке систем, вытекающих из задач течеискания.

Для современных вакуумных систем характерны разнообра-

ние и большая протяженность соединений, что требует индивидуального подхода к проверке каждого соединения, а также приводит к необходимости высокой чувствительности поиска отдельных течей при достаточно больших допустимых суммарных натеканиях.

Уже при конструировании больших объемов оказывается необходимым обеспечивать непосредственный доступ к герметизирующим уплотнениям (гелий в атмосфере диффундирует очень медленно) и возможность максимального секционирования проверяемой системы для выделения текущего участка и ограничения сферы поиска течей.

В качестве примера здесь можно остановиться на конструировании сварных соединений толстостенных объектов. Вакуумной плотности при сварке удастся достигнуть только при небольшой толщине свариваемых листов (5—6 мм). При необходимости сварки толстых листов с них снимается фаска так, чтобы довести толщину металла в месте сварки до нужных размеров.

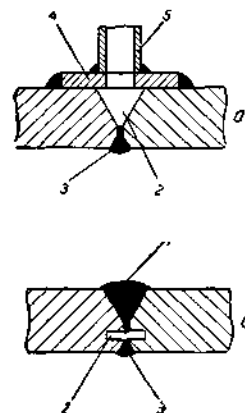


Рис. 3. Возможные конструктивные решения сварного соединения толстых листов с внутренней полостью для проверки герметичности.

Такой шов, однако, оказывается недостаточно прочным для толстостенных конструкций, и для усиления на него накладываются дополнительные силовые швы (один или несколько). Наложение силового шва может привести к нарушению герметизирующего шва из-за возникающих в нем напряжений. Появляющиеся внутренние течи уже не обнаруживаемые обычными методами течеискания, могут оказаться особенно опасными в том случае, когда через них соединяются откачиваемый объем и межшовные полости. Длительное поступление газа из этих полостей может препятствовать получению необходимого вакуума. Такая опасность исчезает, если между герметизирующим швом и силовыми предусмотреть полость, поддающуюся откачке или заполнению пробным газом через специально предусмотренные штуцеры. Возможные конструктивные решения такого соединения представлены на рис. 3. Они обеспечивают технологическую развязку

между герметизирующим и силовыми швами; возможность проверки внутреннего шва на герметичность; значительное уменьшение натекания через неустраненные течи путем откачки межшовной полости механическим насосом; выделение текущего участка шва, в случае если межшовная полость будет секционирована.

Обязательным этапом ответственных испытаний должна быть проверка объективными методами на суммарное натекание, так

как при поиске течей методом обдува могут быть пропущены течи в швах и особенно по целому материалу. К числу объективных относятся методы гелиевых чехлов, общих и частичных, манометрический метод измерения натеканий по изменению давления, общего или парциального, и др. В проведении манометрических испытаний особенно сказывается специфика высоковакуумных и низковакуумных систем в связи с различной ролью газоотделения и особыми трудностями исключения его влияния в низковакуумных системах.

Необходимо обратить внимание на возможную перспективность применения газоанализатора, регистрирующего кислород. При общем давлении в испытываемом объеме  $10^{-1}$  мм рт. ст. этот прибор позволяет фиксировать изменения парциального давления кислорода до  $3 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. и тем самым выделять из потока газоотделения натекания, вызывающие давления  $\sim 10^{-4}$  мм рт. ст., не обнаруживаемые обычными манометрами.

При поиске течей в высоковакуумных системах, как правило, применяется масс-спектрометрический гелиевый течеискатель. Для испытания систем низкого вакуума предназначен галондный течеискатель ВАГТИ-4 с вакуумным датчиком.

При испытании на герметичность больших вакуумных объемов рекомендуется соблюдать следующий порядок:

1. До сборки подвергать проверке каждую деталь и узел. Неоткачиваемые узлы могут проверяться вакуумными присосками.
2. После сборки попытаться получить вакуум и оценить степень негерметичности.
3. Выделить возможно более ограниченный текущий участок путем секционирования, применения частичных чехлов с пробным газом, откачки и заполнения пробным газом швов с полостями.
4. Произвести поиск и устранение течей.
5. Удостоверить соответствие испытываемого объекта предъявляемым к нему требованиям путем измерения общего натекания.

В связи с применением в вакуумной технике охлаждающих систем должно быть обращено внимание на температурные характеристики течей — с изменением температуры они могут синхронно исчезать и появляться.

Пути обеспечения максимальной эффективности испытаний могут быть предметом лишь специального рассмотрения. Здесь следует только обратить внимание на недавно выявленный экспериментами факт высокой обратной проицаемости для гелия механических насосов при сильной нестабильности противотока. Его следует особенно иметь в виду при работе в помещениях с повышенным содержанием гелия (большое количество испытываемых систем, плохая вентиляция и т. п.).

Испытание на герметичность опрессованных объектов по сей день нередко производится по пузырям при обмыливании испы-

Э. Т. Тальдаев

туемой поверхности или погружения испытуемого объекта в жидкость. Метод прост в осуществлении, но необъективен и мало чувствителен. Как правило, он не способен удовлетворить требованиям к герметичности современной аппаратуры. Кроме того, при работе с ним следует иметь в виду вероятность временного перекрытия течей жидкостью.

Для испытания объектов, опрессованных галоидосодержащим газом, предназначены галоидные теческатели ГТИ-3, ВАГТИ-4 (с атмосферным датчиком) и БГТИ-5, выпускаемые промышленностью [3].

ГТИ-3 и ВАГТИ-4 позволяют фиксировать истечение в атмосферу потоков фреона до  $2 \cdot 10^{-3}$  л · мк/сек или эквивалентных ему потоков других галоидосодержащих газов, БГТИ-5 — до  $7 \cdot 10^{-3}$  л · мк/сек. Теческатель БГТИ-5 ранцевого типа с автономным питанием от малогабаритных аккумуляторов удобен при проверке объектов большой протяженности, а также при полевых испытаниях.

Градуировка галоидных теческателей обеспечивается применением галоидной течи ГАЛОТ-1, освоенной промышленным выпуском и представляющей собой малогабаритное устройство, обеспечивающее истечение в атмосферу фиксированного потока рабочего галоидосодержащего вещества, оцениваемого в величинах эквивалентного потока фреона.

Для испытания опрессовываемых объектов предназначен еще один теческатель, выпускаемый промышленностью. ТП 7101, индицирующий появление в атмосфере газов, существенно отличающихся от воздуха по теплопроводности. К достоинствам этого теческателя следует отнести широкий спектр индицируемых пробных газов, в том числе широкодоступных —  $\text{CO}_2$ , фреона. Чувствительность ТП 7101 к фреону —  $2 \cdot 10^{-2}$  л · мк/сек. Относительная чувствительность к другим газам затупирована. Это позволяет рекомендовать для градуировки ТП 7101 течь ГАЛОТ-1.

Совершенно особое место в технике теческания занимают методы капиллярной дефектоскопии — люминесцентный и цветной [4]. Только они оставляют на течи устойчивые следы и позволяют анализировать ее природу снятием шлифов. Методы предусматривают подачу жидкого пробного вещества на вход течи по одну сторону поверхности испытуемого объекта и регистрацию следов этого вещества на другой стороне объекта, у выхода течи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов В. И., Левина Л. Е., Муравьева Л. Д. ПТЭ, № 4, 168, 1967.
2. Гендель С. И., Карпов В. И., Левина Л. Е. ПТЭ, № 2, 223, 1967.
3. Карпов В. И. Глава X в книге Ланис В. А. и Левина Л. Е. «Техника вакуумных испытаний». М., Госэнергиздат, 1963.
4. Новые промышленные каталоги № 19, 109, 1964.

Выпускаемые заводами вакуумметры ВИТ-1А имеют большое количество переключателей, которые включаются в определенной последовательности, и несоблюдение ее является причиной преждевременного выхода из строя манометрической лампы ЛМ-2. Кроме того, в ряде случаев нет необходимости измерять давление в разных точках и поэтому применение двух однотипных приборов (М24-18 и М24-12) в одном вакуумметре нецелесообразно, так как только при достижении вакуума порядка  $10^{-4}$  мм рт. ст. включается индикатор ионизационной лампы ЛМ-2.

С учетом сказанного нами проведены некоторые усовершенствования вакуумметра ВИТ-1А с целью упрощения управления прибором, уменьшения габаритов и улучшения внешнего оформления без занижения его технических характеристик. На рис. 1

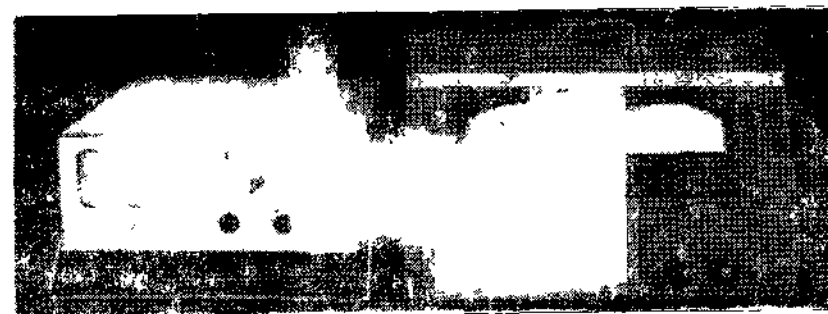


Рис. 1. Общий вид вакуумметра после усовершенствования.

приведен общий вид прибора. Усовершенствованный переносный вакуумметр выполнен в настольном варианте. Он имеет специальную опорную стойку, которая позволяет регулировать наклон прибора в пределах от нуля до  $20^\circ$  к плоскости стола и одновременно служит ручкой при переносе прибора. В вакуумметре применен один индикаторный прибор (М24-18), который позволяет вести отсчет величины токов термопарной или ионизационной ламп. Комплекс переключателей заменен общим галетным переключателем, что значительно упрощает управление прибором и исключает возможности ошибочных включений в последовательности введения манометрических ламп в режим измерения. Вместо фонаря «Сеть» введена сигнальная лампа «ЛТ», которая светится при работе термопарной части вакуумметра и отключается при переходе к измерениям с ионизационной лампой. При этом горит сигнальная лампочка «ЛМ». Отсчет пока-

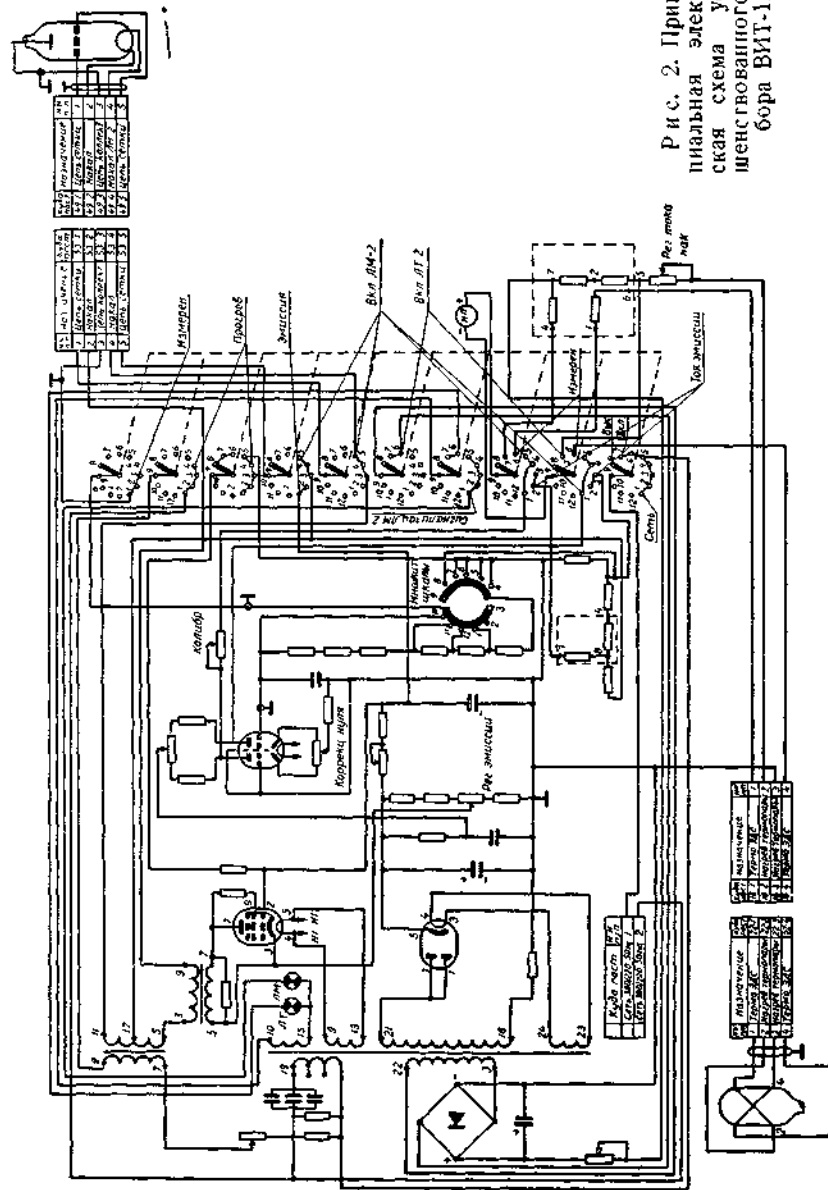


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема усовершенствованного прибора ВИТ-1А.

заний работы ионизационной лампы ЛМ-2 ведется по средней шкале прибора М24-18 с соответствующим показателем множителя шкалы.

Методика работы с прибором заключается в следующем. Для того чтобы измерить давление с термопарной лампой ЛТ-2, необходимо переключатель «Род работ» перевести в положение «Включена ЛТ» и потенциометром «Регулировка тока накала» установить рабочий ток нагревателя данной термопары. После двухминутного прогрева в этом положении поставить переключатель «Род работ» в положение «Измерение» и сделать отсчет делений. Убедившись в том, что давление в исследуемом объеме не выше, чем  $10^{-4}$  мм рт. ст., перевести вакуумметр на работу с лампой ЛМ-2, переключив в положение «Включена ЛМ-2», и прогреть в течение двух-трех минут. Затем отрегулировать усилитель ионного тока, что достигается установкой ручки «Множитель шкалы» в положение  $10^2$ , переключатель «Род работ» — в положение «Прогрев»; потенциометром «Регулировка нуля» установить стрелку измерительного прибора на нуль шкалы. Прогреть в течение 10—15 минут.

Проверить ток эмиссии в положении «Ток эмиссии» и переключением на «Эмиссию» установить резистором «Регулировка эмиссии» ток, равный 5 мА, что соответствует по средней шкале измерительного прибора 50 делениям. Проверить калибровку и нуль шкалы и перейти на измерение давления.

На рис. 2 приведена принципиальная электрическая схема усовершенствованного прибора ВИТ-1А. Введенное усовершенствование упрощает работу с прибором и исключает ошибочные включения режимов работы лампы ЛМ-2.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Физические явления и процессы в вакууме

Р. Б. Тагиров. О некоторых параметрах высокого вакуума и их роли в физике тонкослойных покрытий . . . . .	3
Р. Б. Тагиров, М. А. Валидов, Н. А. Эюзин, С. А. Паймеров, Э. Т. Тальдаев. Обратная миграция паров масла из диффузионного насоса в откачиваемый объем . . . . .	12
И. А. Райзман. Зависимость параметров жидкостнокольцевого вакуум-насоса и компрессора от количества подаваемой жидкости . . . . .	18
Г. Ф. Шайхиев. О подобии процессов молекулярного переноса в разреженных газах . . . . .	24
И. А. Райзман, А. И. Лукьянова. Расчетное определение гидравлических потерь в жидкостнокольцевом вакуум-насосе . . . . .	27
В. Ф. Лукьянов, А. И. Лукьянова, И. А. Райзман. Определение перетечек газа через торцевые зазоры жидкостнокольцевых вакуум-насосов . . . . .	31
В. Г. Жарниов. Обтекание угла плоским сверхзвуковым потоком термодинамически равновесного влажного пара . . . . .	38
В. Г. Жарниов. Обтекание угла плоским сверхзвуковым двухфазным потоком при отсутствии фазовых переходов . . . . .	44
В. Г. Жарниов. Метод характеристик для расчета сверхзвуковых осесимметричных струй несовершенного газа . . . . .	51
Н. Н. Лисаков, А. Б. Цейтлин, Ф. Ф. Зенин. Исследование оптическим методом парового потока, истекающего из сопла эжектора в вакуум . . . . .	74
В. В. Субботин. Нестационарное температурное поле двуслойного анизотропного свода . . . . .	80
Е. Г. Шешуков, В. М. Фомин. К нелинейной теории фильтрации . . . . .	83

### Вакуумные насосы и установки

М. Л. Алашкевич, В. И. Мирманова, Г. С. Карнович. Состояние и перспективы применения рабочих жидкостей для получения сверхвысокого вакуума с помощью паромасляных насосов . . . . .	90
М. И. Виноградов, М. Н. Ефимов. Безмасляные средства откачки . . . . .	96
М. А. Валидов, Э. Т. Тальдаев, А. А. Абуков, И. М. Булатов, А. Е. Банникова. Вакуумная установка для нанесения тонкослойных оптических покрытий ВУТП-2 . . . . .	102
А. И. Кондратьев, М. Н. Ковалев, Э. Н. Мармер. Особенности испытания сверхвысоковакуумной печи при температуре 800°С . . . . .	108
Г. В. Конюшков, В. И. Ерекин, М. И. Федоров. Эффективность диффузионного соединения металлов при бешгенгельной откачке ЭВП . . . . .	117

Л. А. Беляев, Ю. М. Тузанкин. Турбомолекулярные высоковакуумные насосы и агрегаты . . . . .	124
Ю. М. Тузанкин, Л. А. Беляев. Радиальный турбомолекулярный насос . . . . .	129
В. Г. Жарниов, А. Н. Спектор, Э. Д. Кожевникова. Распределение степеней сжатия по ступеням пароводяного эжекторного насоса . . . . .	135
Ф. Д. Путиловский, И. Г. Хисамеев, Е. Г. Сидоров. Получение сверхвысокого вакуума при помощи системы паромасляных насосов . . . . .	145
В. Г. Жарниов, А. Н. Спектор. Номограммы для расчета ступеней пароводяного эжекторного насоса . . . . .	149
И. А. Райзман. Обзор конструкций жидкостнокольцевых вакуум-насосов и компрессоров . . . . .	161
Д. Х. Зайденштейн, В. М. Либин, С. Ш. Серазегдинова. Некоторые итоги эксплуатации парожеторных вакуумных насосов в установках для внепечного вакуумирования стали . . . . .	185
И. И. Мосин, И. И. Калмыков. Влияние технологических и монтажных факторов на основные показатели работы ступени ЭВН . . . . .	187
Г. Н. Корчагин, Г. Д. Бабкин, А. В. Копач, А. П. Законов. Ультразвуковая очистка деталей и узлов вакуумных насосов в среде фреона-30 . . . . .	194

### Вопросы метрики и теченскания

А. М. Григорьев, В. Т. Гринченко. Современная вакуумметрическая аппаратура . . . . .	199
В. И. Карпов, Л. Е. Левина. Методы и аппаратура современной техники теченскания . . . . .	208
Э. Т. Тальдаев. Усовершенствование вакуумметра ВИТ-1А . . . . .	215

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
14	16 сверху	$1 \cdot 20^{-6}$ мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.
44	6 сверху	$\omega(T) = \frac{d}{dT} T \left[ \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right) \right]$	$\omega(T) = \frac{d}{dT} \left[ T \frac{d}{dT} \left( \ln \frac{dp}{dT} \right) \right]$
44	7 снизу	... объем частиц значительно меньше...	... удельный объем частиц значительно меньше...
87	10 снизу	... переменного $\xi$	... переменного $\zeta$
107	табл. 3 графа	$10-5$ мм рт. ст.	$10^{-5}$ мм рт. ст.
126	табл. 3 графа	$CH$	$CH_4$
153	8 снизу	$G_W = \frac{G_{n4} (i_n - c_{\theta} \cdot t_{\theta_2})}{c_{\theta} (t_{\theta_2} - t_{\theta_1})}$	$G_W = \frac{G_{n4} (i_n - c_{\theta} t_{\theta_2})}{c_{\theta} (t_{\theta_2} - t_{\theta_1})}$
187	5 сверху	$8 \cdot 2$ m	$8 - 20$ m

Заказ А-488

Коллектив авторов

ВАКУУМНАЯ ТЕХНИКА. Вып. 2

Редактор Н. П. Мазина

Художественный редактор Э. Е. Сподикова

Технический редактор З. А. Ибрагимова

Корректор П. А. Матвеева

Сдано в набор 19 XII-69 г. Подписано к печати 7 IV-70 г. ПФ 00185. Бумага типографская № 2, 60×90 см. Печ. л. 13,75. Уч.-изд. л. 13,11. Заказ А-488. Тираж 2000. Цена 76 коп.

Татарское книжное издательство. Казань, ул. Баумана, 19.

Типография «Таттипограф» Управления по печати при Совете Министров ТАССР.  
Казань, ул. Миславского, 9.